

KOMITET WYDAWNICZY PODRĘCZNIKÓW AKADEMICKICH  
PRZY MINISTERSTWIE WYZNAŃ RELIGIJNYCH I OŚWIECENIA PUBLICZNEGO

---

MARIA SKŁODOWSKA-CURIE

PROFESOR SORBONY, LAUREATKA NAGRODY NOBLA Z FIZYKI,  
LAUREATKA NAGRODY NOBLA Z CHEMII

# PROMIENIOTWÓRCZOŚĆ

PRZEŁOŻYL  
LUDWIK WERTENSTEIN

1939

NAKŁADEM KOMITETU WYDAWNICZEGO PODRĘCZNIKÓW AKADEMICKICH  
SKŁAD GŁÓWNY W KASIE IM. MIANOWSKIEGO  
WARSZAWA — PAŁAC STASZICA

PROMIENIOTWÓRCZOŚĆ

S. P. 1



135470

D 569/112

## OD TŁUMACZA

Wobec znacznych postępów nauki o promieniotwórczości i fizyki jądra atomowego, jakie zaszły od chwili ukazania się dzieła MARI SKŁODOWSKIEJ-CURIE pt. «Promieniotwórczość», okazało się rzeczą wskazaną uzupełnić polski przekład kilkoma rozdziałami, zawierającymi opis głównych odkryć doświadczalnych, dokonanych w tej dziedzinie oraz dodać treściwe przedstawienie tych poglądów teoretycznych, o których można sądzić, że stanowią trwały nabytek nauki.

Chociaż w języku polskim istnieje kilka dzieł poświęconych nauce o promieniotwórczości, to jednak terminologia w tym dziale fizyki nie jest jeszcze ustalona. Terminy użyte w moim przekładzie różnią się w niektórych szczegółach od terminów stosowanych przez innych autorów, częściowo zaś są to terminy nowe. Podczas opracowywania przekładu sporządziłem z polecenia Komisji Słownictwa Akademii Nauk Technicznych spis terminów nauki o promieniotwórczości. Ponieważ redakcja odnośnego działu słownika nie jest jeszcze zakończona, jest rzeczą możliwą, że ostatecznie przyjęte terminy będą różniły się częściowo od terminów w tekście.

Dokonywając przekładu kierowałem się zasadą wierności oryginałowi; w nielicznych miejscach pozwoliłem sobie na nieznaczne zmiany, wynikające z postępu nauki i na dodanie odnośników.

Dzieło SKŁODOWSKIEJ-CURIE ukazało się w roku 1934. Niezwykle wielki rozwój nauki o promieniotwórczości i fizyki jądrowej w ostatnich latach spowodował konieczność dodania uzupełnień. W opracowaniu tych uzupełnień usiłowałem według możliwości utrzymać charakter i poziom «Promieniotwórczości» i z olbrzymiego materiału starałem się wybrać tylko niewątpliwe fakty większego znaczenia oraz teorie dobrze ugruntowane na podstawie doświadczalnej.

W celu ułatwienia czytelnikowi orientowania się w obszernym dziele dodałem skorowidze nazwisk i przedmiotów «Promieniotwórczości» oraz «Uzupełnień». Ponadto umieściłem na końcu «Uzupełnień» tablicę dokładnych mas atomowych oraz tablicę sztucznych radiopierwiastków.

W uzupełnieniach pominięto dział promieni kosmicznych, który rozwinął się tak znacznie, że wymagałby napisania osobnej książki.

*L. WERTENSTEIN*

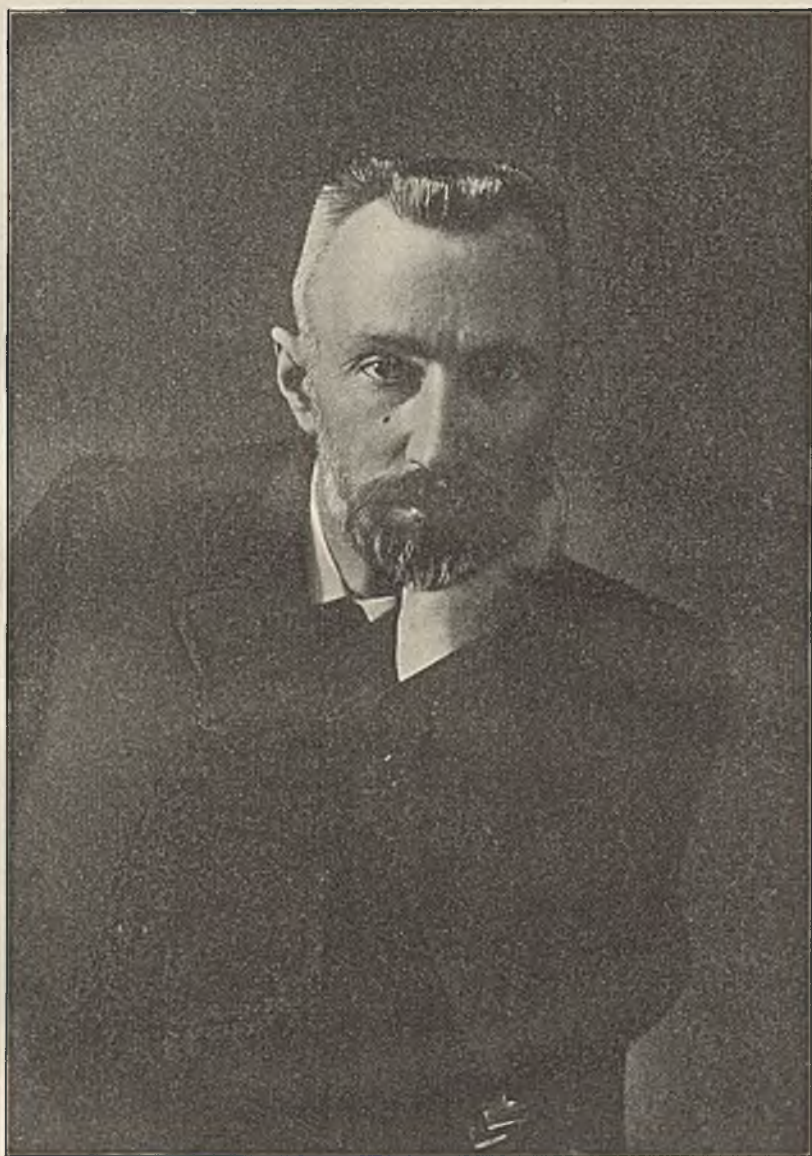
Warszawa, w sierpniu 1939.

---

POLITECHNIKA  
KATEDRA FIZYKI



*M. Curie*



P. Curie





Rękopis tej książki, opracowywany przez Panią CURIE w ciągu kilku lat, był ukończony przed Jej zgonem, a nawet druk był już rozpoczęty.

Zajęliśmy się wydaniem tego dzieła. Pomimo staranności z jaką dokonaliśmy korekty, jest rzeczą możliwą, że przeoczyliśmy omyłki, które nie byłyby uszły uwadze Autorki.

Wyrażamy podziękowanie pp. GREGOIRE, GUILLOT, FOURNIER, SAVEL i SURUGE, współpracownikom Instytutu Radowego, za pomoc w sprawdzeniu korekt i tablic.

*IRENA JOLIOT-CURIE*  
*FRYDERYK JOLIOT*

---

## PRZEDMOWA

Książka ta zawiera treść wykładów, które wygłaszałam w Sorbonie w ciągu kilku lat i w których co rok czyniłam zmiany wynikające z postępów nauki o promieniotwórczości. Niewątpliwie postęp będzie trwał w dalszym ciągu, niemniej sędzę, że z punktu widzenia potrzeb nauczania jest rzeczą pożądaną, aby od czasu do czasu ukazywały się dzieła dające zestawienie głównych wiadomości z danej dziedziny. Takie jest zadanie tej książki, jest ona przeznaczona dla studentów i dla osób pragnących zaznajomić się z traktowanymi w niej zagadnieniami w ogólnych zarysach bez wnikania w szczegóły.

Pierwsza część wykładów zawiera treściwe przedstawienie podstawowych wiadomości o jonach wytwarzanych w gazach, o elektronach i o promieniach, które powstają w rozrzedzonych gazach, będących siedliskiem wyładowania elektrycznego. Wiadomości te są bardzo pożyteczne w nauce o promieniotwórczości i dlatego znalazły się w zwięzłym ujęciu w tym podręczniku, którego druga a zarazem główna część jest poświęcona radiopierwiastkom oraz wysyłanym przez nie promieniom.

Ponieważ książkę tę traktuję jako podręcznik, nie zaś jako źródło informacji w badaniach naukowych, przeto pominęłam rozległą bibliografię przedmiotu. Bibliografię tę można znaleźć w dziełach, których spis przytaczam. W tekście ograniczyłam się do cytowania nazwisk autorów, którzy przyczynili się do poznania podstawowych faktów i wysunięcia pomysłów teoretycznych.

Dziękuję bardzo serdecznie p. IRENIE CURIE za pomoc w części rękopisu oraz pp. G. FOURNIER, MANO i R. GREGOIRE za pomoc w opracowywaniu tablic.

---

## SPIS RZECZY

Słowo wstępne tłumacza . . . . .	V
Przedmowa . . . . .	VII

### CZEŚĆ PIERWSZA

### JONY, ELEKTRONY I PROMIENIE X

#### ROZDZIAŁ I

##### Jonizacja gazów. Pomiar prądu w gazach zjonizowanych.

1. Prąd przenoszony przez jony . . . . .	1
Przewodnictwo metali i elektrolitów . . . . .	1
Przewodnictwo gazów . . . . .	3
2. Komora jonizacyjna . . . . .	6
3. Przyrządy elektrostatyczne. . . . .	6
Elektroskopy listkowe i nitkowe . . . . .	6
Elektrometr kwadrantowy . . . . .	8
4. Metody kompensacji i stałego odchylenia . . . . .	9
Metoda stałego odchylenia . . . . .	11

#### ROZDZIAŁ II

##### Własności jonów gazowych. Elektrony.

5. Związek pomiędzy prądem a różnicą potencjałów . . . . .	13
Prąd nasycenia . . . . .	13
6. Unoszenie jonów w prądzie gazu. Prawo rekombinacji. . . . .	14
7. Przesunięcia jonów w polu elektrycznym. Ruchliwość . . . . .	17
Pomiar ruchliwości . . . . .	20
8. Dyfuzja jonów. Stosunek $\frac{k}{D}$ i ładunek jonu. . . . .	22
9. Małe jony. Wielkie jony. Elektrony . . . . .	24
10. Emisja elektronów przez ciała naświetlone oraz przez ciała rozżarzone. . . . .	26
11. Kondensacja wody na jonach. Ładunek jonów. Ładunek elementarny. . . . .	29
12. Jonizacja spowodowana zderzeniami jonów i wyładowanie iskrowe. . . . .	33

#### ROZDZIAŁ III

##### Promienie katodowe.

13. Powstawanie. Rozchodzenie się i własności . . . . .	37
Ładunek promieni . . . . .	38
14. Działanie pola magnetycznego i pola elektrycznego na promienie katodowe . . . . .	38

Odchylenie magnetyczne . . . . .	38
Odchylenie elektryczne . . . . .	41
15. Stosunek $e/m$ . Masa i energia kinetyczna elektronu . . . . .	42
16. Absorpcja i rozpraszanie promieni katodowych. Zasięg. Zdolność jonizacyjna . . . . .	44
17. Dyfrakcja elektronów . . . . .	48
18. Elektrony dodatnie. . . . .	49

## ROZDZIAŁ IV

## Promienie dodatnie.

19. Powstawanie promieni dodatnich w rurce z rozrzedzonym gazem. Promienie anodowe. Ich energia i własności . . . . .	51
20. Pomiaru stosunku $e/m$ promieni dodatnich. . . . .	52
Analiza za pomocą widm optycznych . . . . .	56
Energia wiązania jądrowego . . . . .	57
21. Analiza mas. Izotopy. Energia wiązania . . . . .	54
22. Chemiczny ciężar atomowy. Liczba atomowa. Oddzielanie izotopów. . . . .	58

## ROZDZIAŁ V

## Promienie X.

23. Otrzymywanie, własności i zastosowania promieni X . . . . .	60
24. Pochłanianie i rozpraszanie promieni X. Promienie wtórne . . . . .	61
25. Dyfrakcja promieni X w kryształach . . . . .	65
26. Analiza widm i budowa kryształów . . . . .	67
27. Załamanie. Całkowite odbicie. Polaryzacja . . . . .	69
28. Widma emisyjne i absorpcyjne. Jądro atomowe. Poziomy energii. . . . .	70
29. Prawo fotoelektryczne <i>Einsteina</i> . Widma korpuskularne. Przejście od światła do promieni X. Poziomy . . . . .	75
Dziedzina pośrednia między światłem i promieniowaniem X . . . . .	77
Częstości prążków i poziomy . . . . .	78
30. Teoria rozpraszania według <i>Comptona</i> . . . . .	79
31. Dawkowanie promieni X. Jednostka natężenia. Skuteczna długość fali . . . . .	82

## ROZDZIAŁ VI

## Związek między elektronami i promieniowaniem. Teoria elektromagnetyczna. Teoria kwantów.

32. Elektron i promieniowanie. . . . .	83
33. Bezwładność, masa i energia elektronu. Elektromagnetyczna teoria promieniowania . . . . .	84
34. Zastosowanie teorii kwantów do nauki o promieniowaniu. Teoria <i>Bohra</i> . . . . .	89
Wpływ ruchu jądra . . . . .	92
Przypadek ogólny. Atom zawierający wiele elektronów . . . . .	92
35. Mechanika kwantowa . . . . .	96
Zasada nieoznaczoności . . . . .	97
Zasady statystyki . . . . .	98

CZĘŚĆ DRUGA  
PROMIENIOTWÓRCZOŚĆ

ROZDZIAŁ VII

**Odkrycie promieniotwórczości i radiopierwiastków.**

36. Promienie uranu. Promienie toru . . . . .	99
37. Promieniotwórczość jest własnością atomową. Nowa metoda analizy chemicznej, oparta na promieniotwórczości. Odkrycie polonu i radu . . . . .	100
38. Widmo i ciężar atomowy radu. Rad metaliczny . . . . .	104
39. Radiopierwiastki. . . . .	106
Pochodne uranu . . . . .	107
a) gałąź radu . . . . .	107
b) gałąź aktywna . . . . .	109
Pochodne toru . . . . .	111

ROZDZIAŁ VIII

**Minerały promieniotwórcze i otrzymywanie radiopierwiastków.**

40. Minerały promieniotwórcze . . . . .	113
41. Minerały uranowe, zawierające tylko ślady toru. Przeróbka blendy smolistej . . . . .	115
42. Minerały torowo-uranowe . . . . .	120

ROZDZIAŁ IX

**Gazy promieniotwórcze.**

43. Emanacje . . . . .	121
44. Wyznaczanie stałej zaniku emanacyj . . . . .	122
Radon . . . . .	122
Toron . . . . .	123
Aktywnon . . . . .	124
45. Dyfuzja. Wpływ . . . . .	124
46. Absorpcja w cieczech i ciałach stałych. Rozpuszczalność. Kondensacja w niskich temperaturach . . . . .	127
47. Własności chemiczne. Promieniowanie . . . . .	129
48. Powstawanie i nagromadzenie się radonu. Definicja curie . . . . .	130
49. Oznaczanie radonu. Oznaczanie radu za pomocą pomiaru utworzonego radonu . . . . .	132
50. Wytwarzanie i wydzielanie się toronu i aktywnonu . . . . .	136
51. Otrzymywanie czystego radonu. Widmo. Objętość jednego curie . . . . .	136

ROZDZIAŁ X

**Osady aktywne.**

52. Promieniotwórczość wzbudzona. Ogólne cechy. Osad aktywny . . . . .	140
53. Przemiany aktywnego osadu radonu. Ciała <i>A</i> , <i>B</i> , <i>C</i> . Osad długotrwały: ciała <i>D</i> , <i>E</i> i <i>F</i> . . . . .	141
54. Przemiany osadów aktywnych toronu i aktywnonu . . . . .	144
55. Chemiczne i elektrochemiczne własności aktywnych osadów. Destylacja. Oddzielanie składników . . . . .	146
56. Pochodzenie osadu aktywnego. Zjawisko odskoku . . . . .	147

## ROZDZIAŁ XI

## Teoria przemian promieniotwórczych.

57. Wykładnicze prawo przemiany radiopierwiastka. Dwa rodzaje przemian . . . . .	150
58. Zastosowanie teorii prawdopodobieństwa. Fluktuacje promieniotwórczości . . . . .	151
59. Niezmiennność stałych zaniku. Hipotezy dotyczące pochodzenia promieniotwórczości . . . . .	154
60. Zagadnienie dwóch substancyj . . . . .	155
61. Zagadnienie trzech substancyj. Zagadnienie $n$ substancyj . . . . .	158
62. Równowaga przejściowa. Równowaga promieniotwórcza . . . . .	160
63. Zastosowanie teorii do analizy krzywych dezaktywacji . . . . .	161

## ROZDZIAŁ XII

## Wstępne wiadomości o promieniowaniu ciał promieniotwórczych.

64. Promienie $\alpha$ , $\beta$ i $\gamma$ . Oddzielanie promieni w polu magnetycznym. Przenikliwość . . . . .	165
65. Sposoby badania promieniowania. Metoda wykrywania oddzielnych cząstek . . . . .	166

## ROZDZIAŁ XIII

Cząstki  $\alpha$ .

66. Pochłanianie. Zasięg w powietrzu. Krzywa jonizacji. Grupy promieni . . . . .	169
67. Zestawienie metod służących do mierzenia zasięgów oraz do oddzielania grup promieni $\alpha$ . . . . .	175
68. Zasięg w gazach. Jonizacja całkowita. Zasięg w cieczech i ciałach stałych. Zdolność hamowania . . . . .	176
69. Odchylenie magnetyczne i odchylenie elektryczne. Stosunek ładunku do masy. Cząstki $\alpha$ są to jądra helu. Masa i energia jednej cząstki. Strata ładunku . . . . .	181
70. Zależność między prędkością początkową i zasięgiem. Zależność między prędkością początkową i stałą zaniku . . . . .	189
71. Ładunek cząstek $\alpha$ . Oznaczanie średniego czasu życia radu . . . . .	191
72. Liczenie cząstek $\alpha$ . Liczba jonów wytworzonych przez cząstkę $\alpha$ wzdłuż całkowitej drogi . . . . .	195
73. Powstawanie helu z radiopierwiastków . . . . .	199
74. Oznaczanie substancyj radioaktywnych w stanie stałym na podstawie pomiarów promieniowania $\alpha$ . . . . .	200
75. Promienie $\delta$ . Wtórne promienie $X$ wzbudzone przez promienie $\alpha$ . . . . .	203
76. Odskok promieniotwórczy . . . . .	205
77. Teoria przechodzenia cząstek $\alpha$ przez materię . . . . .	208
78. Fluktuacja zasięgu . . . . .	217
79. Rozproszenie cząstek $\alpha$ . Zderzenia wyjątkowe. Wyznaczanie ładunków jąder atomowych . . . . .	219
80. Cząstki wodorowe i odskok lekkich atomów . . . . .	221
81. Anormalne rozproszenie cząstek $\alpha$ . . . . .	225

## ROZDZIAŁ XIV

Promienie  $\beta$ .

82. Badanie promieni $\beta$ za pomocą metody absorpcji. Współczynnik absorpcji. Grupy . . . . .	228
--	-----

83. Odchylenie magnetyczne i elektryczne. Stosunek $e/m$ i $v$ . Widma magnetyczne . . . . .	232
84. Mierzenie ładunku i liczenie cząstek . . . . .	236
85. Strata prędkości w przechodzeniu przez materię. Zasięg. Zdolność jonizacyjna . . . . .	241
86. Teoria przechodzenia cząstek $\beta$ przez materię . . . . .	243
87. Odskok $\beta$ . . . . .	247
88. Oznaczanie substancyj promieniotwórczych za pomocą promieniowania $\beta$ . . . . .	248

## ROZDZIAŁ XV

Promienie  $\gamma$ .

89. Badanie promieni $\gamma$ na podstawie absorpcji w materii. Grupy. Współczynnik absorpcji. Współczynnik rozproszenia . . . . .	250
90. Absorpcja jądrowa i wytwarzanie elektronów dodatnich . . . . .	256
91. Promienie wtórne. Liczenie fotonów $\gamma$ . . . . .	258
92. Dyfrakcja promieni $\gamma$ . Wyznaczanie długości fali . . . . .	259
93. Wyznaczanie długości fali promieni $\gamma$ za pomocą widma wtórnych promieni $\beta$ . . . . .	261
94. Interpretacja naturalnego widma promieni $\beta$ . . . . .	264
95. Natężenie promieni $\gamma$ . . . . .	266
96. Jonizacja wytworzona przez promienie $\gamma$ . . . . .	267
97. Oznaczanie radu za pomocą promieniowania $\gamma$ . Wzorce . . . . .	270

## ROZDZIAŁ XVI

Związki energetyczne pomiędzy jądrowymi promieniami  $\gamma$  i promieniami  $\alpha$ .

98. Promienie $\gamma$ i poziomy jądrowe . . . . .	273
99. Odpowiedniość między grupami cząstek $\alpha$ i promieni $\gamma$ . . . . .	274

## ROZDZIAŁ XVII

## Działania promieni ciał radioaktywnych.

100. Jonizacja gazów, cieczy i ciał stałych. Powstawanie ładunków . . . . .	277
101. Działania świetlne. Termoluminescencja . . . . .	281
102. Działania fotograficzne. . . . .	283
103. Zabarwienia. Działania chemiczne. Halo pleochroiczne. . . . .	285
104. Wydzielanie ciepła w przemianach promieniotwórczych . . . . .	292

## ROZDZIAŁ XVIII

## Biologiczne działania promieni. Zastosowania lecznicze.

105. Działania biologiczne . . . . .	297
106. Zastosowania lecznicze . . . . .	301
107. Ochrona od promieniowania. . . . .	304

## ROZDZIAŁ XIX

Przemiana lekkich atomów w zderzeniach z cząstkami  $\alpha$ .  
Neutrony. Zderzenia z protonami.

108. Transmutacja z emisją protonów . . . . .	306
109. Wzbudzenie przenikliwego promieniowania w lekkich atomach pod działaniem promieni $\alpha$ . . . . .	312



110. Promieniowanie neutronowe. Masa neutronu. . . . .	315
111. Transmutacja wskutek zderzeń z protonami . . . . .	317

## ROZDZIAŁ XX

## Doświadczalne otrzymywanie radiopierwiastków.

112. Otrzymywanie nowych ciał promieniotwórczych za pomocą cząstek $\alpha$ lub innych cząstek . . . . .	320
--	-----

## ROZDZIAŁ XXI

## Wiadomości o budowie atomów.

113. Składniki budowy. Trwałość. Próby klasyfikacji . . . . .	322
114. Samorzutne przemiany promieniotwórcze . . . . .	326
115. Sztuczne przemiany jądrowe. . . . .	329

## ROZDZIAŁ XXII

## Klasyfikacja pierwiastków.

116. Zasady klasyfikacji . . . . .	333
117. Klasyfikacja na podstawie rodzin promieniotwórczych . . . . .	333
118. Własności chemiczne radiopierwiastków. Własności elektrochemiczne. Wartościowość . . . . .	335
119. Prawo przesunięcia wartościowości . . . . .	345
120. Grupy radiopierwiastków izotopowych. Klasyfikacja w układzie periodycznym . . . . .	347
121. Radiopierwiastki jako wskaźniki . . . . .	350

## ROZDZIAŁ XXIII

## Rodzina uranowa i jej związek z rodzinami radu i aktynu.

122. Skład rodziny. Uran <i>I</i> i uran <i>II</i> . Wzorce tlenku uranowego . . . . .	351
123. Uran $X_1$ i $X_2$ . Uran <i>Z</i> i uran <i>Y</i> . . . . .	354
124. Związek między radem i uranem w minerałach . . . . .	356
125. Pochodzenie radu. Jon. . . . .	357
126. Względna aktywność radiopierwiastków w minerałach uranowych . . . . .	359

## ROZDZIAŁ XXIV

## Rodzina radu.

127. Skład rodziny. Rad. . . . .	362
128. Radon i krótkotrwały osad aktywny. . . . .	363
129. Osad długotrwały. . . . .	365
130. Ewolucja radu . . . . .	369

## ROZDZIAŁ XXV

## Rodzina aktynowa.

131. Skład rodziny. Protaktyn. Aktyn. . . . .	372
132. Radioaktyn. Aktyn <i>X</i> . . . . .	374
133. Aktynon i osad aktywny aktynu . . . . .	377
134. Ewolucja rodziny aktynowej. . . . .	378

## ROZDZIAŁ XXVI

## Rodzina torowa.

135. Skład rodziny. Tor . . . . .	380
136. Mezotor 1 i mezotor 2 . . . . .	381
137. Radiotor. Tor X . . . . .	383
138. Toron i osad aktywny toronu . . . . .	386
139. Ewolucja toru i mezotoru. . . . .	388

## ROZDZIAŁ XXVII

Nagromadzenie się radiopierwiastków i produktów ich przemiany  
w mineralach promieniotwórczych.

140. Końcowe produkty przemian promieniotwórczych. Hel. Ołów ura- nowy. Ołów torowy. . . . .	393
141. Wiek minerałów . . . . .	396
142. Ołowie izotopowe. . . . .	400
143. Względna zawartość radiopierwiastków w mineralach . . . . .	403

## ROZDZIAŁ XXVIII

## Promieniotwórczość w przyrodzie.

144. Rozpraszanie się pyłków promieniotwórczych w laboratoriach . . . . .	405
145. Promieniowanie potasu i rubidu . . . . .	406
146. Promieniotwórczość samaru . . . . .	407
147. Radiopierwiastki w glebie i w skałach . . . . .	408
148. Radiopierwiastki w wodach i gazach naturalnych . . . . .	410
149. Zawartość radonu i osadu aktywnego w atmosferze . . . . .	412
150. Jonizacja atmosfery. Jonizacja w zamkniętym naczyniu. . . . .	416
151. Promienie kosmiczne. Pomiar jonizacji. Przenikliwość promie- niowania . . . . .	420
152. Rola promieniotwórczości w bilansie cieplnym ziemi i słońca . . . . .	424

## ROZDZIAŁ XXIX

## Techniczne laboratoria promieniotwórczości.

153. Pracownie pomiarów i kontroli. . . . .	428
---	-----

## PRZYPISY

Nr 1. Funkcja $e^{-x}$ i $\log_{10} e^{-x}$ . . . . .	432
Nr 2. Tablica głównych stałych. . . . .	434
Nr 3. Jednostki promieniotwórczości. . . . .	437
Nr 4. Układ periodyczny pierwiastków . . . . .	438
Nr 5a. Tablica izotopów . . . . .	439
Nr 5b. Tablica izotopów promieniotwórczych . . . . .	442
Nr 5c. Tablica rodzin promieniotwórczych . . . . .	443
Nr 6a. Energie poziomów $K$ . . . . .	444
Nr 6b. Energie poziomów $L, M, N, O$ pierwiastków . . . . .	445
Nr 7a. Tablice dotyczące promieni $\alpha$ . . . . .	446
Nr 7b. Tablica prędkości cząstek $\alpha$ według wzrastających wartości $V$ . . . . .	448
Nr 7c. Naturalne grupy promieni $\alpha$ . . . . .	451

Nr 8.	Tablice dotyczące cząstek $H$ (protonów) . . . . .	455
Nr 9.	Związek między prędkością cząstek $\beta$ , ich energią, promieniem krzywizny w polu magnetycznym $H$ oraz długością fali fotonu o tej samej energii . . . . .	456
Nr 10.	Jądrowe promienie $\gamma$ . . . . .	462
Nr 11.	Współczynnik absorpcji promieni $\gamma$ w ołowiu jako funkcji długości fali . . . . .	464
Nr 12.	Zanik radonu $I = I_0 e^{-\lambda t}$ . . . . .	465
Nr 13.	Nagromadzenie się radonu w preparacie radu . . . . .	468
Nr 14.	Dezaktywacja aktywnego osadu radu . . . . .	470
Nr 15.	Dezaktywacja aktywnego osadu aktywnego . . . . .	471
Nr 16.	Dezaktywacja aktywnego osadu toru . . . . .	472

## UZUPELNIENIA

### ROZDZIAŁ I

#### Postępy techniki w dziedzinie fizyki jądrowej.

A.	Przyrządy służące do otrzymywania szybkich cząstek . . . . .	475
B.	Metody wykrywania cząstek wysyłanych w reakcjach jądrowych . . . . .	480

### ROZDZIAŁ II

#### Reakcje jądrowe.

A.	Uwagi ogólne . . . . .	487
B.	Reakcje cząstek naładowanych . . . . .	491
C.	Neutrony . . . . .	500
D.	Fotony. Reakcja $(\gamma, n)$ . . . . .	522

### ROZDZIAŁ III

#### Budowa jądra.

A.	Rozmiary jądra. Dokładne wartości mas atomowych . . . . .	525
B.	Trwałość jąder . . . . .	527
C.	Sily wiązania jądrowego. Teoria deuteronu . . . . .	531
D.	Złożone jądro ( <i>Bohr</i> ) . . . . .	534

### ROZDZIAŁ IV

#### Sztuczna promieniotwórczość.

A.	Uwagi ogólne . . . . .	544
B.	Promieniowanie . . . . .	545
C.	Sztuczne radiopierwiastki. Izomeria jądrowa. Chemia sztucznych radiopierwiastków . . . . .	550
D.	Sztuczna promieniotwórczość uranu i toru . . . . .	553
E.	Chemiczne i biologiczne zastosowania sztucznych radiopierwiastków . . . . .	558
Tablica I.	Dokładne masy atomowe lekkich pierwiastków trwałych i nietrwałych . . . . .	560
Tablica II.	Tablica sztucznych radiopierwiastków . . . . .	561
Skorowidz nazwisk . . . . .		563
Skorowidz przedmiotów . . . . .		567
Skorowidz nazwisk i przedmiotów uzupełnień . . . . .		575
Errata . . . . .		578

## CZĘŚĆ PIERWSZA

# JONY, ELEKTRONY I PROMIENIE X

## ROZDZIAŁ I

### JONIZACJA GAZÓW. POMIARY PRĄDU W GAZACH ZJONIZOWANYCH

#### § 1. Prąd przenoszony przez jony.

Przewodnictwo metali i elektrolitów. — Przypomnijmy w krótkości prawa rządzące zachowaniem się elektryczności w metalach i elektrolitach.

Zależność między natężeniem prądu elektrycznego płynącego przez drut metalowy oraz różnicą potencjałów  $V$  między końcami drutu wyraża się prawem Ohma,  $V = ri$ ;  $r$  oznacza opór drutu,  $l$  — długość; mamy przy tym  $r = \rho l/s = l/\gamma s$ ; gdzie  $s$  jest to przekrój drutu,  $\rho$  opór właściwy danego metalu,  $\gamma$  zaś przewodnictwo właściwe. Jeżeli będziemy posługiwali się pojęciem gęstości prądu:  $j = i/s$  i rozważali tylko taką część rurki prądu, w której pole elektryczne  $h$  jest jednorodne, prawo Ohma przyjmie postać  $j = \gamma h$ . W tej postaci prawo wyraża, że w przewodniku metalowym gęstość prądu jest proporcjonalna do natężenia pola elektrycznego w badanym punkcie.

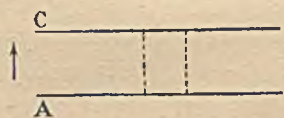
Mechanizm przepływu prądu w metalach nie jest jeszcze dokładnie znany, zakładamy jednak, że polega na przesuwaniu się elektronów wewnątrz metalu pod wpływem pola elektrycznego. Prąd w metalach jest to więc prąd konwekcyjny, elektryczność jest w tym przypadku przenoszona przez cząstki elektryczności ujemnej, które przesuwiają się nie unosząc masy w ilości dostrzegalnej.

Zgodnie z teorią Hittorfa i Arrheniusa, prąd w roztworach elektrolitycznych jest to także prąd konwekcyjny, przesuwaniu się elektryczności towarzyszy jednak w tym przypadku przenoszenie materii, w myśl prawa Faraday'a. Prawo Ohma stosuje się do elektrolitów podobnie jak do metali. Nośniki prądu w elektrolitach nazywamy jonami; kationy niosące ładunek dodatni są utworzone z atomów wodoru lub metali, aniony zaś naładowane ujemnie — z atomów metaloidów lub reszt kwa-

sowych. Jony powstają w roztworze i zarazem ulegają rekombinacji. W stanie statecznym istnieje określony stosunek pomiędzy liczbą drobin zjonizowanych i całkowitą liczbę drobin. Stosunek ten nazywamy stopniem dysocjacji. Jeżeli w chwili początkowej stężenie roztworu nie jest jednakowe we wszystkich punktach, roztwór staje się z czasem jednorodny wskutek dyfuzji, spowodowanej ruchami molekularnymi. Zjawisko dyfuzji nie prowadzi do oddzielania się jonów przeciwnego znaku. *Nernst* pokazał, że następstwem elektrycznego przyciągania się różnoimiennych jonów jest powstawanie pewnej wspólnej prędkości dyfuzji: jeżeli warstwa kationów wyprzedza warstwę anionów lub odwrotnie, powstaje w danym miejscu pole elektryczne, które wyrównywa prędkości.

Pole elektryczne wytworzone w elektrolicie za pomocą dwóch elektrod, między którymi istnieje różnica potencjałów  $V$ , kieruje jony dodatnie ku elektrodzie ujemnej czyli katodzie, jony zaś ujemne ku elektrodzie dodatniej czyli anodzie. W ten sposób zachodzi przenoszenie się elektryczności, któremu towarzyszy przenoszenie materii w ilości proporcjonalnej do ładunku, zgodnie ze znanymi prawami elektrolizy.

Podstawowy wzór, pozwalający obliczyć gęstość prądu, otrzymamy biorąc pod uwagę rurkę prądu, zawartą pomiędzy dwiema równoległymi płytkami  $A$  i  $C$ , między którymi istnieje jednostajne pole elektryczne skierowane od  $A$  (anody) do  $C$  (katody) (rys. 1). Gęstość prądu  $j$  jest



Rys. 1.

to ilość elektryczności przechodząca w jednostce czasu przez jednostkę przekroju rurki. W przenoszeniu elektryczności biorą udział zarówno jony dodatnie jak i ujemne przesuwające się w kierunkach przeciwnych; prąd elektryczny pochodzący od anionów dodaje się do prądu wytworzonego przez kationy. Ponieważ ruch jonów zachodzi w środowisku stawiającym opór analogiczny do tarcia płynu, zakładamy, że każdy jon uzyskuje określoną prędkość, proporcjonalną do natężenia  $h$  pola elektrycznego. Prędkości  $u_1$  i  $u_2$  anionów i kationów są przeto równe  $k_1 h$  i  $k_2 h$ , gdzie  $k_1$  i  $k_2$  są to stałe współczynniki zwane ruchliwościami. Ilość elektryczności danego znaku, przechodzącej przez jednostkę przekroju w jednostce czasu, jest równa sumie ładunków tego znaku, zawartych wewnątrz cylindra o podstawie  $1 \text{ cm}^2$  i wysokości równej prędkości jonów. Jeżeli  $c$  oznacza stężenie molekularne w gramdrobinach,  $d$  stopień dysocjacji,  $F$  ładunek jonu jednowartościowego i  $\nu$  wartościowość, gęstość naboju elektrycznego każdego znaku przenoszonego przez drobiny dysocjowane wynosi  $c d \nu F$ , gęstość prądu wynosi zatem

$$j = c d \nu F (k_1 + k_2) h.$$

Wzór ten wyraża prawo Ohma w elektrolitach i na przewodnictwo  $\gamma$  daje wartość:

$$\gamma = j/h = c d \nu F (k_1 + k_2).$$

Jak widać, jest to własność *addytywna* obu rodzajów jonów. Doświadczenia, których nie będziemy opisywali, pozwalają obliczyć wartości współczynników  $k_1$  i  $k_2$ . Największą ruchliwość posiada jon wodoru. W rozcieńczonym roztworze kwasu solnego w  $18^\circ$ ,  $k_1 = 0,0033$  cm/sek. (jon  $H^+$ ) oraz  $k_2 = 0,00068$  cm/sek. (jon  $Cl^-$ ), jeżeli pole mierzymy w voltach na cm. Jony różnych metali począwszy od potasu ( $k_1 = 0,00068$  cm/sek.) posiadają ruchliwości mało różniące się od siebie, o wiele mniejsze od ruchliwości jonu wodorowego. Ruchliwość jonów elektrolitycznych jest na ogół rzędu wielkości 1 cm. na godz.

Wiemy dzisiaj, że te elementarne rozważania teoretyczne zawodzą w przypadku roztworów soli silnych zasad i kwasów, gdyż prowadzą do błędnego wniosku, że dysocjacja tych elektrolitów jest niezupełna. Nowsze prace każą raczej przypuszczać, że w tych roztworach dysocjacja jest zupełna, lecz że przewodnictwo jest ograniczone z powodu istnienia sił elektrostatycznych, które działając na jony hamują ich ruch i zmniejszają zarówno ruchliwość, jak i ciśnienie osmotyczne (*Debye*).

*Przewodnictwo gazów.* — Gazy np. powietrze zachowują się w normalnych warunkach temperatury i ciśnienia jak izolatory. Elektroskop ze złotym lub glinowym listkiem, którego elektroda jest umocowana wewnątrz metalowego uziemionego pudła w dobrze izolującym korku (parafina, siarka, bursztyń) o bardzo czystej powierzchni, może zachowywać w ciągu wielu godzin a nawet dni bardzo słaby nabój elektryczny powodujący odchylenie listka.

Izolacyjna zdolność powietrza jest ograniczona warunkiem, że różnica potencjałów między dwiema elektrodami oddzielonymi warstwą powietrza nie może przekraczać pewnej wartości krytycznej zwanej potencjałem iskrzenia. Gdy ta wartość zostaje osiągnięta, prąd elektryczny przechodzi nagle w postać wyładowania samoistnego; o tym zjawisku będzie mowa później (§ 12).

Już w pierwszych swoich pracach *Coulomb* stwierdził, że bardzo powolna strata ładunku ciała naelektryzowanego, np. elektroskopu, wynika częściowo z niedoskonałości izolatora, głównie zaś stąd, że zdolność izolacyjna powietrza bynajmniej nie jest doskonała. W zwykłych warunkach powietrze posiada zawsze przewodnictwo elektryczne, co prawda bardzo słabe, lecz w dostatecznym stopniu aby je można było zmierzyć.

Różne okoliczności mogą spowodować, że powietrze uzyskuje przewodnictwo o wiele większe od zwykłego; oto kilka przykładów.

Gdy zbliżamy do elektrody płomień, nawet nie dotykający jej bezpośrednio, następuje szybkie wyładowanie elektroskopu; gazy pochodzące z płomienia są przewodnikami i udzielają swego przewodnictwa powietrzu, w którym się rozchodzą.

Ten sam wynik otrzymamy przybliżając do elektrody drucik metalowy rozżarzony do białości. W okolicy tego drutu powietrze uzyskuje pewne przewodnictwo. Wiele reakcyj chemicznych powoduje w oto-

czeniu wzrost przewodnictwa powietrza; w ten sposób działa np. utlenianie się białego wilgotnego fosforu w obecności powietrza. Jeżeli ta reakcja zachodzi w pobliżu elektrody elektroskopu, elektroskop wyładowuje się.

Możemy również uczynić powietrze przewodnikiem elektryczności posługując się działaniem niektórych rodzajów promieniowania, np. promieni Röntgena lub promieni wysyłanych przez pierwiastki promieniotwórcze (promienie Becquerela). W tym celu wystarczy przepuścić wiązkę promieni X w pobliżu elektrody lub zbliżyć ciało radioaktywne, np. niewielką ilość soli radowej.

We wszystkich wspomnianych przypadkach wyładowanie zachodzi niezależnie od znaku ładunku elektrody. Zwykle światło nie wywołuje dostrzegalnego wzrostu przewodnictwa powietrza. Jeżeli jednak elektroda elektroskopu wyrobiona z cynku zostaje naświetlona światłem nadfioletowym, można zaobserwować szybkie wyładowanie, lecz tylko w przypadku, gdy elektroda jest naładowana ujemnie.

Szczegółowe badania przewodnictwa uzyskiwanego przez gazy w różnych warunkach doprowadziły do utworzenia ogólnej teorii tych zjawisk. Przewodnictwo gazów, podobnie jak elektrolitów, przypisujemy obecności centrów naładowanych czyli jonów dodatnich i ujemnych. Mówimy że gaz zawierający jony jest *zjonizowany*. Prąd elektryczny w gazie zjonizowanym jest to prąd konwekcyjny, polegający na przesuwanie się jonów w polu elektrycznym.

Szczególnie dokładne i doniosłe wyniki otrzymano używając, jako czynnika jonizującego, promieni X lub promieni radu działających w podobny sposób; te ostatnie stanowią główny przedmiot tej książki.

Jonizacja w gazach nie polega, jak w przypadku elektrolitów, na rozszczepieniu drobiny na dwie grupy atomowe, ponieważ gazy jednoatomowe: hel, argon, para rtęci, mogą być również zjonizowane podobnie jak gazy wieloatomowe. Zakładamy, że jonizacja jest następstwem oderwania się elektronu od drobiny gazu (§ 9). Uwolniony elektron, którego masa jest około 1800 razy mniejsza od masy atomu wodoru, może pozostawać w stanie swobodnym tylko w gazie bardzo rozrzedzonym; w gazie, którego gęstość jest normalna, elektron łączy się wskutek przyciągania elektrostatycznego z napotkaną obojętną drobiną, tworząc jon ujemny. Drobina która utraciła elektron tworzy jon dodatni, posiadający taki sam ładunek, lecz znaku przeciwnego. Do takich jonów jednodrobinowych mogą przyłączyć się inne drobiny; wówczas powstają kompleksy jonowe.

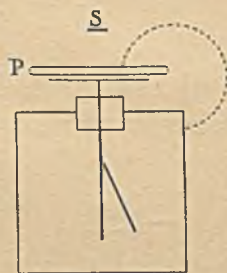
Jony gazowe rozproszone w gazie są to cząsteczki naładowane, biorące udział w ruchach cieplnych; jako takie są posłuszne prawom analogicznym do tych, którym podlegają jony w elektrolitach. Podobnie jak te ostatnie, mogą ulegać rekombinacji w przypadku napotkania jonów o znaku przeciwnym; w ten sposób może wytworzyć się stan rów-

nowagi pomiędzy szybkościami tworzenia się jonów i rekombinacji. Jeżeli koncentracja jonów w gazie nie jest wszędzie jednakowa, jony dyfundują, a ponieważ przestrzenne gęstości ładunków są najczęściej bardzo małe, dyfuzja może doprowadzić do częściowego rozdzielenia jonów dodatnich i ujemnych, na ogół dyfundujących z różną prędkością.

W naczyniu, zawierającym gaz zjonizowany, ścianki naczynia wywierają działania, których następstwem są skierowane ku ściankom ruchy dyfuzyjne. Jon znajdujący się bardzo blisko ścianki jest przyciągany przez nią w ten sposób, jak gdyby źródłem przyciągania był obraz elektryczny, tj. cząsteczka podobna lecz posiadająca ładunek przeciwnego znaku i umieszczona symetrycznie względem jonu z drugiej strony ścianki. Wskutek tego jony osiadają na ściance, która usuwa z gazu jony znajdujące się w jej bezpośrednim sąsiedztwie. Dyfuzja sprawia, że te jony zostają natychmiast zastąpione przez inne.

Działanie ścianek wzrasta wraz z wielkością ich powierzchni, tak np. filtrując gaz poprzez watę można pozbawić go jonów w zupełności.

Przy pomocy prostego doświadczenia można udowodnić istnienie centrów naładowanych w gazie zjonizowanym. W tym celu wystarczy powstrzymać zapomocą izolującej zasłony ruch jonów powstający pod wpływem pola elektrycznego. Taką zasłoną jest np. płytka parafinowa *P* (rys. 2) umieszczona na krążku stanowiącym zewnętrzną część elektrody elektroskopu. Jeżeli do elektroskopu zbliżymy źródło jonizujące *S* w postaci blaszki zawierającej polon, jony o znaku przeciwnym znakowi elektrody, przesuwając się zgodnie z liniami sił pola, skierują się ku niej i osiadą na parafinie; natomiast jony o tym samym znaku, co elektroda, skierują się do ścianki osłony elektroskopu, której oddadzą swój nabój. Jeżeli usuniemy płytkę parafinową przed zupełnym wyładowaniem się elektroskopu, stwierdzimy, że płytka jest naładowana i że znak jej ładunku jest taki, jaki przewidywaliśmy.



Rys. 2.

Natężenie prądu w gazie zjonizowanym może zmieniać się w szerokich granicach, co zmusza do używania przyrządów pomiarowych różnych typów.

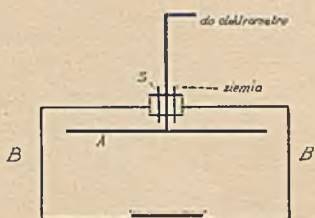
Prądy przenoszone w samoistnym wyładowaniu np. w postaci iskry mierzy się przy pomocy amperomierzy lub miliamperomierzy. Prądy powstające w gazach zjonizowanych pod działaniem promieniowania posiadają na ogół małe natężenie. Możemy je mierzyć za pomocą galwanometrów, których czułość jest rzędu  $10^{-11}$  amp., najczęściej jednak używa się elektroskopów lub elektrometrów, pozwalających mierzyć prądy o natężeniu od  $10^{-10}$  do  $10^{-15}$  amp. a nawet słabsze.

W urządzeniach przeznaczonych do tego celu należy rozróżnić dwie części główne: aparat pomiarowy, oraz komorę jonizacyjną.

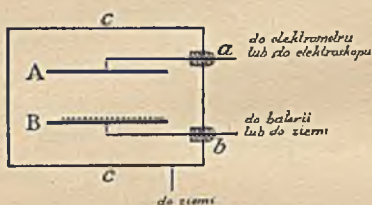


## § 2. Komora jonizacyjna.

Komora jonizacyjna, tj. naczynie zawierające badany gaz zjonizowany składa się najczęściej z metalowego naczynia, w którym znajduje się elektroda osadzona w korku z substancji izolującej. Między naczyniem

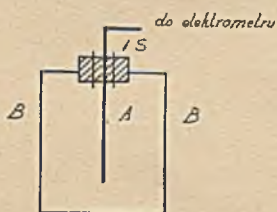


przez cienką ściankę stanowiącą dno komory. Można również posługiwać się tą komorą łącząc pudelko *B* z ziemią, elektrodę *A* zaś z elektroskopem.



Rys. 4. Komora jonizacyjna z dwiema płytkami *A* i *B* izolowanymi od odsłony *c* korkami izolującymi *a* i *b*. Płytkę *A* jest połączona z elektrometrem którego potencjał jest zbliżony do potencjału ziemi. Płytkę *B* jest połączona z jednym z biegunów baterii akumulatorów, której drugi biegun jest połączony z ziemią, wskutek czego powstaje znana różnica potencjałów między elektrodami *A* i *B*. Jonizacja jest wytwarzana przez promienie substancji promieniotwórczej umieszczonej na krążku który kładziemy na krążku *B*.

a elektrodą wytwarza się różnicę potencjałów. Jeżeli gaz zawarty w komorze jest zjonizowany, wówczas może w nim płynąć prąd elektryczny.



Rys. 5. Komora jonizacyjna podobna do poprzedniej lecz z prętem *A* zamiast płytki.

Zamiast jednej elektrody izolowanej naczynie może zawierać dwie, pomiędzy którymi wytwarzamy różnicę potencjałów powodującą powstawanie prądu; naczynie należy wówczas uziemić w celu zrealizowania osłony elektrostatycznej.

Kształt komory i rozmieszczenie elektrod są zależne od rodzaju doświadczenia; typy używanych komór jonizacyjnych są przedstawione na rys. 3, 4, 5.

## § 3. Przyrządy elektrostatyczne.

Elektroskopy listkowe i nitkowe. — W większości elektroskopów, przystosowanych do mierzenia jonizacji, izolowana elektroda elektroskopu posiada listek przymocowany do płytki metalowej. Ruch listka obserwuje się za pomocą mikroskopu zaopatrzonego w podziałkę mikrometryczną. Elektroda znajduje się w metalowym naczyniu, zaopatrzonym w okienko dla umożliwienia obserwacji.

Elektroskop jest to bardzo prosty przyrząd pomiarowy. Jego skrzynka metalowa może służyć jako komora jonizacyjna, do której promienie jonizujące przenikają po przez bardzo cienką ściankę. Najczęściej jednak elektroskop składa się z dwóch części, z których jedna służy jako komora jonizacyjna, jak to pokazują rys. 6 i 7. Elektroskop może być również używany w połączeniu z komorą jonizacyjną stanowiącą osobny przyrząd.

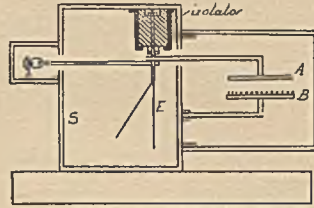
Różnica potencjałów między izolowaną elektrodą a osłoną wynosi zazwyczaj kilkaset woltów. Elektroskop można naładować bądź za pomocą ciała naelektryzowanego przez

potieranie, bądź też za pomocą małej maszyny elektrostatycznej, lub baterii akumulatorów albo ogniw. Jeżeli elektroskop jest zaopatrzony w urządzenie pozwalające zmniejszać jego pojemność w odpowiedni sposób, wówczas wystarcza bateria utworzona z kilku ogniw.

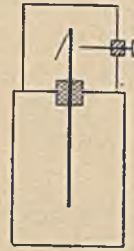
Natężenie prądu wyładowania nie jest proporcjonalne do prędkości ruchu listka, a to dlatego, że pojemność przyrządu zmienia się wraz ze zmianą położenia listka. Jeżeli jednak porównujemy odstępy czasu pomiędzy chwilami przejścia listka przez dwie raz na zawsze wybrane podziałki, wówczas te odstępy czasu odpowiadają przepływowi tej samej ilości elektryczności  $q$ . Średnia wartość prądu w ciągu badanego czasu  $t$  wynosi zatem  $i = q/t$ , co pozwala mierzyć prąd  $i$  w jednostkach względnych. Wielkość prądu otrzymana w doświadczeniu powinna być poprawiona drogą odjęcia biegu własnego, tj. prądu obserwowanego w nieobecności badanego czynnika jonizacyjnego.

W celu wyznaczenia bezwzględnej wartości prądu należy aparat wycechować. Czułość elektroskopu może jednak zmieniać się wskutek zniekształcenia listka. Z tego powodu elektroskopy są używane raczej do pomiarów względnych niż do absolutnych.

Niekiedy używa się elektroskopów, których listek znajduje się w próżni. W ten sposób pozbywamy się prądów powietrza w okolicy listka, oraz jonizacji w części elektroskopu zawierającej listek. Dla przykładu przytoczymy, że elektroskop zwykłych rozmiarów, zawierający litr powietrza może posiadać pojemność około 1 cm i że strata ładunku zaobserwowana w normalnym powietrzu jest rzędu wielkości kilku woltów na godzinę, co odpowiada prądowi rzędu wielkości  $10^{-15}$  amp.



Rys. 6. Elektroskop połączony z komorą jonizacyjną z płytkami  $A$  i  $B$  z których pierwsza jest połączona z elektrodą  $E$ , druga zaś z osłoną  $F$ . Na płytce  $B$  można umieścić substancję promieniotwórczą. Guzik  $b$  zabezpieczony przykrywką służy do ładowania elektroskopu.



Rys. 7. Komora jonizacyjna umieszczona bezpośrednio pod elektroskopem. Izolowana elektroda komory stanowi całość z elektrodą elektroskopu i może posiadać kształt pręta lub płytki.

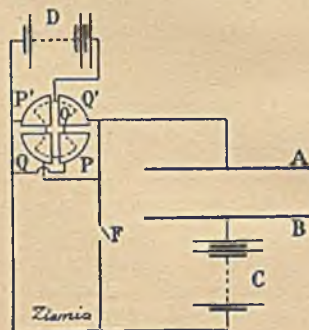
W niektórych elektroskopach ruchomym organem jest zamiast listka bardzo cienka nić przewodząca; w takim elektroskopie używa się bądź jednej nitki, odpychanej od nieruchomego pręta, bądź też układu dwóch nitek połączonych końcami i odpychających się wzajemnie. *Elektrometrem nitkowym* nazywamy przyrząd, w którym nitka jest rozpięta między dwiema blaszkami posiadającymi potencjały jednakowe, lecz znaków przeciwnych (np.  $\pm 100$  volt.); nitka wychyla się w kierunku jednej z tych płytek, zależnie od znaku ładunku, jaki otrzymuje.

Elektrometr kwadrantowy.—Najczęściej jest używany elektrometr typu kwadrantowego przystosowany do mierzenia słabych prądów. Przyrząd ten musi być połączony z komorą jonizacyjną. Rys. 8 przedstawia schemat najprostszego urządzenia doświadczalnego.

Jeżeli klucz  $F$  jest zamknięty, między kwadrantami nie ma różnicy potencjałów, natomiast pomiędzy płytkami  $A$  i  $B$  powstaje napięcie w przybliżeniu równe różnicy potencjałów między biegunami baterii  $C$ . Jeżeli powietrze między płytkami staje się przewodnikiem, powstaje prąd płynący od  $A$  do  $B$ . Po otwarciu klucza  $F$ , prąd ten ładuje układ izolowany i zmienia jego potencjał, powodując stopniowe odchylenie się igły. W określonych warunkach prędkość tego ruchu jest proporcjonalna do natężenia prądu i może służyć jako jego miara.

Elementarna teoria elektrometru poucza, że w przypadku gdy między kwadrantami istnieje stała różnica potencjałów  $v$  mała wobec potencjału igły  $V$ , igła otrzymuje stałe odchylenie  $\alpha = k v$ , gdzie  $k$  oznacza czułość napięciową; wielkość ta jest w pewnych granicach proporcjonalna do potencjału  $V$  igły i zmienia się poza tym w stosunku odwrotnym do momentu kierującego, wynikającego ze skręcenia nitki zawieszenia. Można łatwo osiągnąć czułość, której odpowiada odchylenie o 1 metr na 1 volt, na skali umieszczonej w odległości jednego metra od zwierciadła.

Czułość ładunkowa  $s$ , określona wzorem  $\alpha = s q$ , gdzie  $q$  jest to ładunek udzielony izolowanym kwadrantom, nie jest proporcjonalna do  $k$ . Przypuśćmy, że igła naładowana dodatnio ( $V > 0$ ) skręca się o kąt  $\alpha$  w kierunku kwadrantów uziemionych; na kwadrantach izolowanych oswo-badza się wówczas ilość elektryczności ujemnej proporcjonalna do  $\alpha$  i do potencjału igły, np.  $A \alpha V$ ; wyraz ten należy uwzględnić w obliczaniu po-



Rys. 8.  $O$  — ruchoma igła elektrometru zawieszona na cienkiej wstążce metalowej pomiędzy dwiema parami kwadrantów,  $P$  i  $P'$ ,  $Q$  i  $Q'$ .  $A$  i  $B$  — płytki komory jonizacyjnej. Płytką  $A$  jest połączona z jedną z par kwadrantów  $QQ'$ . Płytką  $B$  jest połączona z jednym z biegunów baterii  $C$ , której drugi biegun jest uziemiony. Para kwadrantów  $PP'$  podobnie jak osłona przyrządu jest uziemiona. Igła  $O$  jest połączona z jednym z biegunów baterii  $D$  której drugi biegun jest uziemiony. Kwadranty  $QQ'$  oraz płytką  $A$  tworzą układ który może być bądź odizolowany, bądź połączony z ziemią za pomocą klucza  $F$ . Igła jest zaopatrzona w zwierciadółko którego odchylenia są obserwowane na podzielonej skali.

tencjału kwadrantów  $\nu$ . Oznaczając przez  $c$  pojemność izolowanego układu, otrzymujemy:

$$\nu = (q - A\alpha V)/c; \quad s = \alpha/q = k/(c + kAV),$$

skąd wynika, że do pojemności geometrycznej  $c$  należy dodać wyraz uzupełniający, mianowicie tzw. «pojemność dodatkową», proporcjonalną do  $V^2$ . Łatwo widzieć, że czułość ładunkowa  $s$  wzrasta wraz z potencjałem igły, aż do pewnego maximum, które zostaje osiągnięte, gdy pojemność dodatkowa staje się równa pojemności geometrycznej. W zwykłe używanych elektrometrach, igła jest naładowana do potencjału około 100 woltów i maximum czułości odpowiada potencjałowi, który nieznacznie przekracza tę wartość.

Jeżeli prąd o stałym natężeniu  $i$  udziela układowi izolowanemu ładunku  $q$ , mamy  $q = it$ , gdzie  $t$  jest to czas przepływu prądu. Ruch, który uzyskuje igła, zależy od  $i$ , jak również od momentu kierującego. Przy odpowiednio dobranym współczynniku tłumienia prędkość igły ustala się dość szybko i przesuwanie obrazu staje się proporcjonalne do czasu. Gdy ten stan zostaje osiągnięty, kątowna prędkość odchylenia  $\omega$  jest proporcjonalna do  $i$ . Otrzymujemy stąd, że czułość na prąd wynosi<sup>1)</sup>

$$\omega/i = s = k/(c + kAV).$$

Wzór  $\omega = si$  pozwala wyznaczyć względną wartość natężenia  $i$ . W tym celu wystarcza obserwować przesuwanie się obrazu w tej części skali, w której ruch jest jednostajny. Aby zmierzyć bezwzględną wartość natężenia bez wyznaczenia wszystkich wielkości, które występują we wzorze na  $s$ , należy wyrugować  $c$ ,  $A$  i  $V$ , używając dodatkowej pojemności  $C$ , połączonej z układem izolowanym.

Wskutek zwiększenia się pojemności układu, prędkość ruchu igły zmniejsza się do wartości  $\omega'$ . Otrzymujemy w ten sposób dwa równania

$$i/\omega = (c + kAV)/k, \quad i'/\omega' = (c + C + kAV)/k,$$

skąd

$$i/\omega - i'/\omega' = c/k.$$

Wartość absolutną  $i$  można w ten sposób obliczyć na podstawie znanej pojemności  $C$  oraz czułości napięciowej  $k$ .

#### § 4. Metody kompensacji i stałego odchylenia.

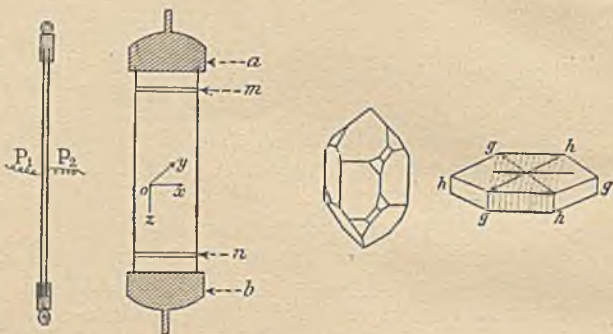
Położenie obrazu na skali może być stale utrzymywane na zerze, jeżeli prąd mierzony jest w każdej chwili kompensowany prądem równym, lecz przeciwnego znaku, dostarczonym do układu izolowanego przez odpowiednio dobrany przyrząd.

<sup>1)</sup> Prawa rządzące ruchem igły znajdują wyraz w równaniu różniczkowym ruchów periodycznych tłumionych. Całkując to równanie, znajdujemy, że prędkość kątowna

$$\omega = da/dt$$

dąży do wartości granicznej  $si$ , która zostaje osiągnięta drogą ciągłego wzrastania prędkości, jeżeli układ jest aperiodyczny, lub drogą kolejnego wzrastania i zmniejszania się prędkości w przypadku, gdy tłumienie jest małe. Należy unikać tego ostatniego przypadku, gdyż obserwowanie wahań nie jest dogodnie. (zob. *Mme Curie*, *Radioactivité* 1910, I, § 25).

a) *Kwarc piezoelektryczny* (rys. 9 i 10). Główną częścią tego urządzenia kompensacyjnego jest płytka kwarcowa w postaci równoległościanu długości ( $l$ ) kilku cm, około 15 mm szerokości i około 0,5 mm grubości ( $e$ ). Płytkę jest wyszlifowana w ten sposób, że oś główna (potrójna) kryształu  $Ox$  jest równoległa do szerokości, jedna zaś z trzech osi podwójnych  $Oy$  jest równoległa do najmniejszego rozmiaru, tj. do grubości. Płytkę jest zaopatrzona w dwie oprawki, z których jedna  $a$  służy do zawieszania, do drugiej zaś  $b$  jest przytwierdzona szalka, na której można umieścić odważnik wywierający siłę rozciągającą  $F$  w kierunku pionowym  $Oz$ ; wskutek polaryzacji na obu ściankach płytki powstają ilości elektryczności  $q$  równe i przeciwnego znaku. Jeżeli ścianki są zaopatrzone w metalowe okładki  $P_1$  i  $P_2$ , ograniczone izolującymi szparami  $m$  i  $n$ , okładki te otrzymują ładunki powstające na płytce wskutek polaryzacji.



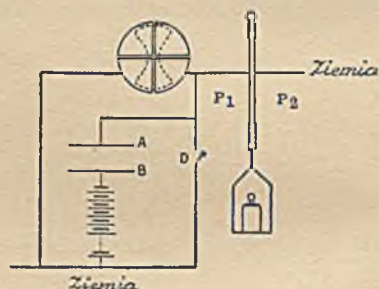
Rys. 9. Rysunek przedstawia płytke widzianą z przodu i z boku wraz z okładkami oraz ustawienie płytki względem sześciokątnego przekroju kryształu kwarcu w płaszczyźnie prostopadłej do głównej osi. Długość płytki jest prostopadła do dwóch boków sześciokąta, szerokość prostopadła do płaszczyzny sześciokąta. Kierunek grubości jest taki sam jak kierunek linii łączącej dwa przeciwne wierzchołki sześciokąta  $g$  i  $h$  (kierunek jednej z osi podwójnych).

Znaleziono, że:

$$q = 0,068 \cdot Fl/e,$$

gdzie  $q$  jest wyrażone w j.es. i  $F$  w kilogramach.

W celu skompensowania prądu jonizacyjnego należy unosić stopniowo odważnik umieszczony na szalce, tak, aby ładunek  $q$  na kryształ wyzwał się w sposób ciągły i aby obraz lusterka elektrometru stale pozostawał na zerze<sup>1)</sup>. Jako wartość natężenia prądu  $i$  otrzymujemy wówczas  $i = q/t$ , gdzie  $t$  oznacza czas trwania kompensacji; na podstawie tych danych można zatem obliczyć wartość bezwzględną  $i$ .



Rys. 10. Rysunek przedstawia schemat aparatury doświadczalnej, schemat ten jest analogiczny do schematu na rys. 8 i różni się tylko dodatkową połączenia z układem izolowanym, druga zaś  $P_2$  z ziemią.

<sup>1)</sup> Przyrząd ten jest w ciągłym użyciu w Paryskim Instytucie Radowym i służy do otrzymywania małych ładunków elektrycznych, których wartość jest znana; został wynaleziony przez  $P.$  i  $J.$  Curie i stanowi zastosowanie odkrytego przez tych uczonych zjawiska piezoelektryczności występującego we wszystkich kryształach bez środka symetrii, między innymi w kwarcu, substancji bardzo dogodnej dla badań tego rodzaju. Przydatność kwarcu jako absolutnego wzorca elektryczności zależy od oszlifowania i dobroci kryształów. Dla kontroli tych warunków mierzy się bezpośrednio w jednostkach bezwzględnych ładunek wyzwolony przez znany ciężar.

Płytki zwykle używane wyzwalają od 5 do 10 j.es. na kilogram i pozwalają mierzyć prądy od  $10^{-9}$  do  $10^{-13}$  amp. *Przykład.* Ładunek wyzwany przez płytkę: 6 j.es. na kilogram

$$F = 200 \text{ g}; \quad t = 30 \text{ sek.}$$

$$i = 0,2 \times 6/30 = 0,04 \text{ j.es.} = 1,3 \times 10^{-11} \text{ amp.}$$

b) *Zmiana ładunku kondensatora.* Prąd kompensacyjny jest dostarczany drogą stopniowego ładowania kondensatora o znanej pojemności  $C$ , aż do znanego potencjału  $V$ , lub też drogą postępowania odwrotnego. Jeżeli czas trwania kompensacji wynosi  $t$ , natężenie  $i$  prądu posiada wartość bezwzględna  $i = CV/t$ .

Schemat aparatury jest przedstawiony na rys. 11. Schemat ten jest powtórzeniem rys. 8 z dodaniem kompensatora.

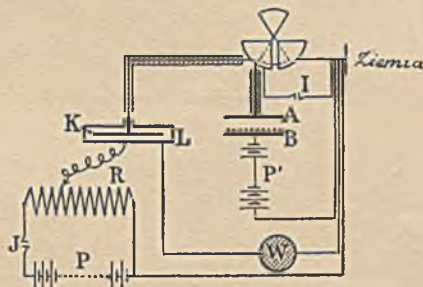
Przykład:

$$C = 30 \text{ j.es.},$$

$$V = 10 \text{ wolt.} = \frac{10}{300} \text{ j.es.} \quad t = 20 \text{ sek.}$$

$$i = \frac{30 \times 10}{300 \times 20} = 0,05 \text{ j.es.} = 1,7 \times 10^{-11} \text{ amp.}$$

c) Mierzony prąd jonizacyjny można również skompensować prądem przeciwnego znaku, dostarczonym przez inną komorę jonizacyjną, która służy jako wzorzec porównawczy. Pomiar taki na ogół nie daje absolutnych wartości; można je jednak otrzymać w przypadku, gdy kondensator został uprzednio wyładowany.

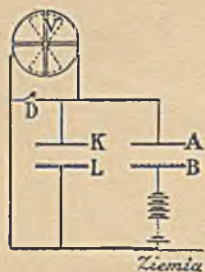


Rys. 11. Wewnętrzna okładka  $K$  kondensatora jest połączona z układem izolowanym, okładka zewnętrzna  $L$  z suwakiem ruchomym wzdłuż wielkiego oporu  $R$  włączanego w obwód ogniwa  $P$  którego jeden z biegunów jest uziemiony. Zmieniając położenie suwaka zmieniamy potencjał  $L$  od  $0$  do  $V$ , potencjał ten mierzymy za pomocą woltmetru  $W$ .

*Metoda stałego odchylenia.* — W niektórych przypadkach jest rzeczą pożyteczną posługiwać się metodą pomiarów elektrometrycznych, w której, podobnie jak w metodzie galwanometrycznej, danemu prądowi odpowiada stałe odchylenie. W tym celu od układu izolowanego odprowadzamy odgałęzienie do ziemi po przez duży opór  $\rho$ , w którym przepływ prądu odbywa się zgodnie z prawem Ohma (opór omowy). Potencjał układu izolowanego będzie wówczas wzrastał aż do chwili, gdy upływność przez opór  $\rho$  skompensuje prąd jonizacyjny  $i$ . Mierzony prąd jest proporcjonalny do końcowej wartości potencjału  $V = \rho i$ , a zatem również do odchylenia elektrometru.

Trudność tej metody polega na doborze oporu  $\rho$ . Chcąc zmierzyć prąd rzędu  $10^{-10}$  do  $10^{-12}$  amp. musimy użyć oporu od  $10^9$  do  $10^{11}$  omów, aby potencjał  $V$  osiągnął wartość 0,1 wolta. Nie jest rzeczą łatwą sporządzenie takiego wielkiego oporu z metali lub z cieczy. Posługujemy się przeto gazem zjonizowanym, który w pewnych warunkach zachowuje się jak opór omowy (patrz § 5). Opór taki jest przedstawiony na

rys. 12 w postaci komory jonizacyjnej, której jedna elektroda  $K$  jest połączona z układem izolowanym, druga  $L$  z ziemią. Powietrze zawarte w komorze jest zjonizowane działaniem odpowiednio dobranego promieniowania. Obie elektrody powinny być wykonane z tego samego



Rys. 12.

metalu; jeżeli na jednej z nich jest umieszczony preparat radioaktywny, należy ją osłonić siatką metalową; taka sama siatka metalowa powinna również pokrywać drugą elektrodę. W ten sposób zaradza się skutkom różnic potencjału zwanych kontaktowymi, których istnienie ujawnia się w przepływie prądu w zjonizowanym powietrzu, aż do chwili gdy wskutek naładowania się elektrod ustali się różnica potencjałów przeciwnego znaku.

Szczegóły aparatury. Dobro izolacji aparatu jest najistotniejszym warunkiem pomiaru słabych prądów. Zwłaszcza doskonałą izolację musi posiadać układ izolowany w ściślejszym znaczeniu, czyli elektrody elektroskopów, kwadranty elektrometrów, oraz wszystkie elektrody z nimi połączone. Najlepszą izolację daje bursztyn lub tzw. ambroid otrzymywany z bursztynu prasowanego, substancja, którą można toczyć i polerować i która izoluje również w wilgotnym powietrzu. Izolatory mniej doskonałe, jak np. ebonit, mogą być używane do obsadzania elektrod połączonych z bateriami, lecz nie stanowiących części układu izolowanego.

Jeżeli promieniowanie izolujące jest bardzo przenikliwe, to działa nie tylko na powietrze zawarte w komorze jonizacyjnej, lecz również powoduje powstawanie prądów pasożytniczych *na zewnątrz komory*. Z tego powodu aparaty łączymy często drutami przeciągniętymi w rurkach metalowych wypełnionych stałym dielektrykiem lub uszczelnionych i opróżnionych. Te rury połączone z ziemią tworzą elektrostatyczną osłonę układu izolowanego. Dwie takie rury są przedstawione na rysunku 11. Należy zmniejszyć do minimum objętość tych części aparatury, np. elektrometrów, w których chcemy uniknąć jonizacji; najkorzystniej jest, aby w tych częściach była próżnia. Nieodzownym warunkiem dobrych pomiarów elektrometrycznych jest przestrzeganie stałości potencjału wszystkich części aparatury. Zazwyczaj obieramy, jako potencjał odniesienia czyli zerowy, potencjał ziemi, ustalony przy pomocy kontaktu z siecią kanalizacji wodnej. Wszystkie elektrody układu powinny być połączone bądź z ziemią, bądź też z jednym z biegunów baterii, której drugi biegun jest uziemiony. Osłony połączone z ziemią pozwalają usuwać wszelkie bezużyteczne pola elektryczne w przestrzeni zajętej przez aparaturę.

Do pomiarów prądu jonizacyjnego używa się często potencjałów rzędu kilkuset woltów, napięcie tych dostarczają baterie zbudowane z ogniw lub akumulatorów małej pojemności<sup>1)</sup>.

Ponieważ wszystkie jony wytworzone w komorze jonizacyjnej są zdolne do przenoszenia prądu, jest rzeczą ważną, aby przestrzeń zjonizowana nie zawierała «przestrzeni szkodliwych» gdzie natężenie pola elektrycznego jest stosunkowo małe.

<sup>1)</sup> W ostatnich czasach używa się w tym celu często prostowników zaopatrzonych w urządzenia do wyrównywania wahań prądu zmiennego i stabilizacji napięcia (przyłask tłumacza).

## ROZDZIAŁ II

### WŁASNOŚCI JONÓW GAZOWYCH. ELEKTRONY

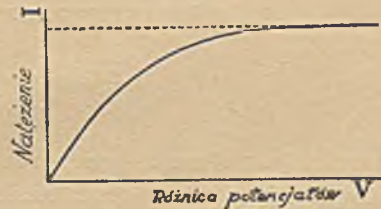
Natura jonów powstających w gazach bywa zależna od okoliczności ich wytwarzania. Przede wszystkim omówimy wyniki otrzymane przy zastosowaniu jako czynnika jonizującego promieni Röntgena lub promieni Becquerela (§ 5 do § 8).

#### § 5. Związek pomiędzy prądem a różnicą potencjałów.

Prąd nasycenia. — Przy pomocy urządzenia doświadczalnego przedstawionego np. na rys. 8, 10 i 11 można mierzyć natężenie prądu, powstającego w komorze jonizacyjnej, w zależności od różnicy potencjałów  $V$  między elektrodami komory  $A$  i  $B$ . Krzywa  $i = f(V)$  nie jest na ogół linią prostą, jak to ma miejsce w przypadku przewodnictwa metali lub elektrolitów. Jeżeli czynnik jonizacyjny o słabym natężeniu wywiera jednakowe działanie we wszystkich punktach obszaru zawartego między elektrodami, wówczas krzywa ta, w zwykłych warunkach temperatury i ciśnienia, przybiera postać przedstawioną na rys. 13.

W przedziale małych wartości  $V$ ,  $i$  rośnie proporcjonalnie do  $V$ , zgodnie z prawem Ohma; w fazie początkowej zatem przewodnictwo jest omowe, dalszemu wzrostowi  $V$  odpowiada coraz to powolniejszy wzrost prądu aż do wartości granicznej  $I$ , zwanej prądem nasycenia.

Teoretyczne wyjaśnienie tego zjawiska jest następujące: jony utworzone w gazie biegną pod wpływem pola elektrycznego ku elektrodom z prędkością tym większą im natężenie pola jest większe. Dopóki prędkość ta jest mała, niektóre jony ulegają rekombinacji wskutek zderzeń, nie dosięgając elektrod. Gdy prędkość staje się duża, możliwość rekombinacji zmniejsza się i w dostatecznie silnym polu prawie wszystkie utworzone jony zostają pochwycone przez elektrody. Niech  $Q$  będzie to liczba jonów dodatnich lub ujemnych, utworzonych w jednostce czasu



Rys. 13.



w objętości komory. Oznaczmy przez  $e$  bezwzględną wartość ładunku jednego jonu; największa ilość elektryczności, jaką każda elektroda może otrzymać w jednostce czasu wynosi  $Qe$ ; jako wartość prądu nasycenia napiszemy zatem  $I = Qe$ .

Prąd nasycenia odgrywa bardzo wielką rolę w badaniu gazów zjonizowanych; używany go jako miary wydajności czynnika jonizującego.

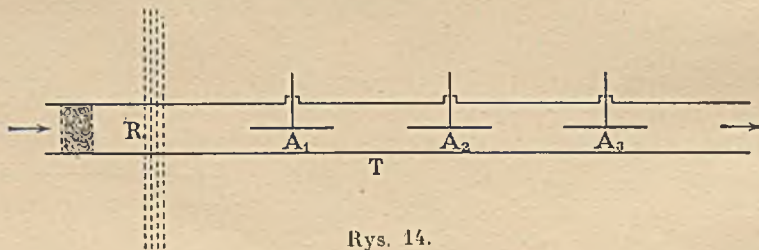
W elektrolitach prąd stosuje się do prawa Ohma, pomimo, że produkcja jonów jest z natury rzeczy ograniczona, podobnie jak w gazach. Przewodnictwo omowe elektrolitów odpowiada początkowej części krzywej  $i = f(V)$ , prądu nasycenia w elektrolitach nie obserwujemy, ponieważ liczba jonów jest zbyt wielka, ich ruchliwość zaś zbyt mała. W przypadku elektrolitów bardzo słabo zjonizowanych zaobserwowano w potężnych polach elektrycznych przewidywane teoretycznie odstępstwa od prawa Ohma, nie osiągnięto jednak prądu nasycenia.

Jeśli chcemy, aby opór gazu zjonizowanego zachowywał się jak opór omowy (§ 4), ograniczamy się do początkowej części krzywej  $i = f(V)$ ; im silniejsza jest jonizacja, tym wyższy jest potencjał, który można zastosować bez przekroczenia granicy proporcjonalności.

#### § 6. Unoszenie jonów w prądzie gazu.

##### Prawo rekombinacji.

Własności jonów wytworzonych w gazach mogą być badane za pomocą metody unoszenia ich w prądzie gazu. Urządzenie doświadczalne (rys. 14) składa się zasadniczo z rury metalowej  $T$ , na której osi umieszczone są izolowane elektrody  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $A_3$  itd., jednakowe i równo oddalone. Do rury jest przyłożony potencjał  $V$ ; jedną z elektrod łączymy



Rys. 14.

z elektrometrem. Przez rurę przepuszczamy prąd powietrza, prędkość tego prądu może być zmierzona. Jonizację wytwarza promieniowanie (promienie Röntgena lub promienie radu), przechodzące przez rurę w okolicy  $R$ . W celu otrzymania dokładnych wyników konieczne jest uprzednie filtrowanie płynącego gazu przez watę, która pochłania kurz.

Prąd gazu unosi jony równoległe do osi rurki, ponadto jednak jony uzyskują prędkość prostopadłą do osi pod wpływem pola rozłożonego

promieniście między jedną z elektrod i rurą. Elektroda ta otrzymuje prąd, który mierzymy za pomocą elektrometru. Możemy wówczas uczynić następujące spostrzeżenia.

1°. Żadna elektroda nie otrzymuje prądu, dopóki gaz jest w spoczynku. Jeżeli prędkość płynącego gazu jest stała, natężenie prądu elektrycznego otrzymywanego z pierwszej elektrody wzrasta wraz z potencjałem rury  $V$  aż do pewnej granicy, która zostaje osiągnięta, gdy ta elektroda otrzymuje prąd nasycenia i gdy gaz nie zawiera już jonów po ominięciu elektrody. Aby się o tem przekonać, można pierwszą elektrodę połączyć z ziemią zamiast z elektrometrem, co nie zmienia w dostrzegalny sposób pobieranego przez nią prądu; jeżeli następnie połączymy z elektrometrem którąkolwiek z pozostałych elektrod, stwierdzimy, że żadna z nich nie pobiera prądu.

2°. Rekombinacja powoduje zmniejszenie się liczby jonów unoszonych przez gaz nawet wówczas, gdy nie ma pola elektrycznego. Możemy to stwierdzić mierząc kolejno prąd nasycenia  $i$  pobierany przez każdą elektrodę w przypadku, gdy wszystkie poprzedzające są izolowane; każda z elektrod izolowanych ładuje się wówczas wskutek chwytania jonów; ładowanie to trwa dopóty, dopóki potencjał elektrody nie stanie się równy potencjałowi rury, po czym dopływ jonów ustaje. W tym stanie statecznym prąd  $i$  mierzony za pomocą elektrod  $A_2, A_3$  itd. jest o wiele mniejszy od prądu mierzonego za pomocą elektrody  $A_1$ . Zmniejszenie to wynika ze straty jonów, które ulegają wzajemnej rekombinacji wzdłuż drogi między elektrodami.

3°. W doświadczeniach wyżej opisanych dyfuzja jonów ku ściankom rury odgrywa bardzo małą rolę. Można jednak uwidocznić to zjawisko, umieszczając korek z waty na drodze gazu, pomiędzy okolicą  $R$  i elektrodami i dbając przy tym, aby prędkość płynięcia gazu nie zmieniła się. Wata absorbuje jony, gaz przyplływający ku elektrodom nie przewodzi żadnego prądu elektrycznego.

Prawo rekombinacji. — Oznaczmy przez  $n_1$  koncentrację jonów dodatnich, przez  $n_2$  koncentrację jonów ujemnych w pewnym obszarze gazu zjonizowanego (koncentracją nazywamy liczbę jonów w jednostce objętości). Liczba jonów każdego znaku, ulegających rekombinacji w jednostce czasu, jest proporcjonalna do prawdopodobieństwa spotkania się dwóch jonów, a zatem do iloczynu koncentracji; stąd otrzymujemy na szybkość rekombinacji w chwili  $t$

$$\frac{dn_1}{dt} = \frac{dn_2}{dt} = -\alpha n_1 n_2.$$

Współczynnik  $\alpha$  jest niezależny od  $n_1$  i  $n_2$  i nosi nazwę *współczynnika rekombinacji*. Jeżeli jony dodatnie i ujemne zostały wytworzone w równej ilości i jeżeli wpływ dyfuzji może być zaniedbany, koncentracje

$n_1$  i  $n_2$  są sobie stałe równe. Oznaczając wspólną wartość przez  $n$ , otrzymamy

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha n^2; \quad \frac{1}{n} - \frac{1}{n_0} = \alpha t; \quad n = \frac{n_0}{1 + n_0 \alpha t},$$

gdzie  $n_0$  oznacza koncentrację w chwili  $t = 0$ . Krzywa  $n = f(t)$  jest to łuk hiperboli.

Zgodnie z tym prawem czas, w ciągu którego jonizacja zmniejsza się do określonego ułamka swej wartości, jest odwrotnie proporcjonalny do jonizacji początkowej.

Jeżeli czynnik jonizujący działa na gaz, mamy do czynienia jednocześnie z wytwarzaniem i z rekombinacją jonów. Oznaczmy przez  $N$  liczbę jonów wytwarzanych w jednostce objętości i czasu i załóżmy, że  $N$  zachowuje niezmienną wartość w całym badanym obszarze. Jeżeli zaniedbamy działanie dyfuzji, wzrost koncentracji  $n$  jonów dodatnich lub ujemnych jest uwarunkowany nadwyżką szybkości wytwarzania nad szybkością rekombinacji; mamy zatem

$$\frac{dn}{dt} = N - \alpha n^2.$$

Wraz ze wzrostem czasu  $t$  koncentracja  $n$  dąży do wartości granicznej  $\sqrt{\frac{N}{\alpha}}$ , osiąganej w chwili, gdy produkcja jonów kompensuje się z ich rekombinacją. Teoretycznie ten stan trwały może być osiągnięty dopiero w chwili  $t = \infty$ . Biorąc jednak rzeczy praktycznie, wartość różna od wartości granicznej o dany mały ułamek ustala się po upływie czasu  $t$  odwrotnie proporcjonalnego do  $\sqrt{N\alpha}$ , a więc tym krótszego im szybkość wytwarzania jest większa.

Posługując się metodą prądu gazowego, możemy zmierzyć współczynnik  $\alpha$  za pomocą urządzenia podobnego do urządzenia przedstawionego na rys. 14 (*J. Townsend*). Niech będzie  $l$  odległość między dwiema kolejnymi elektrodami,  $\Delta$  — wydatek prądu gazowego, tj. objętość przepływająca w jednostce czasu,  $e$  — ładunek jonu dodatniego lub ujemnego,  $U$  — średnia prędkość gazu;  $T$  — czas przejścia gazu pomiędzy środkami dwóch kolejnych elektrod. Zgodnie z prawem rekombinacji

$$\frac{1}{n'} - \frac{1}{n} = \alpha T,$$

gdzie  $n$  i  $n'$  są to koncentracje w okolicach elektrod  $A_1$  i  $A_2$ . Z drugiej strony prądy nasycenia  $I$  i  $I'$ , które można otrzymać na tych elektrodach, wynoszą  $I = ne$ ;  $I' = n'e$ .

Na tej podstawie otrzymujemy wzór

$$e\Delta \left( \frac{1}{I'} - \frac{1}{I} \right) = \alpha T = \frac{\alpha l}{U},$$

który pozwala wyliczyć stosunek  $\alpha/e$ . Ponieważ ładunek  $e$  może być wyznaczony bezpośrednio, przeto wzór powyższy daje wartość współczynnika  $\alpha$ .

W celu otrzymania dokładnej wartości współczynnika rekombinacji jest rzeczą konieczną używać gazu filtrowanego, tj. pozbawionego kurzu. Kurz powoduje zakłócenia pomiarów, gdyż jony osiadają na pyłkach wskutek przyciągania elektrostatycznego, co zmienia ich ruchliwość. Wartość  $\alpha/e$  w suchym powietrzu w normalnych warunkach temperatury i ciśnienia wynosi 3400 jednostek e.s. Przyjmując na  $e$   $4,77 \cdot 10^{-10}$  j.e.s. (§ 11), znajdujemy, że wartość  $\alpha$  w powietrzu w warunkach normalnych wynosi  $1,65 \cdot 10^{-6}$ . Współczynnik ten najpierw wzrasta wraz z ciśnieniem, przechodzi przez maximum i następnie zmniejsza się prawidłowo.

### § 7. Przesunięcia jonów w polu elektrycznym. Ruchliwość.

Chcąc zdać sobie sprawę z tego w jaki sposób zmienia się prąd wraz z różnicą potencjałów między elektrodami, musimy wziąć pod uwagę zarówno działanie pola jak i wpływ rekombinacji. Dyfuzja może być zanedbana w zwykłych warunkach temperatury i ciśnienia, jeżeli gaz jest zawarty w komorze jonizacyjnej, której ścianki nie są zbyt zbliżone do siebie. Zagadnienie to nie posiada jednak na ogół prostego rozwiązania matematycznego, nawet w założeniu, że produkcja jonów jest niezmienna w czasie i przestrzeni i że linie pola są prostopadłe do dwóch równoległych płytek oddalonych od siebie o  $l$ .

Jony w gazach podobnie jak i w elektrolitach posiadają ruchliwości  $k_1$  i  $k_2$ . Prędkość jonu dodatniego w polu  $h$  wynosi  $k_1 h$ , jonu dodatniego  $k_2 h$ . Na ogół nie jest rzeczą poprawną zakładać, jak to czyniliśmy dotąd, że koncentracje jonów obu znaków są jednakowe we wszystkich punktach zjonizowanego gazu, przez który przepływa prąd. Niechaj  $n_1$  i  $n_2$  będą to koncentracje jonów (+) i (-) w odległości  $x$  od płytki, która służy jako anoda (rys. 15a),  $e$  — ładunek jonu. Rozumowanie podobne do tego, którym posługiwaliśmy się w przypadku elektrolitu, prowadzi do następującego wzoru, wyrażającego gęstość prądu  $i$ :

$$i = eh(n_1 k_1 + n_2 k_2).$$

Jeżeli produkcja jonów jest stała i jeżeli między płytkami istnieje niezmienna różnica potencjałów  $V$ , wówczas ustala się stan, w którym  $i$  posiada jednakową wartość we wszystkich punktach  $x$ , ponieważ jony nie nagromadzają się w żadnym miejscu zjonizowanego obszaru.

Jeżeli pole  $h$  jest tak słabe, że można zaniedbać liczbę jonów wyło-



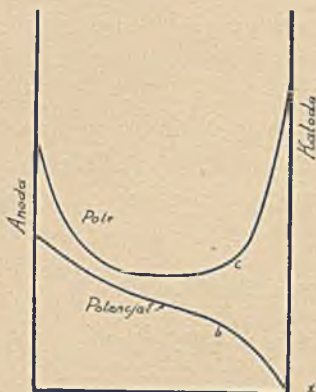
Rys. 15 a. Jeżeli pole jest skierowane od A do C, to warstwy nagromadzonych jonów wytwarzają pole dodatkowe, które odejmuje się od pola podstawowego w okolicy znajdującej się między tymi warstwami, natomiast dodaje się do pola podstawowego w pobliżu elektrod.

wionych przez prąd w stosunku do liczby jonów wytwarzanych, wówczas zamiast gęstości  $n_1$  i  $n_2$  można napisać ich wspólną wartość  $n = \sqrt{\frac{N}{\alpha}}$ , którą otrzymaliśmy w nieobecności pola. Możemy ponadto traktować pole jako jednostajne i równe  $V/l$ , ponieważ działania jonów dodatnich i ujemnych kompensują się wzajemnie w każdym punkcie gazu. Do tego przypadku stosuje się wzór przewodnictwa omowego

$$i = e \frac{V}{l} \sqrt{\frac{N}{\alpha}} (k_1 + k_2).$$

Z drugiej strony w polu dostatecznie silnym gęstość prądu  $i$  osiąga wartość nasycenia  $I$ ; pole wyławia wówczas wszystkie wytworzone jony,  $I = Ne l$ . Stosunek:

$$\frac{i}{I} = \frac{V}{l^2} \frac{1}{\sqrt{N\alpha}} (k_1 + k_2),$$



Rys. 15. *b.* Zmniejszanie się potencjału  $\varphi$  w zależności od odległości  $x$  od anody ma przebieg liniowy w części środkowej; w pobliżu elektrod gradient wzrasta co odpowiada anodowemu i katodowemu spadkowi potencjału. Spadek katodowy jest większy niż spadek anodowy. *c.* Pole  $h$ , czyli gradient  $\varphi$ , jest silniejsze w okolicy elektrod niż w okolicy środkowej gdzie posiada wartość stałą.

czyli ułamek całkowitej liczby wytworzonych jonów, który może być usunięty z danej przestrzeni działaniem różnicy potencjałów  $V$  nie przekraczającej granicy przewodnictwa omowego, jest odwrotnie proporcjonalny do  $\sqrt{N}$  oraz do gęstości jonów w stanie statecznym. Zakres przewodnictwa omowego jest bardziej ograniczony w gazach niż w elektrolitach, ponieważ koncentracja jonów jest znacznie mniejsza. Z chwilą gdy przyrost  $i$  przestaje być proporcjonalny do przyrostu  $V$ , stwierdzamy że pole między płytami nie jest już jednostajne. To odkształcenie pola jest wynikiem częściowego rozdzielania się jonów obu znaków; jony dodatnie gromadzą się przy katodzie, ujemne zaś przy anodzie. Natężenie pola w danej odległości  $x$  od anody można wyliczyć mierząc potencjał  $\varphi$  w różnych punktach  $x^1$ ). Krzywe *b* i *c* na rys. 15 przedstawiają rozkład pola i potencjału w przypadku równomiernej produkcji jonów w powietrzu między płytkami *A* i *C*. Pole posiada większe natężenie przy katodzie niż przy anodzie; dysymetria pochodzi stąd, że w powietrzu jony ujemne są bardziej ruchliwe niż jony dodatnie.

Znalezienie teoretycznego związku między  $i$  i  $V$  w przypadku gdy  $h$  zmienia się wraz z  $x$ , jest sprawą trudną. Teoria podana przez Thom-

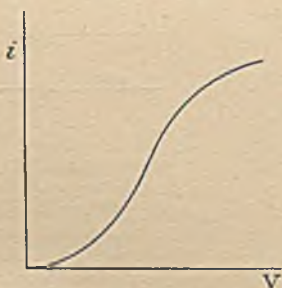
<sup>1)</sup> Pomiar ten może być wykonany za pomocą metod używanych w badaniu elektryczności atmosferycznej, np. za pomocą sondy z wpływem wody, sondy w postaci drutu metalowego itp.

sona<sup>1)</sup> wskazuje jednak, że ten związek posiada w przybliżeniu postać

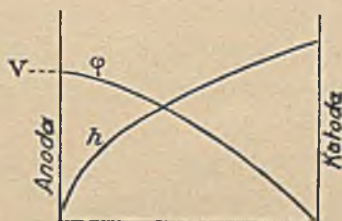
$$V = Ai^2 + Bi$$

w warunkach zbliżonych do stanu nasycenia. Krzywa przedstawiająca ten związek jest częścią paraboli analogiczną do krzywej doświadczalnej (rys. 13). Krzywą  $i = f(V)$  tego typu otrzymujemy zawsze w przypadku jednostajnej produkcji jonów w badanej przestrzeni, nawet wówczas, gdy elektrody nie są płaskie i równoległe.

Pomiar prądu nasycenia daje zawsze całkowitą liczbę wytwarzanych jonów, niezależnie od tego czy jonizacja jest jednostajna. Początkowe przewodnictwo omowe może również służyć do mierzenia jonizacji, ale tylko w przypadku gdy jest proporcjonalne do  $\sqrt{N}$ , tj. gdy  $N$  jest stałe w danym obszarze. Jeżeli produkcja jonów pomiędzy płytami nie jest równomierna, krzywa  $i = f(V)$  odbiega od postaci wskazanej na rys. 13, zwłaszcza w części początkowej. Odstępstwo to jest szczególnie charakterystyczne w przypadku, gdy jonizacja jest rozmieszczona w sposób zupełnie asymetryczny względem elektrod np. gdy jony są wytwarzane w bardzo cienkiej warstwie powierzchniowej przylegającej do jednej z elektrod; warstwa odpycha jony określonego znaku; tylko te jony występują jako nośniki prądu w gazie, gdy tymczasem jony przeciwnego znaku są pochłaniane przez elektrodę w miarę ich wytwarzania. Jeżeli produkcja jonów jest dostatecznie duża, krzywa  $i = f(V)$  ma w części początkowej wygląd paraboli, stycznej do osi potencjałów; krzywa ta posiada następnie punkt przegięcia, po czym  $i$  rośnie coraz wolniej, dążąc do wartości granicznej  $I$ , która odpowiada usuwaniu przez pole wszystkich wytwarzanych jonów (rys. 16a).



Rys. 16 a.



Rys. 16 b.

Gaz zawiera w tym przypadku jony tylko jednego znaku i dlatego rekombinacja nie zachodzi. Przypuścimy, że są to jony dodatnie wytworzone przy anodzie. Znajdujemy wówczas, że  $h$  rośnie stale wraz z  $x$  i posiada najmniejszą wartość  $h_0$  bezpośrednio przy elektrodzie przy której powstają jony; odkształcenie pola jest zatem innego rodzaju niż

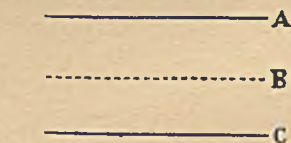
<sup>1)</sup> Rozwiązanie teoretyczne tego zagadnienia jest podane w dziełach *J. J. Thomsona* i *G. P. Thomsona*.

w przypadku jonizacji jednostajnej. Jeżeli produkcja jonów jest znaczna w stosunku do liczby jonów usuwanych przez prąd,  $h_0$  staje się równe zeru (rys. 16b). Jony nie pochwycone przez prąd są z powrotem pochłaniane przez elektrodę.

**Pomiar ruchliwości.** Dawniej był przyjęty powszechnie pogląd, zgodnie z którym przypisywano wszystkim jonom określonego znaku jednakową ruchliwość, przynależną jonowi, którego przeciętną strukturę definiowano statystycznie jako skupienie drobin gazu dookoła naładowanego środka. Nowsze prace pokazały, że w gazie mogą istnieć jony jednoimiennie, posiadające różne ruchliwości zawarte w określonych granicach. Ponadto wyniki są zależne w dużej mierze od stopnia czystości gazu.

Pomiar współczynników  $k_1$  i  $k_2$  może być dokonany za pomocą prądu gazowego lub w inny sposób. W pierwszym przypadku porównujemy prędkość, którą jon uzyskuje w polu elektrycznym z prędkością unoszenia go przez prąd gazu. W drugim przypadku używa się zazwyczaj pola zmiennego. Przykład aparatury służącej do tego celu stanowi komora z równoległymi płytkami  $A$  i  $B$ , z których pierwsza jest połączona z elektrometrem, do drugiej zaś jest przyłożony potencjał  $V$ ; płytka  $B$  jest źródłem emisji powierzchniowej jonów jednoimiennych; potencjał przybiera kolejno w odstępach czasu  $\tau$  wartości równe i przeciwnego znaku. Jeżeli odkształcenie pola jest znikomo małe, pole posiada wartość  $V/l$ , gdzie  $l$  jest to odległość między płytkami. Jony wykonywują między płytkami ruchy drgające, przy tym mogą one osiągnąć płytki  $A$  tylko w przypadku, gdy iloczyn  $hk\tau$  jest większy od  $l$ . Jeżeli więc będziemy stopniowo zwiększali bezwzględną wartość  $V$ , elektrometr zacznie wskazywać prąd w chwili gdy  $hk\tau = l$ . W ten sposób można wyznaczyć wartość  $k_1$  lub  $k_2$ , zależnie od znaku użytych jonów. Jeżeli istnieją jony o różnych ruchliwościach, zjawienie się prądu odpowiada przybywaniu jonów najbardziej ruchliwych.

Płytki  $A$  może być wykonana z cynku, gdyż cynk naświetlony światłem ultrafioletowym po przez siatkę metalową staje się źródłem emisji jonów njemnych. Można również użyć jako elektrody  $B$  siatki metalowej, przez którą przenikają do przestrzeni zawartej między  $B$  i  $A$ , jony wytworzone w przyległej komorze jonizacyjnej  $BC$  (rys. 17) i porywane ku siatce  $B$  przez odpowiednio skierowane pole elektryczne.



Rys. 17. Płytki  $A$  połączona z elektrometrem; siatka  $B$  łączona naprzemian z biegunami  $+V$  i  $-V$ . Płytki  $C$  posiadająca stały potencjał  $V$ , którego wartość absolutna jest większa od  $V$  tak iż pole w komorze  $BC$  posiada kierunek stały. W tej komorze powstają jony utworzone przez wiązkę promieni przechodzących między  $B$  i  $C$ ; jony określonego znaku są porywane w stronę siatki  $B$ ; część tych jonów przenika przez okna siatki do komory  $AB$ .

Poniższa tablica podaje wartości  $k_1$  i  $k_2$  jonów wytwarzanych przez promienie  $X$  lub promienie radu w niektórych czystych i suchych gazach pod normalnym ciśnieniem;  $h$  jest mierzone w voltach na centymetr.

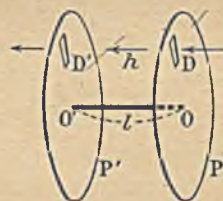
	$k_1$ $\frac{\text{cm}}{\text{sek}}$	$k_2$ $\frac{\text{cm}}{\text{sek}}$
Powietrze . . . . .	1,36	1,87
O <sub>2</sub> . . . . .	1,36	1,80
CO <sub>2</sub> . . . . .	0,76	0,81
H <sub>2</sub> . . . . .	6,70	7,95

Widzimy, że w tych gazach  $k_2 > k_1$  i że jony gazowe są o wiele ruchliwsze od jonów elektrolitycznych (zob. § 1). W wilgotnym powietrzu ruchliwość jonów ujemnych jest zmniejszona, natomiast ruchliwość jonów dodatnich zmienia się nieznacznie; tak np. znajdujemy w wilgotnym powietrzu  $k_1 = 1,37$  i  $k_2 = 1,51$ .

Rozważania oparte na teorii kinetycznej gazów prowadzą do wniosku, że jeżeli struktura jonu pozostaje niezmienna, ruchliwość powinna być odwrotnie proporcjonalna do ciśnienia gazu. Wnioski te są zgodne z doświadczeniem. W powietrzu iloczyn z ciśnienia  $p$  przez każdy ze współczynników  $k_1$  i  $k_2$  jest wielkością stałą w szerokim przedziale ciśnień, zaczyna jednak wzrastać, gdy ciśnienie spada poniżej pewnej granicy. To odchylenie tłumaczymy zmianą budowy jonów w gazach rozrzedzonych.

Niektórzy badacze zauważyli, że ruchliwość jonu może zależeć od jego wieku, tj. od czasu, który upłynął od chwili utworzenia jonu aż do chwili, kiedy jon zostaje schwytyany przez elektrodę; wzrostowi wieku towarzyszy zmniejszenie ruchliwości, prawdopodobnie wskutek wzrostu masy i objętości. Badania dyfuzji jonów gazowych pokazały, że jony są skupieniami drobin (§ 8); można przeto przyjąć, że poszczególne jony różnią się stopniem złożoności swej budowy a zatem i ruchliwości. Wynikałoby stąd istnienie rozkładu ruchliwości zamiast jednakowej wspólnej ruchliwości. Rozkład ten badano doświadczalnie wyodrębniając grupy jonów, których ruchliwości są zawarte w dość wąskich przedziałach. (M. Laporte, rys. 18). Otrzymane krzywe mają przebieg zgodny z prawami prawdopodobieństwa; postać ich zależy od natury użytego gazu oraz od jego wilgotności. Zanieczyszczenia powodują rozlanie się krzywej, ruchliwość jest przeto tym lepiej określona im większa jest czystość gazu.

Jak się wydaje, powstawanie jonów złożonych jest związane z istnieniem specyficznych sił powinowactwa między elektronami i drobinami. Tak np. stwierdzono, że elektrony osiadają o wiele łatwiej na drobinach



Rys. 18. Jony przenikają po przez otwór  $D$  w krążku  $P$  do przestrzeni w której istnieje pole elektryczne  $h$ , następnie przechodzą przez otwór  $D'$  w krążku  $P'$  po czym zostają schwytane przez niewidoczną na rysunku elektrodę. Krążki obracają się synchronicznie dokoła osi  $OO'$ . Jony mogą dosięgnąć elektrody jeżeli  $l = khT$  gdzie  $l$  jest to odległość  $DD'$ ,  $T$  — okres obrotu.



tlenu, chloru lub pary wodnej, niż azotu. Drobin y gazów szlachetnych np. argonu, wyróżniają się brakiem powinowactwa do elektronów, to też w argonie istnieją elektrony swobodne nawet pod ciśnieniem atmosferycznym. W bardzo czystym argonie do otrzymania prądu nasycenia wystarcza o wiele niższe napięcie niż w powietrzu, jeżeli jonizacja jest w obu przypadkach jednakowa (*Laporte i da Silva*).

Prawdopodobna liczba dróbin w jonie o przeciętnej ruchliwości jest rzędu dziesięciu (*P. Langevin*).

*P. Langevin* pokazał, że stosunek współczynnika rekombinacji  $\alpha$  do sumy ruchliwości  $k_1 + k_2$  może być wyznaczony doświadczalnie i że zgodnie z przewidywaniami teoretycznymi iloraz  $\varepsilon = \alpha/4\pi e(k_1 + k_2)$  jest zawarty między 0 i 1. W powietrzu pod normalnym ciśnieniem i w temperaturze  $17^\circ$  znajdujemy  $\varepsilon = 0,27$ . Stosunek  $\varepsilon$  jest funkcją ciśnienia  $p$  i dąży do 1 wraz ze wzrostem ciśnienia.

### § 8. Dyfuzja jonów. Stosunek $\frac{k}{D}$ i ładunek jonu.

Dyfuzja jonów w gazach jest analogiczna do dyfuzji gazu zmieszanego z innym gazem w bardzo małej proporcji. Dyfuzja zachodzi zawsze, gdy istnieją różnice koncentracji jonowej powstające bądź wskutek absorpcji jonów przez ścianki, bądź wskutek nierównomiernej produkcji jonów w danej objętości lub nagromadzania się jonów podczas przepływania prądu. Dyfuzja jest związana z ruchami cieplnymi, w których biorą udział wszystkie drobin y mieszaniny i które dążą do wyrównania koncentracji dróbin każdego rodzaju.

Współczynnik dyfuzji  $D$  określamy w następujący sposób. Niechaj  $n$  będzie to koncentracja jonów w punkcie  $O$ ,  $n + \frac{dn}{dx}x$  — koncentracja w punkcie położonym w odległości  $x$  od pierwszego punktu w kierunku  $Ox$ . Niechaj  $q$  oznacza liczbę jonów, przechodzących w jednostce czasu przez jednostkę powierzchni, prostopadłej do kierunku  $Ox$ . Zakładamy, że:

$$q = -D \frac{dn}{dx}.$$

Wskutek dyfuzji jony w punkcie  $O$  posiadają zbiorową prędkość w kierunku gradientu koncentracji. Oznaczmy przez  $u$  prędkość zbiorową, przez  $u_x$  — składową w kierunku  $Ox$ . Mamy wówczas  $q = nu_x$ . Współczynniki dyfuzji  $D_1$  i  $D_2$  jonów (+) i (—), wytworzonych w gazach przez promienie  $X$  lub promienie radu, zostały wyznaczone za pomocą metody prądu gazowego (*J. Townsend*).

Gaz zjonizowany przechodzi przez pęk wąskich rurek, którym oddaje część swego ładunku. Liczba jonów wychodzących z rurki jest  $R$  razy mniejsza od liczby jonów, które do niej wchodzą. Zmniejszenie się liczby

jonów jest spowodowane przez mechanizm dyfuzji: jeżeli efekt rekombinacji nie może być zaniedbany, można jego wielkość obliczyć. Stosunek  $R$  jest funkcją  $\pi D l / \Delta$ , gdzie  $l$  oznacza długość rurki,  $\Delta$  — objętościowy wydatek gazu. Pomiar  $R$  pozwala obliczyć  $D$ .

Poniższa tablica zawiera wartości  $D_1$  i  $D_2$  jonów wytworzonych w niektórych suchych gazach, pozbawionych kurzu, w normalnych warunkach temperatury i ciśnienia:

	$D_1$	$D_2$
Powietrze . . . . .	0,028	0,043
O <sub>2</sub> . . . . .	0,025	0,040
CO <sub>2</sub> . . . . .	0,023	0,026
H <sub>2</sub> . . . . .	0,123	0,190

W gazach wilgotnych współczynniki  $D_1$  i  $D_2$  są na ogół nieco mniejsze.

Jony ujemne dyfundują w powietrzu szybciej niż jony dodatnie. Stąd wynika, że gaz po wyjściu z rurek dyfuzyjnych posiada słaby ładunek dodatni. Pole wytworzone przez ten ładunek dąży do wyrównania prędkości dyfuzji jonów (+) i (—); efekt ten jest tym większy im znaczniejsza jest jonizacja. W przypadku elektrolitów ustala się w ten sposób wspólna prędkość dyfuzji jonów obu rodzajów.

Z porównania współczynników dyfuzji jonów w powietrzu ze współczynnikami dyfuzji w powietrzu niektórych gazów (np. CO<sub>2</sub> : 0,14, pary alkoholu: 0,10) wynika, że jony musimy traktować jako ugrupowania wielu drobni; w istocie dyfuzja jonów jest stosunkowo bardzo powolna. Widzieliśmy, że pomiar ruchliwości pozwala badać własności tych złożonych jonów.

Teoria kinetyczna przewiduje, że współczynniki  $D_1$  i  $D_2$  podobnie jak  $k_1$  i  $k_2$ , powinny być odwrotnie proporcjonalne do ciśnienia. Zgodnie z tymi przewidywaniami, iloczyny z ciśnienia  $p$  przez  $D_1$  lub  $D_2$  są stałe w tych samych granicach co iloczyny  $pk_1$  lub  $pk_2$ . Współczynniki  $D_1$  i  $D_2$  wrastają wraz z temperaturą co pozostaje w związku ze wzrostem prędkości ruchów cieplnych.

Rozważania dotyczące stosunku  $k/p$  jonów gazowych doprowadziły Townsenda do wniosków wielkiej doniosłości. Możemy założyć, że ruch jonu w gazie odbywa się z prędkością proporcjonalną do siły, która go wywołuje, niezależnie od charakteru tej siły. W przypadku unoszenia jonów w polu elektrycznym, prędkość  $kh$  odpowiada sile  $eh$  wywieranej przez pole na ładunek  $e$ . Co zaś tyczy się dyfuzji, prędkość  $\frac{D}{n} \frac{dn}{dx}$  odpowiada pewnej sile, która wynika z cząstkowego ciśnienia  $p$  jonów, zależnego od ich koncentracji  $n$ . Łatwo okazać, że siła działająca na

zbiór jonów w liczbie  $ndx$  zawartych w warstwie grubości  $dx$ , wynosi  $-\frac{dp}{dx} dx$ ; na jeden jon działa zatem siła  $-\frac{1}{n} \frac{dp}{dx}$ . Otrzymamy stąd

$$\frac{kh}{eh} = \frac{D \frac{dn}{dx}}{\frac{dp}{dx}}$$

Niechaj  $N$  będzie to liczba drobin zawartych w  $1 \text{ cm}^3$  gazu pod ciśnieniem  $P$  i w temperaturze w której były mierzone  $k$  i  $D$ . Ponieważ ciśnienie jest proporcjonalne do koncentracji, otrzymujemy:

$$\frac{n}{N} = \frac{p}{P}; \quad \frac{dn}{dx} = \frac{N dp}{P dx}; \quad \frac{k}{D} = \frac{Ne}{P};$$

Ponieważ  $N/P$  jest wielkością stałą, stosunek  $k/D$  jest miarą ładunku  $e$ . Jeżeli ładunek ten rozpatrujemy jako wielokrotność pewnego ładunku elementarnego  $e = \nu e_0$ , stosunek  $k/D$  jest miarą wartościowości  $\nu$  ( $e_0 = 1$ ). Możemy ponadto porównać ładunek  $e$  jonu gazowego z ładunkiem  $e'$  elektrolitycznego jonu wodoru, obierając jako podstawę wielkość ładunku  $2Ne'$  przenoszonego w elektrolizie przez  $1 \text{ cm}^3$  wodoru w  $15^\circ$  i pod ciśnieniem normalnym. Jak wiadomo  $Ne' = 1,22 \times 10^{10}$  j.es.

Stosunek  $k/D$  jonów gazowych (+) lub (—) wyrażony w jednostkach elektrostatycznych pomnożony przez ciśnienie  $P$ , którego normalna wartość wynosi około  $10^6$ , prowadzi do wartości  $Ne$ , mało różniącej się od  $Ne'$  w analogicznych warunkach temperatury i ciśnienia. Na tej podstawie wnioskujemy, że ładunek jonu gazowego jest taki sam, jak ładunek jonu jednowartościowego w elektrolitach. Fakt ten stanowi jedną z podstaw, na których opieramy pojęcie elementarnego ładunku. Wspomniany wynik został potwierdzony za pomocą metod, które pozwalają bezpośrednio zmierzyć stosunek  $k/D$ .

### § 9. Małe jony. Wielkie jony. Elektrony.

Pomiary współczynników rekombinacji, ruchliwości i dyfuzji pozwalają charakteryzować jony wytworzone w różnych okolicznościach. Jony wytworzone w gazach pod normalnym ciśnieniem i w zwykłej temperaturze przez promienie X lub promienie Becquerela, są podobne, ponieważ mają jednakową ruchliwość i jednakowy współczynnik dyfuzji. Te same jony otrzymuje się również, gdy w gazie przebiega wyładowanie iskrowe, wreszcie te same jony ujemne powstają, gdy naładowana ujemnie płytka cynkowa zostaje oświetlona światłem ultrafioletowym. Tak więc we wszystkich tych przypadkach można przyjąć, że jony mają dobrze określone własności; są to tzw. małe jony, których indywidualność jest niezmienna w dość szerokich granicach ciśnienia i temperatura.

Istnieją jednak warunki, w których można zaobserwować jony różniące się od poprzednich. Tak np. gorące gazy, wypływające z płomieni zawierają jony, których ruchliwość jest bardzo wielka. Na  $k_1$  znajdujemy wartości 60 razy większe, a na  $k_2$  wartości 1000 razy większe niż w przypadku małych jonów. Gdy jednak gazy te oziębiają się, ruchliwości stają się, przeciwnie, bardzo małe, co prawdopodobnie należy przypisać okoliczności, iż jony osiadają na stałych i płynnych cząsteczkach, zawartych w produktach spalania i wskutek tego stają się cięższe. Ruchliwość tych wielkich jonów może być przeszło tysiąc razy mniejsza od ruchliwości małych jonów.

Wielkie mało ruchliwe jony tworzą się również w pewnych reakcjach chemicznych. Tak więc utlenianie się fosforu w obecności mokrego powietrza dostarcza jonów bardzo mało ruchliwych. (*E. Bloch*). Otrzymujemy je również podczas powstawania gazu piorunującego w elektrolizie (*J. Townsend*). Źródłem emisji wielkich jonów są wreszcie ciała rozżarzone do białości w obecności powietrza.

W powietrzu atmosferycznym można zawsze zaobserwować pewną ilość małych jonów jak również i wielkich. Obecność małych jonów jest spowodowana przedewszystkiem działaniem jonizujących promieni wysyłanych przez pierwiastki promieniotwórcze rozsiane na powierzchni ziemi w minimalnych ilościach. Obecność wielkich jonów tłumaczy się osiadaniami małych jonów na pyłkach i kropelkach znajdujących się w atmosferze (*P. Langevin*)

Małe jony charakteryzują się ściśle określoną ruchliwością, natomiast wielkie jony, wytwarzane w ten czy inny sposób, posiadają naogół ruchliwości zawarte w szerokich granicach. Wielkie jony są podatne tylko na działanie bardzo silnych pol; trudno jest w tym przypadku osiągnąć prąd nasycenia. Ponieważ dyfuzja wielkich jonów jest powolna, przeto w odróżnieniu od małych jonów nie są one pochłaniane przez watę lub wodę w płucce, przez którą przepuszcza się prąd powietrza. Pozostawione wewnątrz zbiornika znikają powoli wskutek stopniowej dyfuzji ku ściankom oraz powolnej rekombinacji. Jeżeli istnieje nadmiar jonów jednego znaku, wzajemne odpychanie powoduje ich ruch ku ściankom, gdzie ulegają absorpcji.

Wytwarzanie się jonów dużej ruchliwości w gazach wychodzących z bardzo gorących płomieni dowodzi, że jony mogą w tych warunkach posiadać rozmiary jeszcze mniejsze niż małe jony. Gwałtowne ruchy cieplne zachodzące w wysokiej temperaturze przeszkadzają kształtowaniu się ugrupowań cząsteczkowych dookoła naładowanych centrów.

W rozrzedzonych gazach ugrupowania naładowane dodatkowo rozpadają się i pozostają tylko naładowane atomy. Centry ujemne doznają o wiele znaczniejszej jeszcze redukcji, ponieważ ich masa w próżni jest tylko małym ułamkiem,  $1/1800$ , masy atomu wodoru. Centry ujemne w tym stanie noszą nazwę elektronów i stanowią niepodzielny

element elektryczności ujemnej i zarazem część składową wszystkich atomów.

Jest więc rzeczą prawdopodobną, że podstawowe zjawisko jonizacji w gazach polega zawsze na rozdzielaniu drobin na elektron oraz na resztę dodatnią i że drobinę gazu skupiają się dokoła tych dwu naładowanych części, tworząc małe jony. Warunki ciśnienia sprzyjające formowaniu się małych jonów sprawiają zarazem, że ich ruchliwość jest określona; opór, którego jony doznają podczas ruchu w gazach, spowodowany zderzeniami z napotykanymi drobinami jest analogiczny do siły tarcia, mianowicie proporcjonalny do prędkości i skierowany do ruchu.

Zgodnie z teorią kinetyczną gazów współczynniki  $k$  i  $D$  wyrażają się w przybliżony sposób w następującej prostej postaci:  $k = e\lambda/mu$ ;  $D = \lambda u/3$ , (*P. Langevin*) ( $e$  — ładunek jonu,  $m$  — masa,  $u$  — prędkość ruchów cieplnych,  $\lambda$  — średnia swobodna droga). Wzory te wyrażają poprawnie zmienność  $k$  i  $D$  wraz z ciśnieniem ( $\lambda$  zmienia się jak  $1/p$ ) oraz wzrost  $D$  wraz z temperaturą. Liczbowa interpretacja tych zależności sprawia pewne trudności z powodu niepewnych wartości  $m$  i  $\lambda$ .

## § 10. Emisja elektronów przez ciała naświetlone oraz przez ciała rozżarzone.

I. Niektóre metale jak np. cynk (oraz metale utleniające się jeszcze łatwiej) uwalniają elektryczność ujemną wówczas, gdy są naświetlone światłem nadfioletowym. W gazach normalnej gęstości emisja ta występuje w postaci jonów ujemnych. Przewodzenie elektryczności zachodzi tylko w polu, które jest skierowane ku elektrodzie oświetlonej. Krzywa  $i = f(V)$  posiada postać przedstawioną na rys. 16 a. Jony znajdujące się w przestrzeni między elektrodami, mogą być porwane przez prąd powietrza i osadzone na izolowanym kawałku waty, któremu oddają ładunek ujemny.

Jeżeli naświetlona elektroda znajduje się w próżni, wysyłane elektrony nie tworzą jonów i nie doznają żadnego oporu w ruchu między elektrodami, mogą więc wskutek nabytego przyspieszenia odchylić się od kierunku linii sił pola.

Ładunki ujemne rozmieszczone w przestrzeni odkształcają nałożone pole, jeżeli ich ilość jest znaczna. W nieobecności pola ustala się wskutek wzajemnego odpychania się ładunków stan trwały, w którym naświetlony metal pochłania tyleż elektronów, ile ich wysyła w tym samym czasie.

Krzywa  $i = f(V)$  prądu elektronów płynącego w próżni, między anodą i katodą naświetloną światłem nadfioletowym, posiada postać tego samego typu co krzywa odpowiadająca przewodzeniu jonów ujemnych w obecności gazu (rys. 16 a). Pochodzi to stąd, że odkształcenie pola jest w obu przypadkach uwarunkowane rozkładem ładunku ujemnego, którego gęstość zmniejsza się w kierunku od naświetlonej katody do anody. Stąd więc pewna analogia między dwoma sposobami przewo-

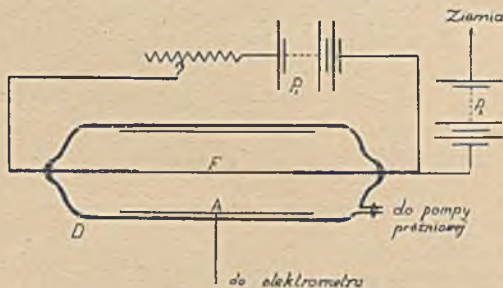
dzenia, pomimo że związek między prędkością nośników i polem jest różny w obu przypadkach.

II. Rozżarzony metal może być źródłem o wiele znaczniejszej emisji ładunków, niż metal naświetlany światłem ultrafioletowym. Najczęściej metal (platyna lub wolfram) ma kształt drucika, przez który przepływa prąd elektryczny (rys. 19). Można również użyć włókna węglowego. Emisja ciał rozżarzonych nosi nazwę emisji *termionowej*.

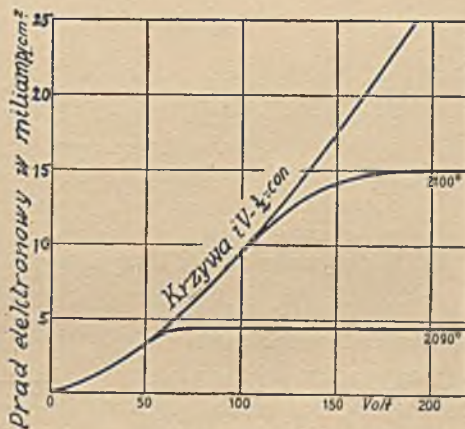
Elektroda *A* pobiera prąd elektryczny zależny od temperatury żarzącego się włókna oraz od ciśnienia gazu zawartego w na czyniu. Jeżeli przyrząd zawiera powietrze lub inny gaz, istnieje równoczesna emisja elektryczności dodatniej i ujemnej i przewodzenie zachodzi w obu kierunkach pola. Emisja wzrasta bardzo szybko z temperaturą; w wysokich temperaturach prąd może być mierzony za pomocą galvanometru, włączonego między elektrodą *A* i ziemią.

Jeżeli w przyrządzie utrzymujemy przez dłuższy czas próżnię, gazy okładowane w ściankach oraz w elektrodach wydobywają się powoli i zostają usuwane, emisja zaś elektryczności dodatniej zanika. Pozostaje więc tylko emisja elektryczności ujemnej w postaci elektronów i przewodzenie zachodzi tylko w przypadku pola skierowanego ku włóknu.

Chcąc scharakteryzować prąd płynący w opróżnionej rurze z rozżarzoną katodą, posługujemy się dwiema seriami krzywych, z których jedna przedstawia zależność  $i = f(V)$  otrzymaną wówczas gdy prąd żarzenia wyznacza temperaturę absolutną  $T$  włókna posiada określone natężenie  $I$ , druga zaś zależność  $i = f(I)$  lub  $i = f(T)$  w przypadku, gdy różnica potencjału  $V$  między elektrodami jest stała. Rys. 20a i 20b przedstawiają wyniki otrzymane przez *Langmuira* w doskonałej próżni.



Rys. 19. *F*—włókno węglowe lub metalowe umieszczone w osi rurki szklanej i ogrzewane elektrycznie za pomocą prądu  $I$  dostarczanego przez baterię  $P_1$ . Jeden z końców drutu jest naładowany do potencjału  $V$  za pomocą baterii  $P_2$ . Cylindryczna elektroda  $A$  otaczająca nitkę jest połączona z elektrometrem. W szczelnym zbiorniku  $B$  zawierającym nitkę i elektrodę  $A$  można zrobić próżnię, można również wprowadzić do  $D$  gaz.



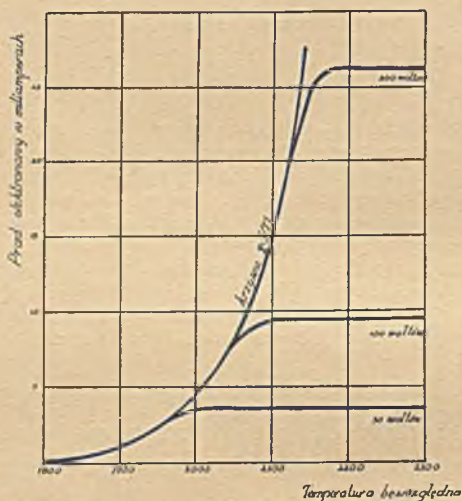
Rys. 20 a.

Jeżeli temperatura włókna pozostaje stała ( $I$  stałe) prąd  $i$  wzrasta wraz z  $V$  według prawa tego samego rodzaju, co na rys. 16-a. W części początkowej  $i$  wzrasta jak  $V^{\frac{3}{2}}$ ...; krzywa przechodzi następnie przez punkt przegięcia i wykazuje tendencję do nasycenia. Krzywe otrzymane w przypadku różnych wartości  $I$  lub  $T$  nakładają się na idealną krzywą

$$i = AV^{\frac{3}{2}}$$

na odcinku tym dłuższym, im  $I$  lub  $T$  są większe. Prądu nasycenia  $q$  nie można jednak osiągnąć, jeżeli temperatura bezwzględna  $T$  jest bardzo wysoka.

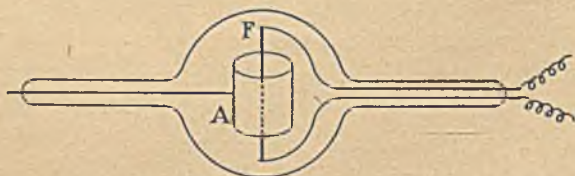
Jeżeli różnica potencjałów  $V$  pozostaje stała,  $i$  rośnie wraz z  $I$ , a zatem wraz z  $T$ . Możemy dobrać  $V$  tak, aby było osiągnięte nasycenie  $i = q$ , krzywa  $q = f(T)$  przedstawia wówczas prawo wzrostu emisji wraz z temperaturą. Mniejsze wartości  $V$  pozwalają osiągnąć nasycenie tylko w pewnym przedziale wartości prądu żarzenia; w tej okolicy krzywa pokrywa się z poprzednią. W miarę jednak jak  $T$  wzrasta, różnica potencjałów  $V$  staje się nie wystarczająca dla wyłowienia wszystkich elektronów; po punkcie przegięcia następuje odrazu okolica pozornego nasycenia, odzwierciedlająca stan rzeczy, w którym elektrony nie wyciągane przez pole są z powrotem pochłaniane przez katodę.



Rys. 20 b.

w okolicy ścianki, która je wysyła, zachowują się podobnie jak gaz rozrzedzony; niektóre z nich powracają do metalu wskutek ruchów cieplnych. W stanie statecznym, w nieobecności pola, liczba  $q$  elektronów wysyłanych w jednostce czasu z jednostki powierzchni jest równa liczbie elektronów przenikających z zewnątrz do metalu. Przy pomocy dostatecznie silnego pola można wyciągać wszystkie elektrony w miarę ich wytwarzania i otrzymać prąd nasycenia  $q$ .

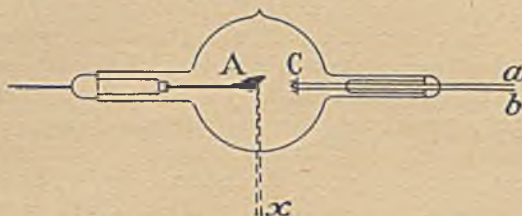
Prąd nasycenia osiąga wartość 1 amp. na  $1 \text{ cm}^2$  w przypadku wolframu w temperaturze bezwzględnej  $2500^\circ$ . Dla tego metalu mamy  $W = 4,5$  woltów. W celu otrzymania emisji elektronowej z rozżarzonej katody używa



Rys. 21. Kenotron.  $F$  — włókno rozżarzone prądem służące jako katoda;  $A$  — cylindryczna anoda otaczająca rurkę. Rura działa jako wentyl przepuszczający prąd tylko w kierunku od  $A$  do  $F$ .

się wolframu, platyny, węgla, tantalu, molibdenu wreszcie platyny pokrytej tlenkiem wapnia lub baru (katoda Wehnelta).

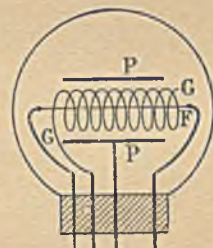
Najważniejsze zastosowanie emisji ciał rozżarzonych stanowią wentyle elektryczne z rozżarzonymi katodami (kenotrony) (rys. 21), rury do promieni  $X$  z rozżarzonymi katodami (rys. 22), oraz lampy trójelektrodowe lub triody (rys. 23), powszechnie używane w radiotelefonii i radiotelegrafii, oddające liczne usługi w różnych badaniach naukowych.



Rys. 22. Rura Coolidge'a. Katoda jest to włókno wolframowe w postaci spirali zasilane prądem, który wchodzi i wychodzi przez druty  $a$  i  $b$ . Antykatoda  $A$  odgrywająca rolę anody jest zrobiona z wolframu. Elektronów wysyłane przez włókno padają na antykatodę, skupiając się w okolicy środkowej zwanej ogniskiem, i wytwarzają promienie  $X$  obserwowane w kierunku  $x$ . Prąd przenoszony przez elektronów między  $A$  i  $C$  w rurze średniego typu osiąga kilka miliamperów pod napięciem 200 kilowoltów.

Rys. 23. Trioda składa się z bańki szklanej, w której istnieje możliwie doskonała próżnia i w której znajdują się trzy elektrody: włókno  $F$  rozżarzone prądem elektrycznym; siatka  $G$  czyli spirala otaczająca włókno i anoda  $P$  czyli cylindryczna osłona otaczająca włókno i siatkę.

Prąd elektronowy  $I$  płynący od rozżarzonego włókna ku anodzie, której potencjał jest wyższy od potencjału włókna jest zależny od potencjału siatki otrzymującej część wybiegających elektronów. Sposób działania przyrządu opiszemy za pomocą szeregu krzywych, zwanych *charakterystykami*, przedstawiających prąd  $i$  płynący ku siatce  $x$  i prąd  $I$  płynący ku anodzie, w zależności od potencjału  $v$  siatki, w przypadku gdy potencjał  $V$  anody i potencjał  $J$  prądu żarzenia posiadają określone wartości. Są to krzywe tego samego typu, co krzywe na rys. 20. Ponieważ potencjał siatki jest zawsze mały w porównaniu z potencjałem anody, prąd zaś  $i$  mały w porównaniu z prądem  $I$ , przeto mała zmiana  $v$  powoduje znaczną zmianę prądu anodowego; na tej zasadzie opiera się używanie triody jako wzmacniacza. Przyrząd może służyć również jako generator wymuszonych drgań i jako odbiornik fal wielkiej częstotliwości.



## § 11. Kondensacja wody na jonach. Ładunek jonów. Ładunek elementarny.

Pierwsze próby wyznaczenia ładunku elementarnego były oparte na zastosowaniu zjawisk kondensacji pary wodnej na jonach zawartych w gazie (*J. Townsend, J. J. Thomson*).

Nasycona para wodna staje się przesycona wskutek szybkiego rozprężenia, które można wywołać, powiększając nagle objętość zbiornika zawierającego wodę i powietrze. Jeżeli powietrze w naczyniu jest pozbawione pyłków, przesylenie znika powoli wskutek osiadania wody na ściankach.



W przypadku natomiast, gdy istnieją pyłki, rozprężeniu towarzyszy tworzenie się nieprzezroczystej mgły, złożonej z kropelek wody, osadzonych na pyłkach, które służą jako zarodki kondensacji. Mgła opada pod działaniem siły ciężkości, pyłki można zatem usunąć, powtarzając tę czynność kilkakrotnie.

Jeżeli następnie wytworzymy w naczyniu pewną liczbę jonów, rozżarzając wprowadzony w tym celu izolowany drut metalowy, znowu stwierdzimy, że w chwili rozprężenia powstaje gęsta mgła; jony wydzielone przez drut odgrywają rolę zarodków kondensacji.

Jony powstające wskutek utlenienia fosforu lub jony zawarte w gazach, pochodzących z elektrolizy są również skutecznymi zarodkami kondensacji. Powietrze zawierające takie jony i przepuszczone przez wodę wypełnia się mgłą. Strumień pary przesyconej, uchodzącej podczas wrzenia z kotła, posiada znacznie zwiększoną nieprzezroczystość w pobliżu fosforu, małego płomienia lub rozżarzonego drutu. W tych wszystkich przypadkach mamy do czynienia z wielkimi jonami działającymi w podobny sposób, jak pyłki.

Lord *Kelvin* dowiódł, że ciśnienie nasyconej pary wodnej ma o wiele większą wartość w pobliżu kropelki cieczy niż w pobliżu płaskiej powierzchni wody. Zjawisko, to występujące tym wyraźniej im kropla jest mniejsza, pozostaje w związku z napięciem powierzchniowym, które przeciwstawia się tworzeniu się w gazie bardzo małych kropelek dających początek kondensacji. Pyłki usuwają tę trudność, gdyż umożliwiają drobinom wody osiadanie na powierzchni o stosunkowo małej krzywiznie. Może również zdarzyć się, że zawiesina z powodu składu chemicznego posiada powinowactwo do wody, tak np. zawiesina powstająca z utlenienia fosforu może skroplić parę wodną nawet wtedy, gdy ta ostatnia nie jest nasycona. Jeżeli pyłki są naładowane i tworzą wielkie jony, skuteczność ich jest wzmożona, ponieważ wywierają one na drobiny wody siły przyciągania elektrostatycznego.

Małe jony mogą również działać jako zarodki kondensacyjne, skuteczność ich jest jednak mniejsza i niezbędny jest większy stopień przesylenia. Dokładne badania wykonane przez *C. T. R. Wilsona* doprowadziły do następujących wyników:

Warunki kondensacji w postaci mgły są zależne od stopnia rozprężenia,  $\Delta$ , czyli stosunku objętości końcowej do objętości początkowej. Jeżeli  $\Delta < 1,25$  kondensacja nie zachodzi. Jeżeli  $1,25 < \Delta < 1,31$  kondensacja zachodzi jedynie na jonach ujemnych. Jeżeli  $1,31 < \Delta < 1,38$  mamy kondensację na jonach obu znaków. Wreszcie gdy  $\Delta > 1,38$  kondensacja zachodzi nawet w nieobecności jonów na zarodkach zawartych w gazie, prawdopodobnie w postaci skupień drobinowych.

Jeżeli nazwiemy *przesyceniem*  $s$  stosunek ciśnienia pary wodnej do ciśnienia nasycenia w sąsiedztwie płaskiej powierzchni cieczy w badanej temperaturze, to wartości  $\Delta = 1,25$  odpowiada  $s = 1,38$ ; wartości  $\Delta = 1,38$  odpowiada  $s = 8$ .

Należy zaznaczyć, że nawet bez czynnika jonizującego otrzymuje się kondensację na nielicznych kroplach w przypadku  $\Delta < 1,25$  a to z po-

wodu słabej naturalnej jonizacji powietrza, pochodzącej od promieniowań, których naogół nie można uniknąć.

Na podstawie tych doświadczeń *Wilson* opracował metodę, która pozwala fotografować tory promieni jonizujących, uwidocznione dzięki odpowiedniemu oświetleniu kropelek wody, osiadających na jonach wzdłuż torów. Ta metoda »torów mgiełkowych« może być zastosowana do promieni korpuskularnych, dodatnich lub ujemnych. Obecność promieni  $X$  lub promieni  $\gamma$  ujawnia się w postaci wtórnych promieni elektronowych, towarzyszących tym promieniom. W powszechnie używanym przyrządzie *Wilsona* rozprężenie zachodzi wskutek nagłego opadnięcia tłoka w cylindrycznej komorze wypełnionej przesyconą parą wodną.

*J.J. Thomson* badał prędkość opadania mgły, stosując prawo *Stokes'a* dotyczące prędkości spadania małych kulek. Kropelka, której promień wynosi  $a$ , gęstość  $\delta$ , osiąga podczas spadania w powietrzu prędkość końcową  $v$  wyrażoną wzorem:

$$v = \frac{2}{9} \frac{ga}{\mu} \cdot \delta$$

$\mu$  jest to współczynnik lepkości powietrza,  $g$  — przyspieszenie siły ciężenia.

To doświadczenie, łącznie z pomiarem gęstości przestrzennej ładunku jonów oraz ilości skroplonej wody, daje wartość ładunku jednego jonu  $e$ . Można zmierzyć prędkość opadania mgły wytworzonej na jonach tylko jednego znaku w polu elektrycznym  $h$ . Niechaj  $v_1$  i  $v_2$  będą to prędkości opadania mgły w obecności i nieobecności pola; prędkości te są proporcjonalne do sił, powodujących ruch. Mamy więc:

$$v_1 = \frac{2}{9} \frac{ga}{\mu} \delta \quad v_2 = \frac{mg}{mg + eh}$$

jeżeli działanie pola dodaje się do działania siły ciężkości.

Oba te doświadczenia pozwalają wyznaczyć  $e$ .

Obserwacja opadania mgły nie nadaje się do bardzo dokładnych pomiarów. *Millikan* zastosował metodę badania oddzielnych kropelek cieczy nie parującej w warunkach doświadczenia.

Do przestrzeni zawartej między dwiema płytkami wprowadza się przez mały otwór w górnej płytce małą liczbę kropelek otrzymanych zapomocą rozpylania cieczy, np. oliwy. Kropelki napotyka tam jony wytworzone przez promieniowanie; od czasu do czasu zdarza się, że jon osiada na kropelce. Ponieważ między płytkami istnieje pole elektryczne, przeto w zależności od natężenia tego pola i znaku ładunku jonu, może nastąpić równowaga między siłą ciężkości i siłą elektryczną, wskutek czego kropla pozostanie w spoczynku, lub też jedna z tych sił może przeważać, powodując ruch w górę lub w dół. Ruch kropli obserwujemy zapomocą mikroskopu.

Kropla naładowana może chwytać jony w dalszym ciągu; w chwili przyłączenia jonu ładunek zmienia się w sposób nieciągły i następuje

nagła zmiana prędkości. Wyznaczając ładunki różnych kropli otrzymujemy zawsze wielokrotność ładunku elementarnego.

Z tych doświadczeń wynika następująca wartość  $e$

$$e = 4,77 \cdot 10^{-10} \text{ j. es. } ^1)$$

Z pośród innych metod służących do wyznaczania ładunku elementarnego wymienimy już na tym miejscu wyznaczenie ładunku cząstki  $\alpha$  drogą liczenia cząstek  $\alpha$  i mierzenia ich całkowitego ładunku. Doświadczenia te będą opisane w dalszym ciągu (§ 71). Ładunek cząstki  $\alpha$  równa się podwójnemu ładunkowi elementarnemu  $e$ .

Między ładunkiem elementarnym i stałą Avogadry (liczba drobin w gramodrobinie lub liczba atomów w gramoatomie) istnieje związek natury podstawowej, który możemy łatwo uzasadnić na podstawie praw elektrolizy. Ponieważ  $Ne$  jest to ładunek gramojonu jednowartościowego, mamy

$$Ne = 96500 \text{ kulombów} = 2,895 \cdot 10^{14} \text{ j. es.}$$

Znając  $N$ , możemy zatem wyliczyć  $e$  i odwrotnie.

Metody wyznaczania  $N$  są liczne i różnorodne.<sup>2)</sup> Istnieje metoda bezpośrednia oparta na zjawiskach promieniotwórczych, polegająca na mierzeniu objętości helu powstającego w stanie atomowym z przeliczonego zbioru cząstek  $\alpha$  (§ 72).

Na podstawie znajomości ładunku  $e$  i liczby Avogadry  $N$  możemy wyliczyć bezwzględną masę atomu i średnią energię kinetyczną drobin. Obecnie przyjęte są następujące wartości:

$$e = 4,77 \cdot 10^{-10} \text{ j. es.} \quad N = 6,06 \cdot 10^{23};$$

masa atomu wodoru,  $m_H = \frac{1,0078}{N} = 1,66 \cdot 10^{-24} \text{ g. } ^3)$ , masa dowolnego

atomu,  $m_A = \frac{A}{N}$ , gdzie  $A$  jest to ciężar atomowy; energia ruchu postępowego drobin  $U = \frac{3RT}{2N} = 5,62 \cdot 10^{-14} \text{ ergów}$  w temperaturze  $0^\circ$  ( $R$  stała gazów doskonałych na gramodrobinę,  $T$  temperatura bezwzględna).

<sup>1)</sup> Ponieważ w tych doświadczeniach używa się kropelek, których promień jest bardzo mały (1 — 5 $\mu$ ), przeto stosując do ich ruchu prawo Stokesa musimy uwzględnić poprawkę dość znaczną w przypadku gdy promień jest tego samego rzędu wielkości co wolna droga drobin gazu. W pomiarach bardzo dokładnych należy ponadto posługiwać się gęstością zredukowaną, t. j. zmniejszoną o gęstość powietrza.

<sup>2)</sup> Czytelnik znajdzie opis tych metod w rozprawie *J. Perrina* (Théorie du rayonnement et les quanta, Conseil Solvay 1911).

<sup>3)</sup> Ostatnie pomiary *Astona* i obliczenia oparte na sztucznej przemianie pierwiastków prowadzą do wartości  $m_H$  nieco wyższej  $\left(\frac{1,0081}{N}\right)$  (przypp. tłum.).

## § 12. Jonizacja spowodowana zderzeniami jonów i wyładowanie iskrowe.

Jeżeli w badanej objętości jonizacja gazu jest wszędzie jednakowa, krzywa  $i = f(V)$  ma postać dobrze określoną w warunkach ciśnienia i temperatury niezbyt różniących się od warunków normalnych. Stan nasycenia charakteryzujący się stałą wartością  $i$  utrzymuje się bez zmiany nawet gdy  $V$  zmienia się w dosyć szerokim przedziale. Wyładowanie zjawia się nagle, gdy  $V$  osiąga pewną wysoką wartość graniczną (rys. 24). Jeżeli ciśnienie gazu jest niewielkie (kilka milimetrów słupa rtęci), możemy zauważyć stadium pośrednie, w którym natężenie wzrasta szybko wraz z napięciem, zanim nastąpi wyładowanie.

Wzrost obserwowany w tym przejściowym stadium został wytłumaczony przez *J. Townsenda* w następujący sposób.

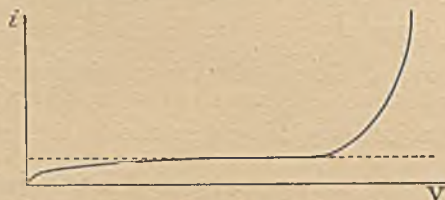
Jony, powstające bezpośrednio pod działaniem czynnika jonizującego, wytwarzają nowe jony drogą zderzeń z drobinami gazu. Ta jonizacja «zderzeniowa» jest możliwa tylko wtedy, gdy jon pierwotny uzyskuje dostateczną energię kinetyczną, znacznie większą od energii ruchów cieplnych. Źródłem tej energii jest praca wykonana przez pole elektryczne.

Z punktu widzenia teorii kinetycznej gazów należy traktować jednostajną prędkość jonu w polu elektrycznym jako wielkość przeciętną, którą obliczamy drogą sumowania ruchów jonu w kolejnych odstępach czasu pomiędzy dwoma następującymi po sobie zderzeniami. Ruch jonu jest jednostajnie przyspieszony, ale energia nagromadzona w ten sposób zostaje zupełnie lub częściowo zużyta w zderzeniu. Ponieważ ta energia jest równoważnikiem pracy wykonanej przez pole, przeto mamy

$$\frac{mv^2}{2} = eV,$$

$m$  jest to masa jonu,  $v$  jego prędkość,  $e$  — ładunek,  $V$  — różnica potencjałów między początkowym i końcowym punktem drogi jonu. Przeciętną długość tej drogi nazywamy *średnią drogą swobodną*,  $\lambda$ , jonu w gazie;  $\lambda$  zależy od ciśnienia i jest do niego odwrotnie proporcjonalne. W polu jednostajnym o natężeniu  $h$  różnica potencjałów na długości  $\lambda$  wynosi  $h\lambda$ . Najmniejszą energię potrzebną do jonizacji charakteryzujemy *potencjałem jonizacyjnym*  $V_0$ , natężenie  $h_0$  pola jonizującego, wynosi wówczas  $h_0 = V_0/\lambda$ .  $h_0$  jest odwrotnie proporcjonalne do  $\lambda$ , a zatem proporcjonalne do ciśnienia gazu. Jeżeli pole nie jest zbyt silne, jonizacja zderzeniowa pojawia się dopiero wtedy, gdy ciśnienie jest niskie.

Średnia liczba  $\nu$  jonów wtórnych, wytworzonych przez jeden jon na jednostce długości, jest funkcją  $h$  i  $p$ . Powiększając  $h$  stwierdzamy, że najpierw jonizują jony ujemne, które w tych warunkach występują w postaci elektronów.



Rys. 24.

Gdy pole  $h$  osiąga dostateczną wartość, oprócz jonów ujemnych są czynne również i dodatnie; jony te bądź jonizują gaz, bądź też bombardują katodę i wyzwala ją z niej elektrony. Zgodnie z teorią prąd  $i$  powstający między równoległymi płytkami, między którymi odległość wynosi  $l$ , jest funkcją dwóch zmiennych, mianowicie iloczynu  $pl$  oraz  $V$ ; prąd wzrasta raptownie, gdy te zmienne osiągają wartości zbliżone do wartości odpowiadających wyładowaniu iskrowemu. Stąd wynika, że *potencjał iskrzenia* jest funkcją iloczynu  $pl$ , a zatem wielkości proporcjonalnej do masy gazu zawartej między płytkami. Jeżeli odległość między płytkami jest stała, potencjał iskrzenia zmniejsza się wraz z ciśnieniem, przechodzi przez minimum, a następnie wzrasta znowu szybko, gdy ciśnienie zmniejsza się w dalszym ciągu. Istnieje zatem *dolna granica potencjału iskrzenia* (wynosząca w powietrzu ok. 340 woltów), poniżej tego potencjału wyładowanie nie może nastąpić pod żadnym ciśnieniem.

Łatwo zrozumieć istnienie dolnej granicy potencjału iskrzenia, zakładając, że koniecznym warunkiem wyładowania jest bardzo intensywne jonizacja przez zderzenia. W istocie dopóki ciśnienie jest wysokie, wydatna jonizacja wymaga bardzo silnego pola elektrycznego, wystarczającego do powstawania różnicy potencjałów równej potencjałowi jonizacyjnemu na bardzo małej długości swobodnej drogi jonu. Jeżeli natomiast ciśnienie jest bardzo małe, trudność ta nie istnieje, ale zderzenia stają się coraz rzadsze i produkcja jonów nie wystarcza do zasilania wyładowania.

Wyładowanie iskrowe może być wzbudzone nawet bez udziału zewnętrznego czynnika jonizującego; tłumaczymy to tym, że w gazie zawsze istnieje niewielka liczba jonów. Bardzo znaczny wzrost jonizacji towarzyszący początkowym stadiom wyładowania sprawia, że jony przybiegające ku elektrodom wydatnie odkształcają pole, zwłaszcza w okolicy katody, ponieważ ruchliwość jonów dodatnich jest znacznie mniejsza niż ujemnych. Następstwem nagromadzenia się jonów dodatnich jest powstawanie w pobliżu katody bardzo silnego pola charakteryzującego katodowy spadek potencjału. Działanie jonizacyjne jonów dodatnich ogranicza się tylko do tej okolicy; natomiast jony ujemne są czynne nawet w okolicy dalej położonej, gdzie pole jest słabsze.

Wyładowanie iskrowe, powstające w zwykłej temperaturze między płaskimi elektrodami, należy do typu *iskry*; na ogół analogiczną budowę posiada również wyładowanie między zimnymi elektrodami, których krzywizna nie jest zbyt wielka.

W powietrzu pod ciśnieniem atmosferycznym iskra, przeskakująca w rurze między płaskimi elektrodami i umieszczonymi na jej końcach, sprawia wrażenie ciągłego świecącego pasma łączącego anodę z katodą. Obniżając stopniowo ciśnienie dostrzegamy, że iskra rozdziela się na kilka części. Pasma świetlne rozszerza się i traci ostre kontury; pojawia się *ciemnia Faradaya* oddzielająca dwie części zjawiska świetlnego, mianowicie *zorzę dodatnią* ciągłą lub uwarstwioną, ciągnącą

się od anody przez znaczną długość rury oraz *poświatę ujemną*, która bierze początek w niewielkiej świecącej plamce na katodzie i przylega do katody niezbyt grubą warstwą (rys. 25). Postać tę obserwujemy, gdy ciśnienie wynosi kilka milimetrów rtęci. Dalszy spadek ciśnienia sprawia, że zorza dodatnia cofa się ku anodzie, natomiast poświata ujemna rozprzestrzenia się coraz bardziej. Gdy ciśnienie opada poniżej 0,1 mm rtęci, stwierdzamy, że poświata nie przylega do katody, pokrytej tylko cieniątką, świecąca warstewką; między zorzą i *warstwą katodową* istnieje *ciemnia Crookesa*.

Jeżeli ciśnienie jest jeszcze mniejsze (rzędu kilku tysięcznych milimetra rtęci), zorza dodatnia znika zupełnie, następnie znika ciemnia

Faradaya i ciemnia Crookesa stopniowo wypełnia rurę. Jednocześnie dostrzegamy zielonawą fosforescencję ścianek szklanych nawprost katody, pochodzącą od *promieni katodowych*; tak nazywamy elektrony uwalniane na powierzchni katody i uzyskujące w polu elektrycznym, przed katodą, prędkość, która wystarcza do osiągnięcia przeciwległej ścianki, jeżeli próżnia jest posunięta dosyć daleko. Na rys. 25 jest przedstawiony schematycznie wygląd elementów iskry. Uzupełniając obserwację stopniowych zmian wyglądu wyładowania pomiarami natężenia płynącego w nim prądu oraz potencjału iskrowego, stwierdzamy, że pod ciśnieniem rzędu tysięcznej części milimetra rtęci potencjał przechodzi przez minimum, przewodnictwo zaś elektryczne rury przechodzi przez maksimum.



Rys. 25. C — katoda, r — promień katodowy, e — ciemnia Crookesa, a — poświata ujemna, f — ciemnia Faradaya, s — zorza dodatnia, A — anoda.

W celu wyjaśnienia mechanizmu wyładowania musimy założyć istnienie współzależności między powstawaniem jonów dodatnich i ujemnych. Jony dodatnie uderzające katodę wyrzucają w chwili zetknięcia elektrony z jej wnętrza, a także uwalniają elektrony z napotkanych w pobliżu drobin gazu. Te elektrony, odpychane przez katodę, wybiegają jako promienie katodowe do ciemni Crookesa i do zorzy ujemnej i wytwarzają w tej okolicy obfitą jonizację przez zderzenia; wreszcie z jonów dodatnich, powstających w tych zderzeniach, tworzy się *przyływ dodatni*, kierujący się ku katodzie i zasilający wyładowanie elektronami w sposób poprzednio opisany. Widzimy zatem, że istotnym warunkiem wyładowania iskrowego jest wzajemna zależność między promieniami katodowymi i przyływem dodatnim.

**Wyładowanie miotelkowe.** Wyładowanie zwane miotelkowym zachodzi między ostrzem i płytką lub, ogólnie biorąc, pomiędzy wystającą częścią chropowatego przewodnika i jakąś powierzchnią sporych rozmiarów, która najczęściej jest umieszczona dosyć daleko. Zależnie od znaku ładunku ostrza mówimy o wyładowaniu miotelkowym dodatnim lub ujemnym. Wyładowanie ujemne obejmuje niewielki obszar, dodatnie ma wygląd świetlistej kępki rozchodzącej się z ostrza. Pole elektryczne osiąga duże natężenie tylko w najbliższej okolicy ostrza, toteż tylko

tam odbywa się jonizacja zderzeniowa. Ostrze pochłania jony znaku przeciwnego sobie i odpycha jony własnego znaku, które rozbiegają się w gazie wzdłuż linii pola elektrycznego. Potencjał iskrzenia zależy od cienkości ostrza i znaku jego ładunku; ujemne wyladowanie miotłkowe wymaga mniejszego potencjału iskrowego niż dodatnie; w pierwszym przypadku może zachodzić wypływ elektronów z metalu, w drugim przypadku elektrony mogą pochodzić tylko z drobin gazu w okolicy ostrza. Najmniejsze potencjały iskrowe miotłkowego wyladowania ujemnego obserwowane w powietrzu wynoszą ok. 300 woltów, dodatniego — ok. 500 woltów.

Łuk elektryczny. Łuk elektryczny powstaje między elektrodami w zupełnie innych okolicznościach niż w przypadku zimnych elektrod. W istocie rozżarzona katoda wysyła obficie elektrony nawet wtedy, gdy nie jest bombardowana dodatnimi jonami. Ta emisja elektronowa wyrównywa spadek katody; toteż wymagane napięcie jest niewielkie i może wynosić zaledwie kilka woltów. Wysoką temperaturę elektrod podtrzymują liczne zderzenia jonów dodatnich lub elektronów, ale temperatura katody jest niższa niż anody wskutek emisji elektronów, którą możemy traktować jako zjawisko analogiczne do parowania.

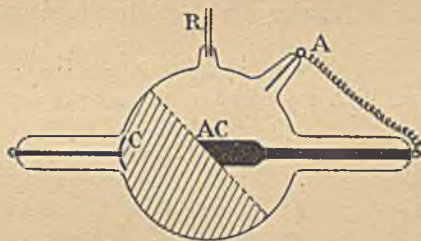
---

## ROZDZIAŁ III

### PROMIENIE KATODOWE

#### § 13. Powstawanie. Rozchodzenie się i własności.

Promienie katodowe powstają w rurze z rozrzedzonym gazem (rys. 26) na katodzie wysyłającej elektrony pod wpływem zderzeń jonów dodatnich. Ta emisja może zachodzić również w próżni, jeżeli katoda jest rozżarzona lub oświetlona światłem nadfioletowym (katoda cynkowa). Emisja odbywa się prostopadle do powierzchni katody; elektrony biegną po liniach prostych i jeżeli katoda jest wklęsła, tworzą wiązkę zbieżną, którą możemy skupić w *ognisku* na tzw. antykatodzie, tj. elektrodzie chwytającej elektrony. (Antykatoda może być zarazem anodą; może również być połączona z właściwą anodą umieszczoną z boku). Antykatoda jest źródłem emisji promieni X (Röntgena) powstających wskutek bombardowania jej promieniami katodowymi.



Rys. 26. *C* — katoda, *A* — anoda, *AC* — antykatoda, *R* — regulator ciśnienia. Okolica zakreskowana: półkula fosforescencji.

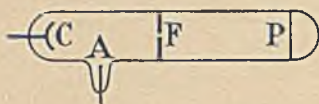
Promienie katodowe wywołują żywą fluorescencję różnych napotkanych substancyj, np. szkło świeci światłem zielonym, rubin czerwonym, kalcyt pomarańczowym itp. Promienie katodowe przenoszą znaczną ilość energii i mogą nawet rozżarzyć antykatodę.

Promienie katodowe, powstające w rurze z rozrzedzonym gazem i zebrane w ognisku, wytwarzają na powierzchni metalu wtórną emisję promieni tej samej natury, które rozpraszają się, wypełniając całą półkulę zbudowaną na płaszczyźnie antykatody i rozświetlającą szkło *półkulą fosforescencji*. W rurze Coolidge'a<sup>1)</sup> nie widzimy tego zjawiska, zapewne dlatego, że w tym przypadku wewnętrzna powierzchnia szkła uzyskuje trwale ładunek ujemny, powstrzymujący dopływ rozproszonych promieni katodowych.

<sup>1)</sup> Tj. w rurze doskonale opróżnionej, zaopatrzonej w rozżarzoną katodę.



Promienie katodowe na ogół posiadają małą zdolność przenikania przez materię; ich przenikliwość wzrasta wraz z prędkością elektronów, a zatem z napięciem między elektrodami. Promienie katodowe na ogół nie przechodzą przez ścianki rury, w której powstają, jeżeli jednak w tej rurze zrobimy okno zakryte folią glinową grubości kilku mikronów (*Lenard*), promienie katodowe będą wybiegały



Rys. 27. *A* — anoda, *C* — katoda, *F* — okno, *P* — klisza fotograficzna umieszczona w komorze obserwacyjnej.

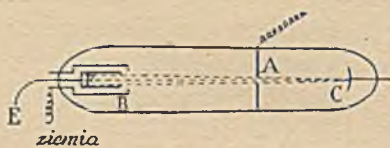
poprzez okno na zewnątrz. Możemy je badać (rys. 27) w komorze dodatkowej opróżnionej lub zawierającej gaz rozrzedzony w odpowiednim stopniu.

Promienie katodowe zaczerniają kliszę fotograficzną i jonizują gaz, przez który przechodzą. Promienie katodowe wywołują również zmiany chemiczne, uwidoczniające się w zabarwieniu; np. półkula fosforescencji szkła (rys. 26) po dłuższym funkcjonowaniu rury zaznacza się jako półkula barwna.

Katoda rury ulega tzw. *rozpylaniu katodowemu*; rozproszone cząstki materialne osiadają na ściankach rury lub na jakimkolwiek przedmiocie umieszczonym przed katodą; to niepożądane zjawisko można osłabić używając katody wyrobionej z glinu. Jak się zdaje przyczyną rozpylania katodowego są uderzenia jonów dodatnich. Za pomocą rozpylania katodowego można otrzymać bardzo cienkie warstwy metalowe.

Ładunek promieni. *J. Perrin* uczynił doniosłe odkrycie, że promienie katodowe przenoszą ładunek ujemny.

Możemy przekonać się o istnieniu tego ładunku w następujący sposób. Wiązka promieni wybiegających (rys. 28) z katody *C* przechodzi przez otwór w anodzie *A* i przenika do puszki Faradaya *E* izolowanej i połączonej z elektrometrem. Pudełko *B* połączone z ziemią (podobnie jak anoda *A*) odgrywa rolę osłony elektrostacyjnej. Gdy pojawiają się promienie katodowe, puszka *E* ładuje się ujemnie. Przyływ ładunku ustaje, jeżeli wiązkę odchylamy działaniem magnesu (§ 14).



Rys. 28.

*Lenard* pokazał, że promienie katodowe przenoszą nabój poprzez cienką blaszkę glinową, przez którą przenikają.

#### § 14. Działanie pola magnetycznego i pola elektrycznego na promienie katodowe.

Promienie katodowe odchylają się w polu magnetycznym i w polu elektrycznym. Odchylenia te należy badać w próżni, aby nie mieć do czynienia z pochłanianiem i rozpraszaniem promieni katodowych w gazach.

Odchylenie magnetyczne. Siła *F* działająca w polu magne-

tycznym o natężeniu  $H$  na cząstkę, której ujemny ładunek wynosi  $e$ , masa  $m$ , prędkość  $v$ , wyraża się wzorem

$$F = \mu_0 e v H \sin \alpha;$$

$\alpha$  jest to kąt zawarty między kierunkiem pola i prędkości;  $\mu_0$  jest to zdolność magnetyczna próżni. Siła  $F$  jest prostopadła do płaszczyzny przechodzącej przez  $H$  i  $v$ ; jest skierowana od prawej do lewej ręki obserwatora, względem którego wektor prędkości jest skierowany od stóp ku głowie i który spogląda w kierunku pola. Ponieważ siła  $F$  jest prostopadła do prędkości, przeto prędkość pozostaje niezmienna co do wielkości i tylko jej kierunek może się zmieniać. Okoliczność ta charakteryzuje w sposób zupełnie ogólny działanie pola magnetycznego na naładowane cząstki.

Wźmy pod uwagę przypadek przedstawiony na rys. 29. Pole magnetyczne jest skierowane prostopadle do płaszczyzny rysunku, od przodu do tyłu;  $OP$  i  $OF$  są to początkowe kierunki prędkości i siły. Tor jest płaski; jego kształt wynika z równania ruchu, którego przyspieszenie normalne do toru skierowane wzdłuż  $MF'$  jest stałe. Kładąc  $\sin \alpha = 1$ , i oznaczając promień krzywizny przez  $\rho$ , otrzymamy

$$\frac{mv^2}{\rho} = \mu_0 Hev, \text{ stąd } \rho = \text{const} = R = \frac{mv}{e\mu_0 H}.$$

Cząstka opisuje koło o promieniu  $R$ , styczne w punkcie  $O$  do prędkości  $v_0$ . Pomiar  $R$  pozwala obliczyć  $mv/e$ , jeżeli natężenie  $H$  pola jest znane.

Jeżeli promień  $R$  jest wielki, co ma miejsce np. w przypadku wielkiej prędkości  $v$ , wówczas wielkością mierzoną bezpośrednio jest odchylenie  $\delta$  cząstki, która przebiegła w polu długość  $OA = l$ . Mamy zależność

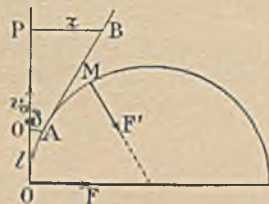
$$\delta (2R - \delta) = l^2$$

lub w przybliżeniu, jeżeli  $\delta$  jest małe,

$$2R\delta = l^2; \delta = \frac{l^2}{2R} = \frac{l^2}{2} \frac{e\mu_0 H}{mV}.$$

Począwszy od punktu  $A$ , w którym cząstka wybiega z pola, tor jest prostoliniowy, prędkość zaś jest styczna w tym punkcie do toru kołowego. Odchylenie  $z = PB$  obserwowane na ekranie prostopadłym do  $OO'$  jest proporcjonalne do  $\delta$ , tj. do  $e/mv$ .

Na drodze wiązki można umieścić ekran fluoryzujący pod działaniem promieni i obserwować odchylenie plamki wskazującej miejsce, na które padają promienie. Można również używać kliszy fotograficznej: ujrzymy



Rys. 29.  $OF'$ —pierwotny kierunek siły w punkcie  $O$ ,  $MF'$ —kierunek siły w punkcie  $M$  toru.

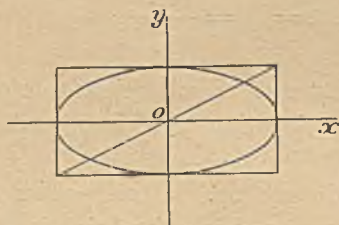
na niej, w punkcie  $P$ , ślad wiązki pierwotnej, oraz w punkcie  $B$  ślad wiązki odchylonej. W obu przypadkach można zmierzyć  $z$  i wyliczyć wartość  $e/mv$ .

Stosując opisaną tu metodę, należy uwzględnić poprawki wynikające stąd, że pole magnetyczne nie posiada wyraźnych granic. Jeżeli krzywizna toru jest duża, można zrealizować warunki doświadczalne, w których promienie opisują półkole; wówczas mierzy się bezpośrednio średnicę (rys. 29).

W polu jednostajnym, którego wektor  $H$  tworzy kąt  $\alpha$  z kierunkiem  $V_0$ , tor jest śrubową nawiniętą na prostym cylindrze kołowym, którego tworząca jest równoległa do pola, promień zaś równa się  $R \sin \alpha$ , gdzie  $R$  jest to promień koła opisywanego w przypadku  $\sin \alpha = 1$ . Jeżeli pole nie jest jednorodne, tor przybiera postać bardziej skomplikowaną: jest to śrubowa, która odkształca się stopniowo.

W gazie niezbyt rozrzedzonym wiązka promieni katodowych jest widoczna wskutek luminescencji gazu. W tym przypadku tor można sfotografować. Można również otrzymać obraz wiązki, umieszczając kliszę równoległe i stycznie do wiązki. Na tablicy I, fig. 1, 2, 3 są przedstawione fotografie torów w polu magnetycznym.

Jeżeli pole magnetyczne jest zmienne w czasie, odchylenie zmienia się również. Wyobraźmy sobie cienką wiązkę promieni prostopadłą w punkcie  $O$  do płaszczyzny rys. 30, w polu zmiennym i równoległym do  $Ox$ . Ślad  $O$  wiązki wykonywa w płaszczyźnie  $Oxy$  drganie równoległe do  $Oy$ . Jeżeli natomiast pole jest równoległe do  $Oy$ , drganie śladu wiązki zachodzi wzdłuż prostej  $Ox$ . W przypadku współlistnienia obu pól drgania dodają się do siebie. Jeżeli pola zmieniają się synchronicznie, drganie odbywa się wzdłuż przekątnej prostokąta zbudowanego na amplitudach  $Ox$  i  $Oy$ . Jeżeli okres zmienności pól jest jednakowy, faza zaś różna, ślad wiązki opisuje elipsę wpisaną w prostokąt.



Rys. 30.

Istnieje kilka metod doświadczalnych opartych na zachowaniu się promieni katodowych w polu magnetycznym.

**Zasada oscylografii.** Wiązka promieni katodowych odgrywa rolę wskaźnika zmian pola magnetycznego. Drgania powstające w polu fotografuje się na kliszy przesuwanej w kierunku prostopadłym do drgań; w ten sposób otrzymuje się krzywe, których analiza odtwarza zmienność pola magnetycznego w czasie (*oscylograf katodowy*).

**Zasada pomiaru prędkości  $v$  promieni.**

Dwa pola synchroniczne, zmienne z okresem  $T$ , wytworzone przez cewki  $BB$  i  $B'B'$  działają na wiązkę w punktach oddalonych od siebie o długość  $l$  (rys. 31). Czas potrzebny do przebycia tej drogi wynosi  $l/v$ , działanie pola  $B'B'$  jest przeto opóźnione względem  $BB$  o różnicę fazy  $\varphi = l/vT$ . Jeżeli  $\varphi = 1$ , drgania nakładają się na siebie dokładnie tak samo jak w przypadku jednoczesnego działania obu pól w tym samym



Fig. 1.

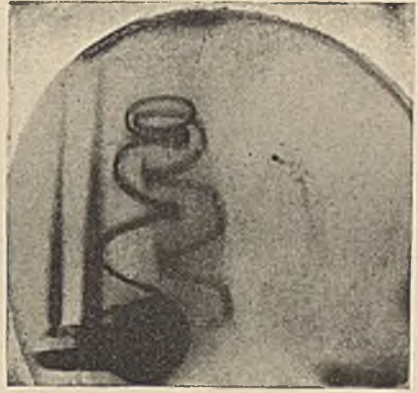


Fig. 2.



Fig. 3.



Fig. 4.

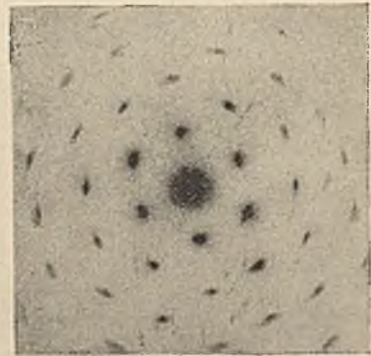


Fig. 5.

Tory promieni katodowych fotografowane w świetle gazu, przez który promienie przechodzą w polu magnetycznym (*Willard*).

Fig. 1. Pole prostopadłe do toru. Koło.

Fig. 2. Pole skośne względem toru. Linia śrubowa.

Fig. 3. Bezpośredni ślad wiązki promieni, których tor znajduje się w płaszczyźnie kliszy.

Pole magnetyczne prostopadłe do toru (*Becker*).

Fig. 4. Dyfrakcja elektronów w bardzo cienkiej, drobno krystalicznej folii złotej. Energia 40000 ew. (*J. Trillat*).

Fig. 5. Dyfrakcja elektronów w bardzo cienkim kryształku platyny. Energia 40000 ew. (*J. Trillat*).



punkcie. Aby zatem zmierzyć  $v$ , wystarczy dobrać bądź  $l$ , bądź  $T$ , aby  $l = vT$ . Chcąc zmierzyć prędkość rzędu  $10^9$  cm/sek, musimy zasilać cewki prądem zmiennym wysokiej częstości, którego okres  $T$  jest rzędu  $10^{-7}$  sek.

**Odchylenie elektryczne.** Cząstka niosąca ładunek  $e$  znajduje się w polu elektrycznym, którego natężenie wynosi  $h$  i które wywiera na cząstkę siłę  $eh$  skierowaną odwrotnie do pola, jeżeli ładunek jest ujemny. Odchylenie elektryczne obserwujemy poza polem, ponieważ wytwarzamy je zazwyczaj między dwiema równoległymi płytkami, umieszczonymi blisko siebie.

Cienka wiązka styczna do  $OO'$  przenika w punkcie  $O$  do jednostajnego pola o natężeniu  $h$  i kierunku  $Oy$  (rys. 32). Odchylenie jest na ogół małe, wobec czego można zaniedbać zmiany prędkości. Ponieważ siła jest stała, przeto odchylenie  $\delta$  po przejściu drogi  $l$  wyraża się wzorem:

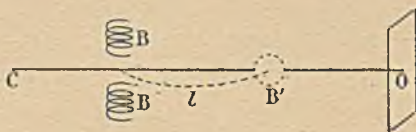
$$\delta = \frac{1}{2} \frac{eh}{m} \frac{l^2}{v^2}.$$

Tor jest łukiem paraboli, stycznym w  $O$  do kierunku  $OO'$ . Styczna do łuku w punkcie, w którym wiązka wybiega z pola, przecina odcinek  $OO'$  w jego środku. Odchylenie  $y$  obserwowane na ekranie prostopadłym do  $OO'$ , tj. odległość między śladem  $P$  wiązki pierwotnej i śladem  $M$  wiązki odchyłonej, jest proporcjonalne do  $\delta$ , tj. do  $e/mv^2$ .

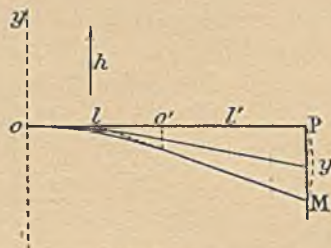
Pomiar  $y$  pozwala wyliczyć  $e/mv^2$ . Należy uwzględnić poprawki wynikające z odkształceń pola przy wejściu i wyjściu z kondensatora płaskiego.

Stosowanie pola elektrycznego zmiennego daje podobne wyniki jak w przypadku zmiennego pola magnetycznego. Tak np. można zmierzyć prędkość promieni za pomocą dwóch pól zmiennych, synchronicznie działających na wiązkę w dwóch różnych punktach.

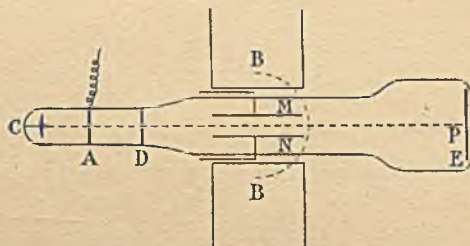
Rys. 33 przedstawia aparat służący do obserwowania odchylenia promieni katodowych w polu magnetycznym i elektrycznym.



Rys. 31.



Rys. 32.



Rys. 33.  $C$  — katoda,  $A$  — anoda odgrywająca rolę diafragmy,  $D$  — diafragma,  $M, N$  — płytki, między którymi istnieje pole elektryczne.  $BB$  — przekrój cewek wytwarzających pole magnetyczne,  $E$  — ekran do obserwowania promieni. Ślad  $P$  wiązki nie odchyłonej, tj. otrzymanej w nieobecności pola, służy jako punkt odniesienia. Odwracając kierunek jednego lub drugiego pola otrzymujemy odwrócenie odchylenia.

Jak widać, w przypadku małych odchyień mamy

$$z = Ae/mv, \quad y = Be/mv^2$$

( $z$  — odchylenie magnetyczne,  $y$  — elektryczne), gdzie  $A$  i  $B$  są to współczynniki zależne od kształtów aparatu i natężenia pól, a zatem wielkości stałe w określonych i niezmiennych warunkach. Mamy przeto, rugując najpierw  $v$ , następnie  $e/m$

$$z^2/y = ke/m, \quad z/y = k'v,$$

gdzie  $k$  i  $k'$  są stałe.

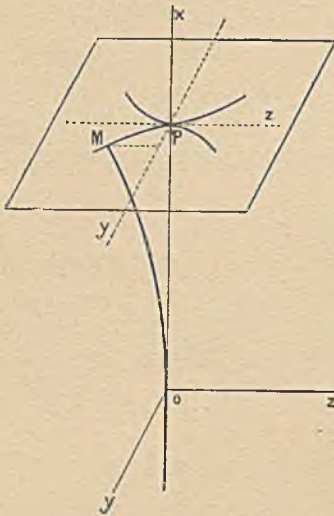
Jeżeli wytwarzamy jednocześnie odchylenia  $z$  i  $y$  w kierunkach wzajemnie prostopadłych, np. za pomocą urządzenia pokazanego na rys. 33 i jeżeli wiązka promieni jest niejednorodna, wówczas punkty, na które padają cząstki mające jednakowe  $e/m$ , lecz różne prędkości, leżą na paraboli stycznej w  $P$  do kierunku  $Pz$  odchylenia magnetycznego i mającej oś równoległą do kierunku  $Py$  odchylenia elektrycznego (rys. 34).

Ta metoda odchyień skrzyżowanych była często używana w badaniu promieni katodowych i kanalikowych. Stosunek  $z^2/y$  jest jednakowy dla cząstek mających tę samą prędkość i różne  $e/m$ .

### § 15. Stosunek $e/m$ . Masa i energia kinetyczna elektronu.

Na podstawie pomiarów odchylenia magnetycznego i elektrycznego możemy otrzymać wartości  $e/mv$  i  $e/mv^2$  i wyliczyć stosunek  $e/m$  oraz prędkość  $v$ . Te pomiary pozwoliły sformułować i sprecyzować koncepcję elektronu oraz ujawniły związek między masą i prędkością cząstki naelektryzowanej.

W zjawiskach elektrolizy stwierdzamy stałość stosunku między przepływającym ładunkiem i przeniesioną ilością materii. Największy stosunek, mianowicie ok. 10000  $j.em.$ , mamy w przypadku wodoru. Badanie promieni katodowych nasunęło *Crookesowi* przypuszczenie, że są to cząstki materialne, obdarzone wielką prędkością i znacznie mniejsze od atomów. Pierwsze pomiary stosunku  $e/m$ , dokonane przez *J. J. Thomsona*, który posługiwał się metodą odchyień magnetycznych i elektrycznych, dały wartość rzędu  $10^7 j.em.$ ; wartość ta była niezależna od natury gazu w rurce do wyładowań, od natury elektrod i od stopnia próżni; prędkość była rzędu  $10^9 cm/sek.$  Wiemy, że cząstka promienio-



Rys. 34.

wania katodowego posiada taki sam ładunek jak jednowartościowy ładunek elektrolityczny (§ 13 i 14), masa tej cząstki musi stanowić zatem drobny ułamek masy jonu, mniejszy od 1/1000. Te cząstki naładowane ujemnie, znacznie mniejsze od atomów i zawarte we wszystkich rodzajach materii, otrzymały nazwę elektronów.

Liczne prace poświęcone dokładnemu wyznaczeniu stosunku  $e/m$  elektronu pokazały, że masa naładowanej cząstki nie jest stała, lecz wzrasta wraz z prędkością. Zgodnie z zasadą względności (§ 33) związek między masą i prędkością wyraża się wzorem Lorentza:

$$m = m_0 / \sqrt{1 - \beta^2}.$$

$\beta$  jest to stosunek prędkości cząstki  $v$  do prędkości światła  $c$  ( $3 \cdot 10^{10}$  cm/sek),  $m_0$  jest to tzw. masa spoczynkowa czyli granica, do której dąży  $m$ , gdy prędkość dąży do zera. Zgodnie z tym wzorem mamy

$$e/m = e \sqrt{1 - \beta^2} / m_0.$$

Ten ostatni wzór został potwierdzony doświadczalnie.

Według mechaniki klasycznej energia kinetyczna elektronu równa się  $\frac{1}{2} m v^2$ . Wzór ten jednak jest słuszny tylko w przypadku małej prędkości, gdyż  $m$  staje się wówczas równe  $m_0$ . Jeżeli prędkość jest porównywalna z prędkością światła, należy stosować wzór Einsteina

$$W = m_0 c^2 (1 / \sqrt{1 - \beta^2} - 1);$$

gdy  $\beta$  dąży do zera, wzór ten przybiera wspomnianą poprzednio postać klasyczną. Wartości graniczne  $m_0$  i  $\frac{1}{2} m_0 v^2$  można stosować z błędem mniejszym niż 0,5%, jeżeli  $\beta < 0,1$ , tj.  $v < 3 \cdot 10^9$  cm/sek.

Ponieważ promienie katodowe wychodzące z powierzchni katody posiadają niezmiernie małą prędkość początkową, przeto uzyskują energię kinetyczną wskutek istnienia różnicy potencjału  $V$  między katodą i anodą. Energia cząstki katodowej wyraża się iloczynem  $W = eV$ .

Mierząc  $e$  i  $V$  w jednostkach bezwzględnych, otrzymujemy  $W$  w ergach. Zazwyczaj jednak wyrażamy  $W$  w elektronowoltach; elektronowolt jest to energia, którą uzyskuje elektron, gdy  $V = 1$  volt. 1 elektronowolt równa się  $4,77 \cdot 10^{-10} / 300 = 1,59 \cdot 10^{-12}$  ergów.

Z równości

$$m_0 c^2 (1 / \sqrt{1 - \beta^2} - 1) = eV,$$

która w przypadku  $\beta < 0,1$  redukuje się do  $m_0 v^2 / 2 = eV$ , wynika związek między  $e/m$  i  $V$ , często stosowany w pracach mających na celu wyznaczenie tych wielkości. Doświadczenie polega na tym, że mierzymy potencjał emisji (tj. różnicę potencjału między elektrodami) oraz odchylenie magnetyczne promieni.

Obecnie przyjęta jest następująca wartość stosunku  $e/m_0$

$$e/m_0 = 1,76 \cdot 10^{17} \text{ j.em.} = 5,28 \cdot 10^{17} \text{ j.es.}$$



Stąd wynika, że masa spoczynkowa elektronu jest 1825 razy mniejsza od masy atomu wodoru. Ciężar atomowy odniesiony do  $0 = 16$  wynosi 0,00055, bezwzględna zaś masa elektronu równa się  $9,04 \cdot 10^{-28}$  g.

Wobec istnienia dobrze ugruntowanego związku między  $e/m$  i  $\beta^2$ , dla wyznaczenia prędkości elektronów, a zatem ich potencjału emisji (energii kinetycznej) wystarczają pomiary samego tylko odchylenia magnetycznego. Metoda ta jest użyteczna zwłaszcza wtedy, kiedy nie mamy żadnej innej wiadomości o energii, jak np. w przypadku promieni  $\beta$  wysyłanych przez ciała promieniotwórcze.

*Elektron jest to niepodzielna cząstka elektryczności ujemnej (§ 9);* elektron jest ponadto elementem budowy wszystkich atomów i odgrywa rolę w zjawiskach przewodzenia ciepła i elektryczności, w emisji i absorpcji światła i innych rodzajów promieniowania. Większość zjawisk fizycznych i chemicznych polega na wymianie energii między elektronami i atomami.

#### § 16. Absorpcja i rozpraszanie promieni katodowych. Zasięg. Zdolność jonizacyjna.

Prędkość elektronu pozostaje niezmienna w przestrzeni próżnej, w której nie ma żadnego pola elektrycznego, jeżeli jednak elektron biegnie w materii, wówczas zachodzi wymiana energii między elektronem i atomami, które mogą być traktowane jako układy cząstek naelektryzowanych. Promienie, tworzące zrazu wiązkę jednorodną i wąską, doznają nieuporządkowanej zmiany kierunków zwanej *rozproszeniem*, ponadto ulegają *absorpcji*, tj. zmniejsza się ich energia i liczba. Te zawile zjawiska, sprawiające, że wiązka stopniowo zanika, są tym wyraźniejsze, im prędkość promieni jest mniejsza i im gęstość pochłaniającej materii jest większa. Tak np. promienie katodowe, wytwarzane w rurach do wyładowań pod napięciem 50.000 do 100.000 woltów, są silnie pochłaniane we wszelkiej materii stałej, a nawet w powietrzu pod ciśnieniem atmosferycznym, gdy tymczasem znacznie szybsze promienie  $\beta$  ciał promieniotwórczych przebiegają w powietrzu drogę rzędu wielkości kilku metrów i mogą być z łatwością obserwowane.

Jest rzeczą łatwiejszą mierzyć całkowity skutek absorpcji i rozproszenia niż rozdzielić te dwa efekty. Pewne pojęcie o samym rozproszeniu dają otrzymywane w komorze Wilsona fotografie torów elektronowych stanowiących wtórne promieniowanie (§ 24 tabl. V) promieni X w powietrzu. Te tory są na ogół zakrzywione, odcinki prostolinijne otrzymuje się tylko w przypadku elektronów bardzo prędkich. Rozważania teoretyczne wskazują (§ 86), że elektron w ruchu doznaje licznych małych odchyień, wynikających ze spotkań z oddzielnymi atomami; znacznie rzadziej powinny zdarzać się duże odchylenia, mianowicie wówczas, gdy elektron przebiegnie w pobliżu innego elektronu lub jakiegoś jądra atomowego. Istotnie na fotografiach torów odnajdujemy te postaci odchyień.

Doświadczalne dane liczbowe dotyczą najczęściej efektów zbiorowych, np. zanikania wiązki, której natężenie mierzymy bądź jako całkowity ładunek cząstek, bądź jako jonizację wytworzoną w rozrzedzonym gazie, przez który przechodzą badane promienie. W pierwszym przypadku wiązka wpada do puszkii Faraday'a, pomiędzy zaś tym receptorem i źródłem ustawiamy ekrany z materii pochłaniającej w postaci warstw określonej grubości; w drugim przypadku wiązka po przejściu przez pochłaniającą materię przenika do komory jonizacyjnej. Obie metody dają wyniki analogiczne. Prawo absorpcji ma często postać wykładniczą. Niech będzie  $I_0$  natężenie początkowe,  $I$  natężenie obserwowane po przebyciu warstwy materii, której grubość jest  $x$ . Piszemy wówczas,

$$I = I_0 e^{-\mu x};$$

jeżeli  $\mu$  może być uważane za stałe w pewnym przedziale wartości  $x$ , mówimy że  $\mu$  jest to *współczynnik absorpcji całkowitej* w tym przedziale. Ponieważ mamy  $dI = -\mu I dx$ ,  $\mu$  jest to ułamek promieniowania pochłonięty na jednostce długości. Z tego wzoru absorpcyjnego wynika, że

$$\text{Ln } I = \text{Ln } I_0 - \mu x, \quad (\text{Ln} — \text{logarytm naturalny}),$$

$\text{Ln } I$  zmniejsza się zatem liniowo wraz z  $x$ ; wartość  $\mu$  możemy określić graficznie jako nachylenie prostej, której rzędne są to logarytmy, odcięte zaś grubości warstwy. Inną wielkością charakterystyczną i niezależną od natężenia początkowego  $I_0$  jest grubość warstwy  $D$  zmniejszającej natężenie do połowy. Mamy przy tym:  $D = \text{Ln } 2 / \mu = 0,693 / \mu$ .

Lenard pokazał, że współczynnik  $\mu$  wzrasta szybko, gdy prędkość elektronów zmniejsza się i że jest w pierwszym przybliżeniu proporcjonalny do gęstości pochłaniającej materii; innymi słowy, stosunek  $\mu/\rho$ , czyli tzw. *masowy współczynnik absorpcji*, jest wielkością stałą. Biorąc rzecz dokładniej,  $\mu/\rho$  jest rosnącą funkcją ciężaru atomowego  $A$ .

Jeżeli chcemy posługiwać się współczynnikiem masowym we wzorach absorpcji, musimy prawo wykładnicze przedstawić w postaci

$$I = I_0 e^{-\frac{\mu}{\rho} \frac{m}{s}},$$

gdzie  $m/s$  jest to gęstość powierzchniowa badanego ekranu absorpcyjnego,  $m$  — masa,  $s$  — pole powierzchni,  $\rho$  — gęstość,  $x$  — grubość ekranu.

Możemy wreszcie zdefiniować współczynnik absorpcji atomowej jako  $\mu A / \rho$ , oraz współczynnik absorpcji drobinowej, jako  $\mu M / \rho$ , gdzie  $M$  jest to ciężar drobinowy. Doświadczenie pokazuje, że absorpcja drobinowa jest wielkością addytywną i oblicza się na podstawie absorpcji atomów należących do drobin.

W przypadku, gdy przebieg absorpcji nie daje się przedstawić za pomocą wzoru wykładniczego z  $\mu$  stałym, posługujemy się współczynnikiem  $\mu$ , który zmienia się wraz z  $x$  i który określamy za pomocą wzoru

$$d(\text{Ln } I) = -\mu dx.$$

Każdej wartości  $x$  odpowiada wówczas pewne  $\mu$ , wyznaczane jako nachylenie stycznej do krzywej  $\ln I = f(x)$ . Współczynnik  $\mu$  wzrasta lub zmniejsza się wraz ze wzrostem grubości materii, zależnie od tego czy krzywa jest zwrócona ku osiom wypukłością, czy wklęsłością.

Studiując teoretycznie przechodzenie promieni katodowych przez materię, *J. J. Thomson* zbadał osobno wpływ rozproszenia i wpływ absorpcji. Rozproszenie jest skutkiem odpychania wywieranego przez elektrony zawarte w materii na elektrony, należące do wiązki biegnącej pierwotnie w kierunku  $x$ ; zakładamy przy tym, że odpychanie się wzajemne dwóch elektronów zachodzi według prawa Coulomba (siła centralna  $e^2/r^2$ , gdzie  $e$  jest to ładunek,  $r$  odległość). Następstwem tych działań jest stopniowe rozszerzanie się wiązki; liczba elektronów  $I$  przechodzących w jednostce czasu przez jednostkę pola przekroju prostopadłego do kierunku  $x$  zmniejsza się, gdy  $x$  wzrasta. Prawo zmniejszania się  $I$  (czyli natężenia) ma postać

$$I = I_0 e^{-\sigma x}.$$

$\sigma$  nazywamy *współczynnikiem rozproszenia*; według *Thomsona*  $\sigma$  jest odwrotnie proporcjonalne do prędkości  $v$  i do liczby  $n$  elektronów w jednostce objętości pochłaniającej materii. Z drugiej strony mamy  $n = \rho Z/m_A$ , gdzie  $\rho$  jest to gęstość,  $Z$  liczba atomowa,  $m_A$  masa jednego atomu ciała, którego ciężar atomowy wynosi  $A$ ;  $m_A = 1,65 \cdot 10^{-24} A$  (patrz § 11). Ponieważ stosunek  $Z/A$  niewiele różni się od 0,5, masowy współczynnik rozproszenia  $\sigma/\rho$  jest w przybliżeniu niezależny od rodzaju badanej materii. Efekt rozproszenia maleje nader szybko, gdy prędkość elektronów wzrasta.

Absorpcja rzeczywista wynika stąd, że elektrony wiązki oddają część swej energii w każdym spotkaniu z elektronem materii pochłaniającej; wskutek tego prędkość i energia elektronów zmniejszają się stopniowo. Energia pierwotna  $W_0$  wyczerpuje się zupełnie po przejściu określonej drogi zwanej zasięgiem promieni.

Przybliżona teoria prowadzi do następującej zależności między przebytą w materii drogą  $x$  i średnią wartością energii

$$W_0^2 - W^2 = 2ax,$$

gdzie współczynnik  $a$  jest proporcjonalny do  $n$ ;  $ax$  jest zatem w przybliżeniu proporcjonalne do  $\rho x$ , tj. do masy obliczonej na jednostkę powierzchni przebytej materii.

Ponieważ energia jest proporcjonalna do potencjału emisji  $V$ , możemy napisać

$$V_0^2 - V^2 = Kx,$$

stąd otrzymujemy następującą wartość zasięgu  $Z$

$$Z = V_0^2/K.$$

Doświadczenia wykonane z jednorodnymi promieniami katodowymi, których prędkość jest znana, są do pewnego stopnia zgodne z przewidywaniami teoretycznymi. Należy jednak zaznaczyć, że strata energii jednej cząstki na długości  $x$  podlega przypadkowym wahaniom zależnym od zderzeń i jest różna w przypadku różnych cząstek. Stąd wynika, że nie wszystkie zasięgi indywidualne są jednakowe.

Jeżeli elektrony w wiązce posiadają początkowo jednakową prędkość, możemy badać stratę energii na podstawie odchylenia magnetycznego. W tym celu ustawiamy ekran pochłaniający, którego grubość jest znana, w ten sposób, aby elektrony przenikały do pola magnetycznego po przejściu przez ekran. Jeżeli grubość jest niewielka, wiązka pozostaje jednorodna, tj. wszystkie elektrony są jednakowo zwalniane w ekranie; ich zmniejszonej prędkości odpowiada dobrze określone odchylenie magnetyczne.

Na poniższej tabelicy dajemy dla przykładu wyniki otrzymane przez *Beckera*, dotyczące elektronów, których prędkość początkowa wynosiła  $\beta = 0,52$ . Zmniejszenie prędkości osiągało wartość 40% i było zależne od masy powierzchniowej, nie zaś od natury ekranu. Stwierdzono również niejaką stałość stosunku  $(\nu_0^4 - \nu^4)/\rho x$ . Tablica zawiera masowe współczynniki absorpcji odpowiadające każdej prędkości. Współczynniki te wyznaczano, badając stopniową utratę ładunku wiązki, tj. liczby należących do niej elektronów.

$m/s$ w $g/cm^2$	$\mu/\rho$ w $cm^2/g$	$\beta = v/c$	$s(\beta_0^4 - \beta^4)/m$
0,001	95	0,516	2,1
0,002	102	0,507	3,6
0,004	145	0,492	3,8
0,006	192	0,463	4,5
0,008	317	0,432	4,8
0,010	430	0,392	4,9
0,012	670	0,357	4,7
0,014	1240	0,314	4,5

Widzimy, że  $\mu/\rho$  rośnie szybko, gdy prędkość się zmniejsza. Ponadto zmniejszeniu się prędkości o 40% towarzyszy tak znaczne osłabienie wiązki, że liczba elektronów spada do 1%. Tłumaczymy to rozproszeniem; elektrony odchylone w zderzeniach o bardzo duży kąt przestają należeć do wiązki, cofając się w głąb ekranu, w którym kończą swą drogę.

Promienie katodowe, których prędkość jest zawarta między 0,2 i 0,5 prędkości światła, posiadają w glinie zasięg  $l$ , proporcjonalny do  $\nu^4$  i dany przez wzór

$$\rho l = 0,15 (\nu/c)^4 = 2,4 \cdot 10^{-12} V^2,$$

gdzie  $\rho$  jest wyrażone w  $g/cm^2$ ,  $l$  w  $cm$ ,  $V$  w woltach.

Metoda Wilsona torów mgiełkowych, pozwalająca mierzyć zasięgi od-

dzielnych cząstek w powietrzu, daje wyniki tego samego rzędu wielkości. Wzory zawierające  $v^4$  oraz wzory z  $V^2$  przestają być równoważne, gdy prędkość jest bardzo wielka (promienie  $\beta$ ). Zasięg wzrasta stale wraz z potencjałem emisji, gdy tymczasem prędkość zmienia się bardzo nieznacznie; jak się wydaje, wzrastanie zasięgu jest powolniejsze niż to odpowiada zależności liniowej od  $V^2$  (§85).

*Zdolność jonizacyjna*, tj. liczba jonów wytworzonych przez jeden elektron na 1 *cm.* drogi, jest zrazu równa zero, dopóki potencjał emisyjny jest mniejszy od potencjału jonizacyjnego, następnie wzrasta wraz z prędkością i osiąga maksymalną wartość 10 par jonów pod ciśnieniem 1 *mm* słupa rtęci, tj. 7600 par jonów/*cm* pod ciśnieniem atmosferycznym. To maksimum odpowiada potencjałowi emisyjnemu 200 woltów; dalszemu wzrostowi prędkości towarzyszy spadek zdolności jonizacyjnej. Wartości liczbowe są podane w rozdziale XIV §85.

Za pomocą metody torów mgiełkowych zdołano stwierdzić, że na 340 jonów wytworzonych przez elektron, którego energia wynosiła 2500 elektrowoltów, tylko 90 powstaje w działaniu bezpośrednim, reszta zaś są to jony wytworzone przez elektrony wtórne, które uzyskały energię dostateczną dla jonizacji. Wydatek energii na 1 parę jonów jest na ogół znacznie większy od energii odpowiadającej potencjałowi jonizacyjnemu (ok. 17 *ew.* w azocie, ok. 15 *ew.* w tlenie) i wynosi, zgodnie z wynikami nowszych prac, ok. 35 elektronowoltów na 1 parę jonów wytworzonych w powietrzu. Nie znamy jeszcze dokładnie sposobu wyczerpywania się energii pierwotnego elektronu. W rozdziałach VIII i XIV powrócimy do zagadnień przechodzenia promieni korpuskularnych przez materię.

Za pomocą aparatów wysokiego napięcia, w których  $V$  wynosi np. 25000 woltów, otrzymujemy promienie katodowe, biegnące z prędkością  $v = 0,75 c$  i posiadające zasięg równy 50 *cm.* w powietrzu pod ciśnieniem atmosferycznym. Zdołano zresztą skonstruować przyrządy funkcjonujące pod znacznie wyższym napięciem i dające promienie znacznie bardziej przenikliwe. Tablica 9 Przypisów zawiera wartości liczbowe prędkości i energii elektronu, odpowiadające rosnącym wartościom potencjału emisyjnego.

### § 17. Dyfrakcja elektronów.

Przenikaniu promieni katodowych przez cienką warstwę substancji krystalicznej lub ich odbiciu od powierzchni kryształu towarzyszą zjawiska dyfrakcji, zupełnie podobne do zjawisk obserwowanych w przypadku promieni X. Ten doniosły fakt znajduje interpretację teoretyczną w rozważaniach *L. de Broglie'a* dotyczących fal związanych z elektronami (§35). Dyfrakcję elektronów charakteryzuje długość fali  $\lambda = h/mv$ , gdzie  $\lambda$  jest to długość fali,  $h$  — stała Plancka (§32),  $mv$  zaś — pęd elektronu ( $m$  — masa,  $v$  — prędkość). Obrazy fotograficzne otrzymywane na

kliszy, na którą padają elektrony po przejściu przez bardzo cienki ekran dyfrakcyjny, są podobne do pierścieni lub plam dyfrakcyjnych powstających w przypadku promieni  $X$  (§ 25). Jeżeli potencjał emisyjny elektronów wynosi  $V$  woltów, wówczas długość fali  $\lambda$ , obserwowana w dyfrakcji, równa się  $12,25/\sqrt{V}$   $\text{Å}$  ( $\text{Å}$  czyli angström =  $10^{-8}$  cm).

Na tablicy I fig. 4 i 5 widzimy obraz pierścieni dyfrakcyjnych utworzonych przez elektrony, których  $V = 40000$  woltów i które przeszły przez cienką folię złotą, oraz wykres plam dyfrakcyjnych dawanych w tych samych warunkach przez kryształ platyny w folii z tego metalu. Dyfrakcja elektronów dostarcza bardzo czułej metody badania cienkich warstw bądź samoistnych, bądź też utworzonych na powierzchni innego ciała.

### § 18. Elektrony dodatnie.

Elektrony dodatnie, czyli pozytony, odkryte w r. 1933 są to cząstki naładowane dodatnio, których ładunek i masa mają tę samą wielkość co ładunek i masa elektronów ujemnych. Omówimy krótko okoliczności w jakich można obserwować pojawianie się pozytonów.

Promieniowanie elektromagnetyczne krótkofalowe (promienie  $X$ , promienie  $\gamma$  ciał radioaktywnych) wytwarza w materii wtórną emisję elektronów, których prędkość wzrasta wraz z przenikliwością promieni pierwotnych. Jeżeli energia «kwantowa»  $W$ , wielkość odwrotnie proporcjonalna do  $\lambda$  (§ 28), osiąga dostateczną wartość, wówczas emisji elektronów towarzyszy emisja pozytonów w ilości tym większej, im większe jest  $W$  i im ciężar atomowy substancji, na którą padają promienie pierwotne, jest większy (§ 90). W komorze rozprężeń Wilsona dostrzegamy tory elektronów i pozytonów podobne z wyglądu, dające się jednak rozróżnić na podstawie kierunku odchylenia w polu magnetycznym.

Ziemia otrzymuje z przestrzeni międzygwiazdnej promieniowanie niezmiernie przenikliwe zwane kosmicznym (§ 151). Za pomocą metody torów mgiełkowych ujawniamy w promieniowaniu kosmicznym obecność elektronów oraz pozytonów posiadających bardzo wielką prędkość.

W niektórych przemianach jądrowych wywołanych uderzeniem cząstki  $\alpha$  lub innego pocisku atomowego (proton, deutron, neutron) powstają pierwiastki nietrwałe ulegające samorzutnemu zanikowi podobnie jak zwykle pierwiastki promieniotwórcze. Niektóre spośród tych doświadczalnie otrzymywanych radiopierwiastków wysyłają podczas swej przemiany pozytony.

Stwierdzono, że  $e/m$  pozytonów jest tego samego rzędu wielkości, co  $e/m$  elektronów. Jeżeli zatem ładunki są w obu przypadkach jednakowe, masy muszą być równe lub różnią się nieznacznie. Zakładając, że zarówno bezwzględny ładunek jak i masa elektronu i pozytonu są identyczne, możemy na podstawie odchylenia magnetycznego wyznaczyć prędkość i energię pozytonów.

Pozytony przechodząc przez materię tracą prędkość podobnie jak elektrony. Absorpcji towarzyszy jednak znikanie pozytonów, których energia przeobraża się w energię promieniowania elektromagnetycznego (§ 90). Zgodnie z teorią Diraca przypisujemy pozytonom *ograniczony czas trwania*, co znajduje potwierdzenie w doświadczeniach.

---

## ROZDZIAŁ IV

### PROMIENIE DODATNIE

#### § 19. Powstawanie promieni dodatnich w rurce z rozrzedzonym gazem. Promienie anodowe. Ich energia i własności.

Promienie dodatnie biegną w rurce z rozrzedzonym gazem ku katodzie i biorą początek w różnych punktach ciemni Crookesa i poświaty ujemnej. Jeżeli katoda jest zaopatrzona w otwory, można poza nią widzieć wiązkę promieni «kanalikowych» w postaci świecącego pasma, co jest wynikiem luminescencji rozrzedzonego gazu oraz świecenia samych drobin (rys. 35). Wiązka powoduje również fluorescencję szklanych ścianek, na które pada; pod działaniem magnesu odchyła się nieznacznie.

Ponieważ promienie kanalikowe powstają w punktach, których odległość od katody jest różna, przeto im punkt jest dalszy, tym większa jest praca wykonana przez pole; jej największa wartość odpowiada napięciu  $V$  przyłożonemu do elektrod rury. Wiązka promieni kanalikowych jest zatem niejednorodna pod względem prędkości i energii, nawet jeżeli jest utworzona z cząstek, których masa i ładunek są jednakowe. Masa jest w tym przypadku rzędu wielkości masy atomu; w istocie cząstki tych promieni są to jony dodatnie powstające z drobin gazu w rurce. Ich prędkość jest mniejsza niż elektronów, na ogół nie przekracza  $10^8$  cm/sek; możemy przeto traktować masę jako wielkość stałą i stosować w celu obliczania energii prosty wzór  $mv^2/2 = eV'$ , gdzie  $V' \leq V$ .



Rys. 35.

Ładunek jonu  $e$  jest równy ładunkowi elementarnemu lub jego wielokrotności. Jeżeli jon jest jednowartościowy, energia równa się  $V$  elektronowoltów, tj. wyraża się tą samą liczbą co potencjał emisyjny w woltach, jeżeli jon jest  $n$ -wartościowy, energia jest równa  $nV$  elektronowoltów. Dla krótkości będziemy oznaczali 1 elektronowolt literami  $ew.$ , 1000 elektronowoltów, czyli 1 elektronokilowolt, literami  $ekw.$

W rurach przeznaczonych do badania przemian jądrowych cząstki uzyskują znacznie większe prędkości. Niektóre ze skonstruowanych w tym



celu rur zużytkowują napięcie 800  $kV$  i większe. Inny sposób polega na stosowaniu niezbyt wielkiej różnicy potencjałów  $V$  dawanej przez generator drgań elektrycznych i udzielaniu dodatnim jonom przyspieszenia wielostopniowego. Dzieje się to w ten sposób, że wiązka jonów zakrzywiona w polu magnetycznym przybiera kształt spiralnej przecinającej wielokrotnie okolice pola elektrycznego; każde przejście odbywa się w chwili, gdy  $V$  jest maximum; za każdym razem przeto energia jonu wzrasta o  $V e\omega$ ; wydajność tej metody jest ograniczona wskutek stopniowego rozpraszania się wiązki. Tym sposobem otrzymano jony, których energia przewyższa  $10^6 e\omega$ ;  $10^6 e\omega$  odpowiada w przypadku jonów wodoru prędkości  $1,4 \cdot 10^9$   $cm/sek$ , tj.  $\beta = 0,046$ .

Rozżarzona anoda umieszczona w próżni, zawierająca niektóre sole lotne w wysokiej temperaturze, wysyła jony dodatnie. Energię tych promieni dodatnich możemy obliczyć na podstawie wzoru  $m\nu^2/2 = eV$ , gdzie  $V$  jest to napięcie przyłożone do rury, gdyż w tym przypadku wszystkie jony są poddane działaniu całkowitego napięcia.

Promienie kanalikowe oraz anodowe posiadają niektóre własności analogiczne do promieni katodowych. Podobnie jak te ostatnie, promienie dodatnie wzbudzają fosforescencję, zaczerniają klisze fotograficzne, wreszcie posiadają zdolność jonizacyjną. Od promieni katodowych różnią się znakiem ładunku i masą cząstek. Te cząstki biorące początek w jonizacyjnym zderzeniu z elektronem wysyłają światło z charakterystycznymi objawami efektu Dopplera: obserwator patrzący w kierunku, z którego przybiegają cząstki, stwierdza, że światło monochromatyczne posiada okres  $T'$  mniejszy od okresu rzeczywistego  $T$ :

$$T' = T(1 - v/c),$$

gdzie  $v$  jest to prędkość cząstki,  $c$  prędkość światła. Badając wynikającą stąd zmianę długości fali, otrzymujemy na prędkość  $v$  wartości zgodne z wartościami otrzymanymi za pomocą innych metod. Przenikliwość promieni dodatnich jest niezmiernie mała, nawet jeżeli potencjał emisyjny wynosi  $10^6$  woltów.

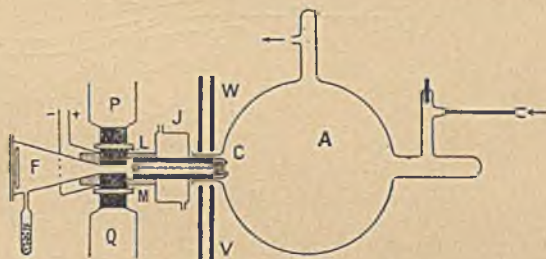
## § 20. Pomiary stosunku $e/m$ promieni dodatnich.

Teoria działania pola magnetycznego i elektrycznego na promienie dodatnie nie różni się niczym od teorii wyłożonej w ustępie o promieniach katodowych (§ 14); należy tylko pamiętać, że odchylenia zachodzą w przeciwnym kierunku. Ponieważ odchylenie elektryczne jest proporcjonalne do  $e/m\nu^2$ , tj. do  $1/V$ , przeto jest tego samego rzędu wielkości co odchylenie promieni katodowych, jeżeli w obu przypadkach mamy do czynienia z jednakowym potencjałem emisyjnym (w założeniu, że nie jest zbyt wielki) i z jednakowym natężeniem  $h$  pola odchylającego. Natomiast odchylenie magnetyczne niezbyt szybkich cząstek jest proporcjonalne do  $e/m\nu$ , zmienia się zatem jak  $e/m$ , jeżeli potencjał emisyjny

pozostaje bez zmiany; jest przeto znacznie mniejsze w przypadku promieni dodatnich niż katodowych, o ile natężenie  $H$  jest dane.

Dla wyznaczenia  $e/m$  promieni kanalikowych otrzymywanych w rurze z rozrzedzonym gazem i z zimną anodą konieczne jest badanie odchylenia magnetycznego oraz elektrycznego. Główna trudność polega na unikaniu rekombinacji jonów dodatnich z elektronami rozproszonymi w gazie.

W celu możliwego usunięcia tej niedogodności, dzielimy aparat na dwie części: komorę do wyladowań zawierającą badany gaz pod stosownym ciśnieniem, w której jony uzyskują prędkość, oraz komorę obserwacyjną, w której wytwarzamy odchylenia i którą opróżnimy możliwie najlepiej za pomocą pompy o wielkiej wydajności; komory łączą się ze sobą rurką kapilarną, która odgrywa rolę diafragmy określającej przekrój wiązki. Ponieważ prędkości cząstek nie są jednakowe, wskazane jest stosowanie skrzyżowanych odchyleń, magnetycznego i elektrycznego, lub metody parabol (§ 14). Na rys. 36 przedstawiony jest schemat aparatu używanego przez *J. J. Thomsona*.



Rys. 36. *A* — komora, w której powstają promienie kanalikowe, *F* — komora obserwacyjna; *C* — przewiercona katoda z bardzo wąskim kanałem, przez który przechodzą promienie; *L*, *M* — izolowane płytki z miękkiego żelaza, stanowiące części biegunów *P*, *Q* elektromagnesu; pole elektryczne jest wytworzone pomiędzy *L* i *M*; *W*, *V*, — ekran magnetyczny; *J* — chłodnica.

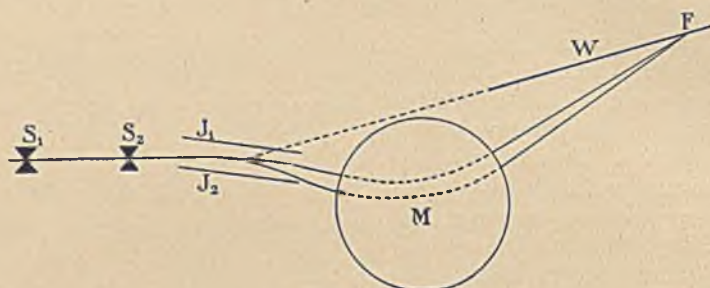
W metodzie parabol każdy rodzaj cząstek posiadających jednakowe  $e/m$  daje na ekranie łuk paraboli, której wierzchołek znajduje się w punkcie *P* i której oś leży na prostej *Py* (rys. 34).

Na podstawie znajomości stosunku  $e/m$  można wyliczyć masę  $m$ , w założeniu, że  $e$  równa się  $ne_0$  ( $n$  całkowite), tj. niewielkiej wielokrotności ładunku elementarnego. Pomiar  $e/m$  prowadzi przeto do *wyznaczania mas jonów* dodatnich, a zatem ciężarów atomowych i drobiniowych. *Aston* powiększył dokładność tej metody, stosując zasadę ogniskowania promieni, tj. łączenia we wspólnym ognisku torów cząstek, których prędkości są zawarte w pewnym przedziale. Przyrząd *Astona* nosi nazwę spektrografu mas.

Cienka wiązka cząstek mających jednakowe  $e/m$ , lecz różne prędkości, zostaje najpierw odchylna w polu elektrycznym, wskutek czego powstaje wiązka rozbieżna; znajdujące się nieco dalej pole magnetyczne odchyła wiązkę w przeciwnym kierunku i zarazem zamienia ją na wiązkę zbieżną w ognisku *F*, co ma miejsce jeżeli rozmiary aparatu oraz natężenia obu pól są dobrane w odpowiedni sposób. Schematy aparatury widzimy na rys. 37 a i 37 b. Ponieważ diafragma określająca wiązkę ma

kształt szczeliny, przeto na kliszy fotograficznej otrzymujemy widmo mas, składające się z szeregu prążków, z których każdy odpowiada określonej wartości  $e/m$ .

W przypadku promieni anodowych wszystkie cząstki mają jednakowy potencjał emisyjny  $V$ ; dla wyznaczenia  $e/m$  wystarcza przeto zmierzyć napięcie i odchylenie magnetyczne (przyrząd Dempstera, rys. 38).



Rys. 37a.



Rys. 37b.

Rys. 37a i 37b.  $A$  — anoda,  $C$  — katoda;  $S_1$ ,  $S_2$  — wąskie szczeliny ograniczające wiązkę;  $J_1$ ,  $J_2$  — płytki, pomiędzy którymi wytwarza się pole elektryczne;  $M$  — bieguny elektromagnesu wytwarzające pole magnetyczne;  $Z$  — równoległe płytki mosiężne, pomiędzy którymi przebiega wiązka;  $W$  — klisza fotograficzna;  $Y$  — ekran z wilemitu do obserwacji wstępnych.

Doświadczenie polega na badaniu ładunku otrzymywanego przez elektrodę  $F$  w zależności od potencjału  $V$ .

Krzywa przedstawiająca tę zależność posiada ostre maxima w pobliżu niektórych wartości  $V$  świadczące o tym, że promienie zakreślają przepisany tor kołowy. Wyliczamy  $e/m$  z wzorów

$$mv^2/2 = eV \quad mv/e = \mu_0 HR.$$

Natężenie prądu w każdym maximum pozwala obliczyć względną liczbę cząstek różnego rodzaju zawartych w wiązce.

## § 21. Analiza mas. Izotopy. Energia wiązania.

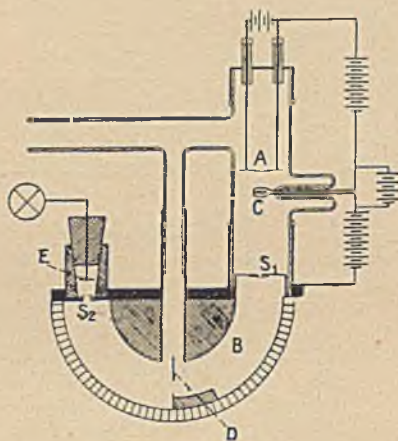
Pomiar  $e/m$  jest podstawą doniosłej metody analizy chemicznej. Zdjęcia otrzymywane metodą parabol świadczą o wielkiej różnorodności jonów dodatnich, powstających w wyładowaniu pod niskim ciśnieniem gazu. Tak np. w wodorze można łatwo obserwować parabole jednowartościowego jonu atomowego  $H^+$  i jonu molekularnego  $H^{2+}$ ,

w azocie i w tlenie powstają parabole analogiczne. Jony atomowe są w wielu przypadkach wielowartościowe, jony drobinowe prawie zawsze jednowartościowe. Niektóre rodzaje jonów powstających w rurce nie są znane w postaci drobin obojętnych; znamy np. szereg  $CH^+$ ,  $CH^{2+}$ ,  $CH^{3+}$  oraz szereg  $OII^+$ ,  $OH^{2+}$ ,  $OH^{3+}$ . Związki przedstawione tymi wzorami są zatem trwałe tylko wtedy, gdy drobinę posiadają nabój elektryczny.

Tablica II rys. 1 przedstawia dwa zdjęcia parabol otrzymane przez *J. J. Thomsona*. Atom wodoru posiada zawsze ładunek elementarny: jon  $H^+$  otrzymał nazwę *protonu*.

Neon, którego ciężar atomowy wynosi 20,2, daje dwie parabole: jednej z nich, mocnej, odpowiada masa 20, drugiej, słabszej, masa 22. *J. J. Thomson* założył, że neon jest mieszaniną dwóch gazów, których własności chemiczne są bardzo zbliżone do siebie. *Aston* pokazał, że oddzielenie obu składników jest sprawą niezwykle trudną. Te wyniki były zgodne z teorią rozwiniętą przez *Soddy'ego* na podstawie badania radiopierwiastków, teorią, według której mogą istnieć pierwiastki mające jednakowe własności chemiczne pomimo różnych ciężarów atomowych. Grupa takich pierwiastków zwanych izotopami stanowi określony typ chemiczny i zajmuje wspólne miejsce w układzie periodycznym pierwiastków (tablica 5, Przypisy). Izotopy charakteryzują się jednakową wartością dodatniego ładunku jądra atomowego.

Analiza mas, zastosowana do wszystkich pierwiastków, które można wprowadzić w postaci lotnych związków do komory wyładowań lub zamieniać w jony drogą parowania z rozżarzonej anody, pokazała, że większość pierwiastków posiada budowę złożoną i składa się z izotopów. Ponadto *Aston* pokazał, że z wyjątkiem wodoru, którego ciężar atomowy wynosi 1,0078<sup>1)</sup>, masy atomowe czystych izotopów wyrażają się liczbami całkowitymi z dokładnością do jednej tysięcznej, jeżeli jako podstawę obieramy masę atomową tlenu = 16. Jeżeli zatem ciężary atomowe nie są liczbami całkowitymi, dzieje się to dlatego, że są to średnie wartości ciężarów atomowych czystych izotopów. W świetle tego

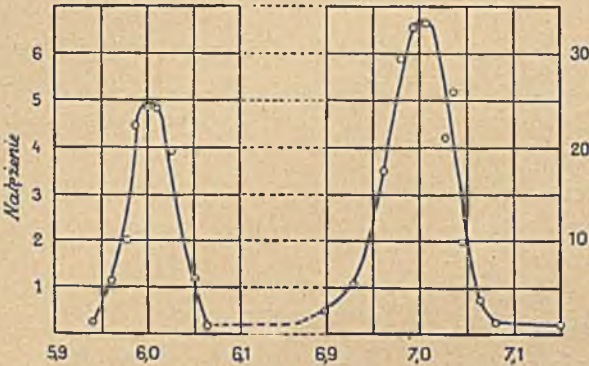


Rys. 38. *A* — anoda, *C* — katoda; *B* — półcylinder mosiężny umieszczony w polu magnetycznym prostopadłym do płaszczyzny rysunku, w której należy sobie wyobrazić tor kołowy opisywany przez wiązkę; *S*<sub>1</sub>, *S*<sub>2</sub> — szczeliny ograniczające wiązkę; *D* — diafragma służąca do usuwania promieni rozproszonych; *E* — elektroda izolowana połączona z czułym elektrometrem.

<sup>1)</sup> Nowsze badania pokazały, że ciężary atomowe izotopów wodoru, litu, berylu, boru, węgla, azotu różnią się również od liczb całkowitych (p. uzupełnienie).

faktu nabiera nowego znaczenia teoria jedności materii *Prouta*, która nie mogła ostać się wobec niemożności wytłumaczenia ułamkowych ciężarów atomowych.

Spośród pierwiastków, których złożoność została ujawniona metodą analizy mas, wymieniamy: chlor utworzony z dwóch izotopów 35 i 37 czyli  $^{35}_{17}\text{Cl}$  i  $^{37}_{17}\text{Cl}$ , lit z dwoma składnikami  $^6_3\text{Li}$  i  $^7_3\text{Li}$ , potas  $^{39}_{19}\text{K}$ , i  $^{41}_{19}\text{K}$ , wapń  $^{40}_{20}\text{Ca}$  i  $^{44}_{20}\text{Ca}$ ; argon ma 2 izotopy, krypton—6, krzem—9, cyna—11; wielka



Rys. 39. Lit. Maxima krzywej odpowiadają dwóm izotopom o masie 6 i 7, z wielkim nadmiarem drugiego względem pierwszego, jak tego należy spodziewać się na podstawie ciężaru atomowego 6, 94.

obfitość izotopów istnieje wśród radiopierwiastków. Jak się wydaje, złożoność struktury izotopowej wzrasta wraz z ciężarem atomowym. Na tablicy II, rys. 2 widzimy niektóre zdjęcia widm masowych *Astona* ilustrujące skład izotopowy kilku pierwiastków. Rys. 39 przedstawia skład izotopowy litu podług *Dempstera*. Tabl. 5 Przypisów zawiera spis izotopów dotąd poznanych.

### Analiza za pomocą widm optycznych.

Izotopy posiadają w pierwszym przybliżeniu jednakowe widmo optyczne. Dokładniejsze badanie ujawnia drobne różnice między odpowiadającymi sobie prążkami różnych izotopów. Różnice te przypisujemy nieznacznemu wpływowi masy<sup>1)</sup> jądra na częstość wyrazów seryj optycznych, częstość zależną w pierwszym przybliżeniu tylko od rozmieszczenia ładunków w układzie utworzonym z jądra i elektronów.

Badanie widm pasmowych, zwłaszcza absorpcyjnych, stanowi czułą metodę wykrywania izotopów. Te widma położone w podczerwieni są wysyłane przez drobiny w odróżnieniu od widm prążkowych, których źródłem są atomy. Drobina *HCl* może wirować dookoła osi prostopadłej do linii łączącej jądra; ponadto jądra mogą wykonywać drgania wzdłuż tej linii. Widmo drobinowe tego typu składa się z szeregu prążków rozmieszczonych bardzo gęsto i z pozoru zlewających się w pasma; pasma te jednak można rozdzielić na prążki. Częstość każdego prążka jest sumą częstości oscylacyjnej i częstości rotacyjnej, różnica częstości dwóch sąsiednich prążków równa się  $\sqrt{h/4\pi^2 I}$  gdzie *I* jest to moment bezwładności drobin; badanie widma prowadzi do znajomości *I*. Tak np. pasmo absorpcyjne *HCl*, którego  $\lambda = 1,76$  daje się rozdzielić na prążki, z których każdy ma słabego towarzysza odsuniętego w skali długości fal

<sup>1)</sup> Oraz «spinu jądra» — przyp. tłumacza.

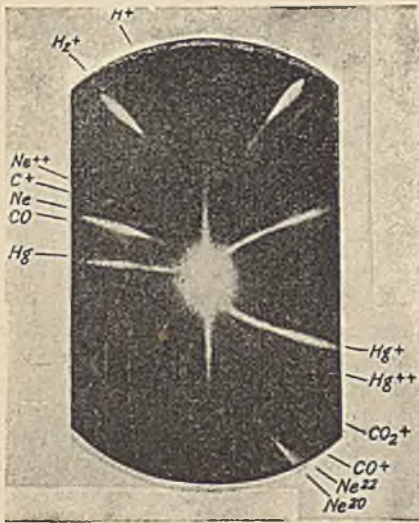


Fig. 1.

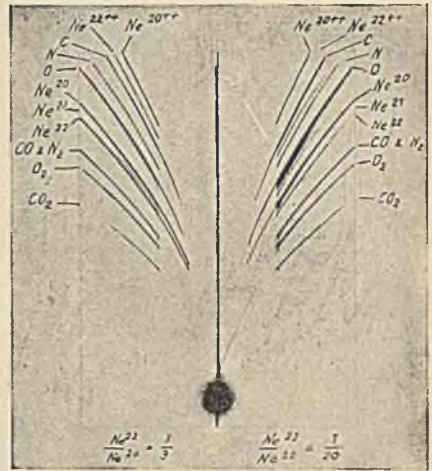


Fig. 2.

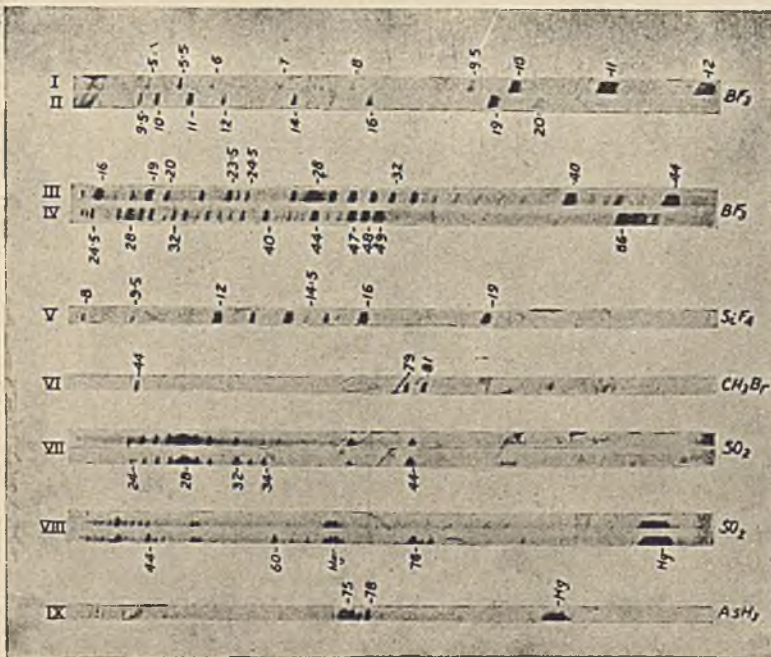


Fig. 3.



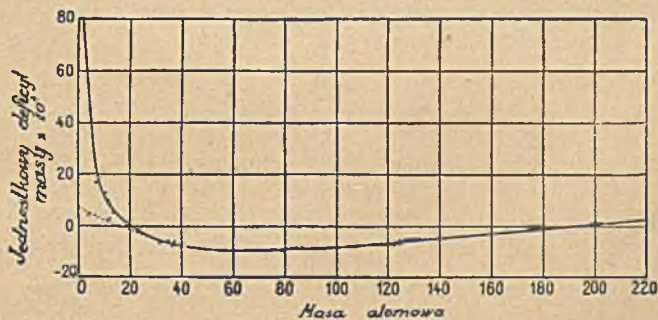
o około  $14 A^0$ , tj.  $8 \cdot 10^{-4} \lambda$ . To rozdzielenie prążków tłumaczy się różnicą częstości drgań  $HCl_{35}$  i  $HCl_{37}$ ; mniejsza częstość należy do cięższej drobiny.

Dzięki czułości metod optycznych zdołano odkryć nieznanne dotąd izotopy, których istnienie zostało później potwierdzone drogą analizy mas. Tak np. wykryto w powietrzu izotop tlenu, którego masa wynosi 18, zawartość zaś jest 600 razy mniejsza niż  $^{16}_8 O$ , oraz izotop  $^{17}_8 O$  jeszcze rzadszy. Podobnie wykryto izotopy  $^{15}_7 N$  i  $^{13}_6 C$ . Wreszcie w wodorze stwierdzono istnienie w nader małej ilości izotopu  $^3_1 H$  o masie  $2,0135^1$ ).

Masy izotopów, których istnienie zostało ujawnione tylko drogą badania widm optycznych, są opatrzone na tablicy 5 Przypisów literami *Sp*.

Ze złożoności tlenu wynika nieznaczna różnica (ok. 0,02%) między ciężarami atomowymi obliczonymi na podstawie  $O = 16$ , oraz ciężarami atomowymi odniesionymi zgodnie ze spektrografią mas do masy izotopu  $^{16}_8 O = 16$ .

Energia wiązania jądrowego. Jak to już było zaznaczone, ciężar atomowy wodoru różni się od liczby całkowitej stosunkowo więcej (o ok. 1%) niż ciężary atomowe innych czystych izotopów. Ponieważ analiza mas jest bardzo dokładna, możemy twierdzić, że w innych przypadkach odchylenie od liczby całkowitej nie przekracza 0,1 do 0,01% ciężaru atomowego (obliczonego na podstawie  $^{16}_8 O = 16$ ). Stąd wynika, że proton związany w ciężkim jądrze posiada mniejszą masę niż w stanie swobodnym; jest to efekt wiązania (*packing effect*). Nazywamy



Rys. 40.

współczynnikiem wiązania (*packing fraction*) iloraz z odchylenia rzeczywistej masy od najbliższej liczby całkowitej przez tę liczbę, tj. średnie odchylenie obliczone na jedną cząstkę elementarną jądra. Ta wielkość przedstawiona na krzywej Astona (rys. 40), zmniejsza się zrazu szybko wraz ze wzrostem masy, przechodzi przez zero w okolicy  $m = 20$ , osiąga najmniejszą ujemną wartość w okolicy  $m = 60$ , po czym stale wzrasta i przechodzi ponownie przez zero w punkcie  $m = 190$ .

<sup>1)</sup> Urey, Brickwedde, Murphy, Bainbridge.



Efekt wiązania tłumaczymy różnicami wewnętrznej energii jąder atomowych. Stratę energii  $E$  obliczamy za pomocą wzoru Einsteina  $E = \Delta m \cdot c^2$ , gdzie  $\Delta m$  jest to strata masy,  $c$  — prędkość światła. Strata masy jest bardzo duża w przypadku atomu helu traktowanego jako połączenie 4 atomów wodoru. Ponieważ masy atomowe odniesione do  $^{16}_8\text{O} = 16$  wynoszą  $H = 1,00778$  i  $He = 4,0021$ , przeto strata masy na 1 gram helu wynosi  $4 \cdot 1,0078 - 4,00216 = 0,029$  g, na 1 atom helu  $0,029/N$  ( $N = 6,06 \cdot 10^{23}$  jest to liczba Avogadro), wreszcie strata energii atomowej równa się  $0,029 \cdot 9 \cdot 10^{20}/N = 4,3 \cdot 10^{-5}$  ergów lub  $27 \cdot 10^6$  elektronowoltów. Jest to energia większa od energii kinetycznej najszybszych cząstek  $\alpha$ , a zatem od energii wydzielonej w samoistnej przemianie  $\alpha$  atomu promieniotwórczego (§ 69).

Jak wynika z wielkości współczynników wiązania, atomy wszystkich znanych pierwiastków możemy traktować jako połączenie cząstek elementarnych utworzone ze znaczną stratą masy.

Niektórzy uczeni proponowali, aby jako jednostkę masy obrać zamiast masy atomu tlenu, masę atomu helu lub lepiej jądra helu  $He^{++}$ , czyli atomu helu, który utracił dwa towarzyszące mu elektrony.

Każde jądro jest otoczone elektronami pozajądrowymi, których liczba równa się *liczbie atomowej*, czyli liczbie wskazującej miejsce danego pierwiastka w układzie periodycznym. Analiza mas za pomocą promieni dodatnich dotyczy zawsze drobin lub atomów zjonizowanych. Jeżeli chcemy obliczyć masę atomu obojętnego musimy w zasadzie dodać masę oderwanych elektronów; poprawka ta jest zresztą na ogół bez znaczenia. Chcąc obliczyć masę jądra musimy odjąć masę wszystkich elektronów pozajądrowych.

## § 22. Chemiczny ciężar atomowy. Liczba atomowa. Oddzielanie izotopów.

Zdołano wykryć niektóre prawa statystyczne rządzące liczbą i obfitością izotopów. Średni ciężar atomowy wzrasta prawidłowo — jeżeli pominiemy nieliczne wyjątki — wraz z liczbą atomową. Średni ciężar atomowy nazywamy także chemicznym ciężarem atomowym. Jest to wielkość dobrze określona; w istocie stwierdzono, że jest ze znacznym stopniem przybliżenia niezależna od pochodzenia danego pierwiastka i od metody użytej do otrzymania go w stanie czystym. Minerale spotykane w naturze zawierają izotopy każdego pierwiastka w stałym stosunku wzajemnym; ich oddzielenie jest sprawą bardzo trudną. Jest rzeczą prawdopodobną, że izotopy powstały w układzie słonecznym w określonej stałej proporcji.

Dwa pierwiastki należące do tego samego typu chemicznego mogą różnić się ciężarem atomowym, np.  $^{35}_{17}\text{Cl}$  i  $^{37}_{17}\text{Cl}$ ; zdarza się również, że dwa pierwiastki mające jednakowy ciężar atomowy należą do różnych typów chemicznych, np.  $^{40}_{18}\text{Ar}$  i  $^{40}_{20}\text{Ca}$ . Takie pierwiastki nazywamy *izobarami*.

Wiele prac poświęcono oddzielaniu izotopów. Pierwsze próby wykonane z radiopierwiastkami pokazały, że metody chemiczne nie dają nawet częściowego oddzielenia (rozdział XXII). Spośród wielu innych metod opisanych w rozprawach specjalnych na szczególną uwagę zasługują sposoby oparte na własnościach zależnych od masy drobin. Najlepsze wyniki otrzymano dotąd przy użyciu metod opartych na prawie ekwipartycji energii kinetycznej  $\frac{1}{2} m v^2$  drobin. W istocie z tego prawa wynika, że prędkości  $v$  drobin posiadających różne masy muszą być różne.

Do metod tego typu należy metoda destylacji nieodwracalnej (*Bronsted i Hevesy*). Rtęć ogrzana do  $100^{\circ}$  paruje w próżni w naczyniu z podwójnymi ściankami; para zawiera nadmiar lżejszych atomów i została się na powierzchni pokrywy oziębionej do temperatury ciepłego powietrza. W ten sposób otrzymuje się rtęć, której średni ciężar atomowy jest o 0,1 mniejszy od normalnego; względna zmiana wynosi 5 dziesięciotysięcznych. Ponieważ izotopy mają jednakową objętość atomową, gęstość oddzielonej rtęci jest zmniejszona w tym samym stosunku co ciężar atomowy (§ 142).

W innej metodzie izotopowa mieszanina gazów dyfunduje przez otwór w cienkiej ściance lub przez ścianki rurki z substancji porowatej. Drobin lżejsze dyfundują szybciej, wskutek czego pozostałość wzbogaca się w cięższy składnik. *Harkins* wraz ze współpracownikami poddał dyfuzji w porowatych rurkach 25000 litrów  $HCl$  i otrzymał pozostałość w ilości 3 litrów zawierającą chlor, którego ciężar atomowy wynosił 35,51 zamiast 35,46.

Używane dotąd metody oddzielania izotopów są na ogół mało wydajne w stosunku do włożonej w nie pracy. Wyjątek stanowi wodór, gdyż w tym przypadku względna różnica ciężarów atomowych jest bardzo znaczna. Izotopy wodoru dają się oddzielić za pomocą frakcjonowanej destylacji lub lepiej frakcjonowanej elektrolizy. W niektórych przypadkach zupełne oddzielenie izotopów udaje się za pomocą spektrografu mas, który rozdziela dodatnie jony izotopów na osobne wiązki. W ten sposób zdołano oddzielić w bardzo małych ilościach  ${}^6_3Li$  i  ${}^7_3Li$  oraz  ${}^{39}_{19}K$  i  ${}^{41}_{19}K$ .

## ROZDZIAŁ V

### PROMIENIE X

#### § 23. Otrzymywanie, własności i zastosowania promieni X.

W r. 1896 *Röntgen* odkrył promienie, które nazwał promieniami X; nazywamy je również promieniami Röntgena. Ekran powleczony platynocyjankiem baru umieszczony w pobliżu rurki Crookesa świeci pod działaniem promieniowania wychodzącego z rurki w chwili, kiedy przez nią przechodzi wyładowanie; to promieniowanie jonizuje powietrze, zaczernia kliszę fotograficzną i rozchodzi się po liniach prostych. Źródłem promieni jest miejsce, na które padają promienie katodowe, np. ścianki rurki lub antykatoda umieszczona na drodze elektronów.

Przenikliwość promieni X jest znacznie większa niż promieni dodatnich i ujemnych powstających w tej samej rurce, toteż promienie X przenikają przez ścianki i rozchodzą się w powietrzu otaczającym rurkę.

W różnych rodzajach materii przenikliwość jest tym mniejsza, im większy jest ciężar atomowy. Z powodu różnej przezroczystości ciała i kości możemy otrzymywać obrazy radioskopowe na fosforyzującym ekranie lub radiograficzne na kliszy fotograficznej. Ciężkie metale prawie nie przepuszczają promieni i dają cienie zarysowane jeszcze wyraźniej.

Przenikliwość promieni X wzrasta wraz z napięciem przyłożonym do rury, w której powstają; otrzymywanie bardzo przenikliwych promieni X wymaga zatem użycia bardzo szybkich promieni katodowych. Promienie X nie ulegają odchyleniu ani w polu elektrycznym, ani w polu magnetycznym; nie przenoszą zatem ładunku, jak o tym można przekonać się za pomocą puszki Faradaya, której ścianki posiadają grubość dostateczną dla zupełnego pochłonięcia promieni. Obrazy dyfrakcyjne otrzymywane za pomocą kryształów (§ 25) dowodzą, że promienie X są promieniowaniem elektromagnetycznym, którego długość fali jest niezmiernie mała. Zdołano stwierdzić istnienie promieni wypełniających w sposób ciągły lukę między zwykłymi promieniami X i światłem (§ 29).

Promienie X są wytwarzane w laboratoriach w rurach przystosowanych do danego doświadczenia; w zastosowaniach leczniczych używa się rur wyrabianych fabrycznie. Są to rury dwóch typów: rury gazowe za-



Fig. 1.

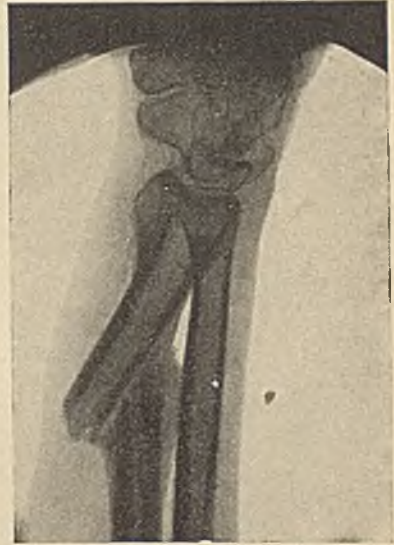


Fig. 2.

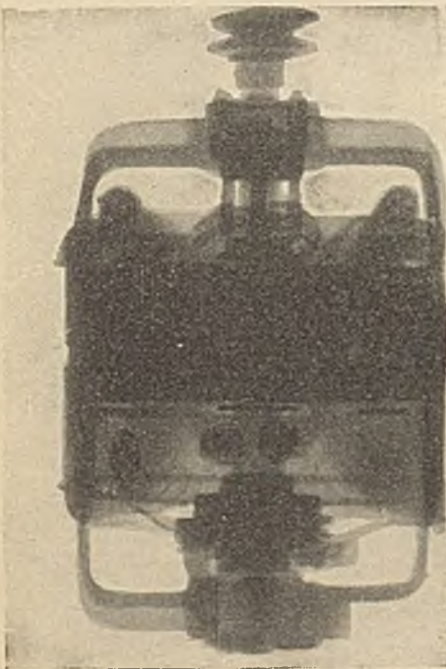


Fig. 3.

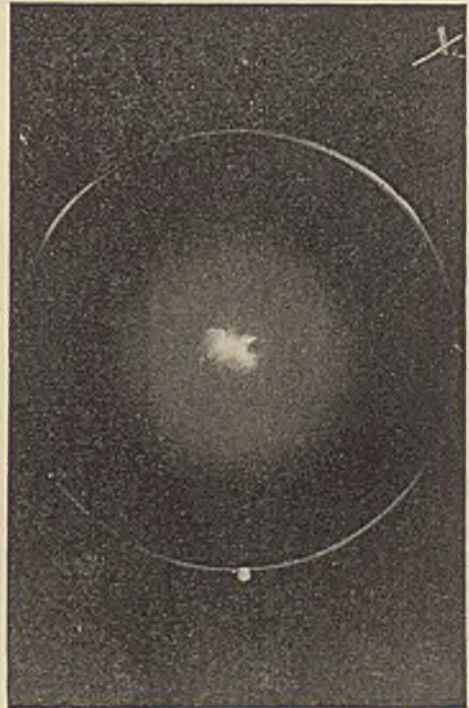


Fig. 4.

Fig. 1. Ręka zawierająca odłamek pocisku. Złamanie dwóch kości garstki i śródgardstki.  
 Fig. 2. Złamanie kości promieniowej.  
 Fig. 3. Radiografia motoru w pełnym biegu. Zdjęcie poprzez grubość żelaza wynoszącą 7 cm. Promienie X o energii 300 ekw. (F. Holweck).  
 Fig. 4. Radiografia szczeliny w pocisku.



wierające bardzo rozrzedzony gaz i zaopatrzone w regulatory ciśnienia oraz rury z rozżarzoną katodą; te ostatnie muszą być bardzo starannie opróżnione. Rury są zasilane prądem wysokiego napięcia dostarczanym przez transformatory, wyprostowanym i stabilizowanym za pomocą wentyli i kondensatorów. W rurach najczęściej używanych, napięcie osiąga 250.000 woltów, dzielność nie przekracza kilku kilowatów. W niektórych aparatach specjalnej konstrukcji można osiągnąć jeszcze wyższe napięcia.

Promienie  $X$  znajdują największe zastosowanie w medycynie, gdzie stanowią podstawę dwóch doniosłych metod: radiodiagnozy i radioterapii.

Radioskopia i radiografia pozwalają wykrywać uszkodzenia i złamania kości, uszkodzenia organów wewnętrznych, wreszcie obecność w organizmie ciał obcych, które wtargnęły tam przypadkowo (tabl. III, fig. 1 i 2). Promienie używane w radiodiagnozie mają przenikliwość, do której otrzymania wystarcza napięcie rzędu 50-100 kilowoltów.

Radioterapia opiera się na biologicznych działaniach promieni  $X$ . Działania te mogą być szkodliwe dla organizmu; zwłaszcza promienie niezbyt przenikliwe powodują powstawanie niebezpiecznych oparzeń. Natomiast promienie bardzo przenikliwe działają selektywnie na niektóre chore komórki, np. komórki rakowate, niszczą je, nie uszkadzając skóry i innych zdrowych tkanek, z konieczności naświetlonych razem z chorymi. Z tego powodu w ostatnich latach rozwija się technika otrzymywania promieni bardzo przenikliwych, wymagających stosowania wysokich napięć (powyżej 200 kilowoltów).

Promienie  $X$  są również używane do badania wyrobów metalowych, których grubość jest niewielka (tabl. III, fig. 3 i 4), do kontrolowania czystości i struktury różnych substancyj itd. W § 28 będzie mowa o stosowaniu promieni  $X$  do analizy chemicznej.

#### § 24. Pochłanianie i rozpraszanie promieni $X$ . Promienie wtórne.

Przechodzenie promieni  $X$  przez materię jest zjawiskiem bardzo skomplikowanym. Ekran ustawiony w poprzek cienkiej wiązki promieni częściowo ją przepuszcza, częściowo zaś pochłania. Promienie wychodzące z ekranu są dwójakiej natury; część stanowi dalszy ciąg wiązki pierwotnej; inna część składa się z promieni wtórnych wysyłanych we wszystkich możliwych kierunkach i powstających bądź drogą rozproszenia promieni pierwotnych, bądź wskutek ich przemiany połączonej ze stratą energii.

W przypadku wiązki, której rozwartość jest mała definiujemy współczynnik absorpcji całkowitej  $\mu$  w następujący sposób. Niech  $I_0$  będzie to natężenie pierwotne,  $I$  natężenie po przejściu przez ekran z badanej substancji, którego grubość jest  $x$ . Mamy  $I = I_0 e^{-\mu x}$ . Jako miarę natężenia obieramy jonizację wytworzoną w powietrzu.

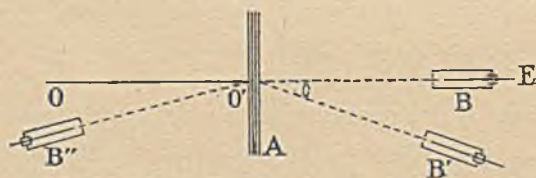
Jeżeli współczynnik  $\mu$  jest stały, przebieg absorpcji jest wykładniczy;  $\mu$  wyliczamy z nachylenia prostej, przedstawiającej  $\ln I$  jako funkcję  $x$ . Grubość  $L$  potrzebna do zmniejszenia natężenia do połowy jest równa

$$L = \frac{\ln 2}{\mu} \text{ (por. § 16). Wykładniczy przebieg absorpcji całkowitej traktu-$$

jemy jako cechę charakteryzującą promieniowanie jednorodne; wartość liczbową zależy jednak do pewnego stopnia od ustawienia eksperymentu i nie może być uważana za stałą absolutną. Obok współczynnika  $\mu$  definiujemy współczynnik absorpcji masowej  $\mu/\rho$  oraz współczynniki absorpcji atomowej i drobinowej  $\mu A/\rho$  i  $\mu M/\rho$ . Absorpcja atomowa jest rosnącą funkcją ciężaru atomowego, absorpcja drobinowa składa się addytywnie z absorpcji atomów należących do drobin. W celu wyznaczenia  $\mu$  możemy posługiwać się elektroskopem (rys. 7) lub komorą jonizacyjną (rys. 5) połączoną z aparaturą elektrometryczną; promienie przenikają do tych przyrządów poprzez ścianę, która je pochłania tylko w słabym stopniu, ekrany absorbujące umieszczamy obok tej ściany, między źródłem promieni i przyrządem odbiorczym.

Promienie X wysyłane przez antykatodę są zawsze niejednorodne. Wykres  $\ln I$  jako funkcji grubości  $x$  jakiegokolwiek materii absorbującej daje krzywą zwracającą wypukłość ku osi  $x$ -ów, co świadczy o tym, że  $\mu$  zmniejsza się wraz ze wzrostem grubości. To wzrastanie przenikliwości promieni wskutek przenikania przez materię nazywamy *filtrowaniem* promieni; w radioterapii głębokiej zawsze filtruje się promienie w ten sposób w celu polepszenia ich jakości; jednocześnie jednak traci się na natężeniu. Promienie X, zazwyczaj używane, przechodzą przez ciało ludzkie lub przez kilka milimetrów glinu, natomiast kilka milimetrów ołowiu zatrzymuje je w zupełności.

W celu oddzielenia promieni pierwotnych od wtórnych używamy np. wąskiej komory jonizacyjnej (rys. 41), która w położeniu  $B$  otrzymuje tylko promienie skierowane wzdłuż  $OO'$ , tj. wiązkę pierwotną; ustawiając ją w położeniu  $B'$  możemy zdać sobie sprawę z względnej ilości promieni wtórnych wysyłanych w danym kierunku. Emisja wtórna ma



Rys. 41.

miejsce nie tylko ku przodowi (promieniowanie przechodzące, położenie  $B'$ ), lecz również w kierunku wstecznym (promieniowanie wsteczne, położenie  $B''$ ). Ekran  $A$  stanowiący źródło emisji wtórnej nazywamy *radiatorem*. Umieszczając tuż przed wejściową ścianą komory dodatkowe ekrany pochłaniające, możemy porównać przenikliwość promieni pierwotnych i wtórnych, rozchodzących się w danym kierunku. Promieniowanie wsteczne badamy często za pomocą radiatora, na który wiązka pierwotna pada ukośnie (rys. 42).

Radiator, na który padają promienie X, wysyła promienie wtórne, składające się częściowo z promieni korpuskularnych, mianowicie z elektronów. Przekonywamy się o tym umieszczając radiator w próżni w polu magnetycznym (rys. 52). Fakt ten świadczy o godnej uwagi wzajemności między promieniami elektronowymi i promieniami X, jest to

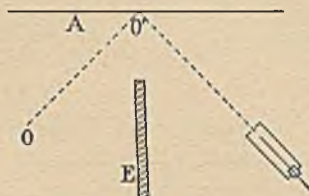
odwrócenie powstawania promieni X wskutek hamowania promieni katodowych. Radiator dobrze izolowany i umieszczony w próżni ładuje się dodatnio wskutek emisji elektronów (*Curie i Sagnac*).

Promieniowanie wtórne radiatora jest tylko częściowo korpuskularne; jest on również źródłem promieniowania elektromagnetycznego, powstającego wskutek przemiany promieniowania pierwotnego i charakteryzującego się zmniejszoną przenikliwością (*Sagnac*). Badania *Barkla* pokazały, że promienie X wtórne wysyłane przez lekkie pierwiastki różnią się tylko nieznacznie od pierwotnych i mogą być traktowane jako promienie rozproszone; natomiast żelazo, miedź i inne ciężkie metale dają oprócz promieni rozproszonych promieniowanie bardzo mało przenikliwe, charakterystyczne dla danego pierwiastka; warunkiem powstawania tych ostatnich jest to, że promienie pierwotne muszą być przenikliwsze od promieni charakterystycznych. Przenikliwość promieni charakterystycznych wzrasta w sposób prawidłowy wraz z ciężarem atomowym pierwiastka użytego w roli radiatora. Otrzymujemy w ten sposób prawidłowy szereg promieniowań charakterystycznych, w przybliżeniu jednorodnych, noszący nazwę *serii K*. Istnieje również inny szereg pochodzący od tych samych pierwiastków, utworzony z promieniowań jeszcze łatwiej pochłanianych: jest to tzw. *seria L*.

Poniższa tablica zawiera współczynniki absorpcji masowej w glinie promieni serii K i L niektórych pierwiastków:

Seria K	Fe	Cu	Ag	Ba	Au	Pt
	88.1	48	2.5	0.8		
Seria L			100	220	25	20

Emisję seryj K, L oraz innych seryj jeszcze mniej przenikliwych charakteryzujemy niekiedy jako zjawisko *fluorescencji*. Te serie są zupełnie analogiczne do seryj prążków widmowych w optyce i składają się nie z jednego, lecz z kilku wyrazów (§ 28). Absorpcja energii promieni pierwotnych, od której jest uzależnione powstawanie seryj charakterystycznych, nosi nazwę *absorpcji fotoelektrycznej*. Ta nazwa pochodzi stąd, że emisja o charakterze fluorescencji jest następstwem wtórnej emisji elektronowej, o której wspominaliśmy poprzednio. Bezpośrednim następstwem pochłonięcia energii pierwotnej jest wytrącenie z atomów radiatora elektronów, które w tym przypadku nazywamy *fotoelektronami*. W atomie powstaje wówczas zaburzenie, które kończy się fluorescencją. Reguła, zgodnie z którą przenikliwość promieniowania fluorescencyjnego jest mniejsza od przenikliwości promieni pierwotnych,



Rys. 42.  $OO'$  — pierwotna, w przybliżeniu równoległa wiązka;  $A$  — radiator,  $O'O$  — wiązka wtórna wpadająca do komory jonizacyjnej,  $E$  — ekran zasłaniający komorę jonizacyjną od źródła promieni pierwotnych.



wyraża znane w optyce prawo *Stokesa*, głoszące że światło fluorescencji ma częstość mniejszą niż światło wzbudzające. W istocie przenikliwość promieni  $X$  jest rosnącą funkcją częstości.

Jak wspominaliśmy natężenie wiązki pierwotnej zmniejsza się nie tylko wskutek absorpcji fotoelektrycznej, lecz również wskutek *rozproszenia*; w pierwszym przybliżeniu rozproszenie nie zmienia jakości promieniowania, różni się zatem zasadniczo od absorpcji fotoelektrycznej.

W związku z powyższym możemy rozdzielić współczynnik absorpcji całkowitej na dwa wyrazy

$$\mu = \tau + \sigma,$$

gdzie  $\tau$  jest to współczynnik *absorpcji prawdziwej*,  $\sigma$  — *współczynnik rozproszenia*. Możemy również zdefiniować masowy współczynnik  $\sigma/\rho$ ; jego wartość jest zbliżoną do 0,2 w dosyć szerokim przedziale przenikliwości lub, jeśli wolimy, częstości promieniowania.

*J. J. Thomson* podał teorię rozproszenia promieni  $X$  opartą na założeniu, że elektromagnetyczne pole promieniowania wprawia w drgania elektrony znajdujące się w atomach. Drgający elektron staje się z kolei źródłem promieniowania, którego okres nie różni się dostrzegalnie od okresu promieni pierwotnych, jeżeli siły wiążące elektron w atomie nie są zbyt wielkie (tj. elektron jest słabo związany). Natężenie promieniowania rozproszonego przez atom wzrasta z liczbą elektronów w atomie; jeżeli wyznaczamy na tej podstawie liczbę elektronów, otrzymujemy wartość w przybliżeniu zgodną z liczbą atomową (§ 35). *J. J. Thomson* dał wzór następujący:

$$\sigma = 8\pi e^4 n/3 m^2 c^4,$$

gdzie  $n$  jest to liczba elektronów w jednostce objętości radiatora,  $m$  masa elektronu,  $e$  ładunek elektronu w *j. es.*,  $c$  prędkość światła. Posługując się podanymi poprzednio wartościami  $e$ ,  $m$ ,  $c$ ,  $n$ , otrzymujemy

$$\sigma = 6,57 \cdot 10^{-25} n; \quad \sigma/\rho = 0,30 Z/A,$$

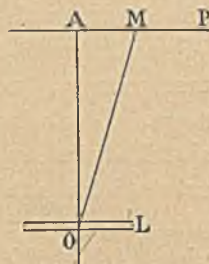
gdzie  $A$  jest to ciężar atomowy,  $Z$  liczba atomowa pierwiastka rozpraszającego; stosunek  $Z/A$  jest na ogół zbliżony do 0,5 i tylko w wodrze ma zupełnie inną wartość.

Z powyższego wzoru wynikało by, że współczynnik rozproszenia jest niezależny od długości fali. Ponadto teoria przewiduje, że rozkład natężenia promieniowania rozproszonego w kierunkach tworzących różne kąty  $\theta$  z kierunkiem wiązki pierwotnej powinien być symetryczny względem płaszczyzny prostopadłej do wiązki; natężenie promieniowania rozproszonego ku przodowi i w kierunku wstecznym powinno być jednakowe. Wnioski teorii sprawdzają się w przypadku promieni  $X$  niezbyt przenikliwych (długość fali rzędu  $10^{-8}$  cm); odchylenia od teorii są tym większe, im długość fali jest mniejsza (w przypadku twardych promieni  $X$  lub promieni  $\gamma$ ). Te fakty znalazły interpretację teoretyczną w pracach

*Comptona*, który wykazał, w przeciwieństwie do dawnych poglądów, że promieniowanie rozproszone nie jest identyczne co do natury z promieniowaniem pierwotnym (§ 30).

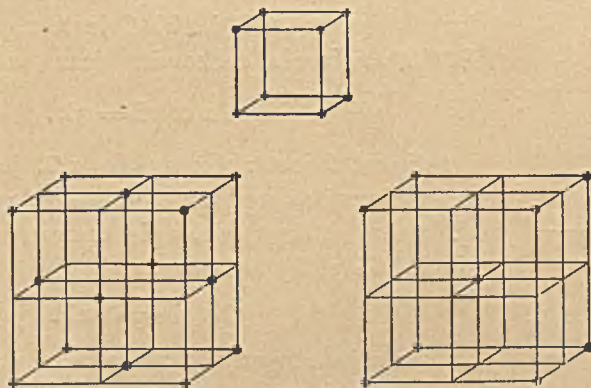
### § 25. Dyfrakcja promieni $X$ w kryształach.

Niektóre dawniejsze próby uwidocznienia dyfrakcji promieni  $X$  za pomocą szczeliny w postaci klina pozwalały szacować długość fali tych promieni na około  $10^{-9}$   $cm$ ; analogia z dyfrakcją światła wskazywała, że należałoby użyć w tym przypadku siatek o odstępach rzędu  $10^{-8}$   $cm$ , czyli 1 angstrōma (angstrōmy oznaczamy w optyce symbolem  $\text{\AA}$ ). Drobiny ciała stałego są oddzielone odstępami tego rzędu wielkości, a ponieważ są rozmieszczone w kryształach w sposób prawidłowy, przeto w kryształach mamy, jak to pierwszy zauważył *Laue*, stosowne siatki dyfrakcyjne do badania promieni  $X$ . Doświadczenie potwierdziło słusność pomysłu *Lauego*. Aby otrzymać obraz dyfrakcyjny promieni  $X$ , wystarczy skierować na kliszę fotograficzną cienką wiązkę przepuszczoną przez płytkę kryształiczną  $L$  (rys. 43).



Rys. 43.

Założmy, że wiązka jest prostopadła do płaskiej powierzchni płytki i że kierunek wiązki jest zgodny z kierunkiem jednej z osi symetrii  $OA$  kryształu. Na kliszy  $P$  otrzymamy ślad wiązki głównej w postaci plamki środkowej  $A$  oraz szereg plamek słabszych, pochodzących od wiązek ugiętych w różnych kierunkach. Plamki tworzą obraz posiadający cechy



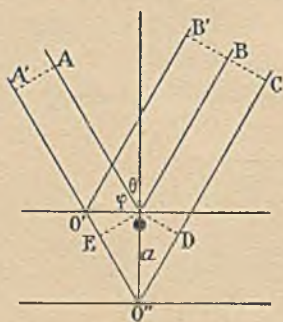
Rys. 44.

symetrii kryształu dookoła osi  $OA$ ; np. jeżeli jest to oś potrójna, plamki są rozmieszczone w wierzchołkach równobocznych trójkątów, których środek jest w  $A$ . Tablica IV, fig. 1, 2 przedstawia dwa zdjęcia otrzymane w ten sposób.

Te doświadczenia znakomicie potwierdzają teorię *Bravais'a*, zgodnie z którą kryształy są utworzone z utworów elementarnych, atomów lub

drobin, rozmieszczonych w *węzłach* sieci przestrzennej. Mamy 8 układów krystalicznych i 14 rodzajów sieci. Do układu regularnego należą trzy rodzaje sieci, mianowicie: sieć sześcienna, zbudowana z sześciątów, których wierzchołki są obsadzone, sieć centrowana wewnątrz, w której są obsadzone ponadto środki sześciątów, oraz sieć z centrowanymi ścianami sześciątów (rys. 44). Do każdego układu krystalicznego należy między innymi zwyczajna sieć równoległościenna, w której są obsadzone tylko węzły, tj. wierzchołki równoległościątów; w tym przypadku liczba utworów elementarnych jest równa liczbie podstawowych komórek kryształu, o ile rozmiary kryształu nie są zbyt małe.

Promieniowanie elektromagnetyczne padające na kryształ pobudza wszystkie jego atomy; zgodnie z ogólnymi założeniami optyki, stają się one środkami fal elektromagnetycznych różniących się od siebie tylko fazą. W niektórych kierunkach fazy tych fal cząstkowych są zgodne, mamy tam maxima natężenia, którym odpowiadają plamki obrazu dyfrakcyjnego. Dokładna teoria tych maximów jest dość zawiła; jest to teoria siatki dyfrakcyjnej trójwymiarowej. *Bragg* traktuje dyfrakcję w kryształach jako odbicie od płaszczyzn sieciowych. Bierzymy pod uwagę fale płaską padającą na płaszczyznę sieciową pod kątem padania  $\theta$ ; promieniom  $AO$  i  $A'O'$  (rys. 45) odpowiadają promienie odbicia prawidłowego  $OB$  i  $O'B'$ , których fazy są zgodne w punktach  $B$  i  $B'$ , ponieważ długości dróg  $AOB$  i  $A'O'B'$  są równe; każdy element  $OO'$  płaszczyzny sieciowej daje zatem działania zgodne w kierunku tworzącym kąt odbicia  $\theta$  równy kątowi padania. Maximum natężenia może jednak powstać tylko wtedy, gdy działanie danej płaszczyzny sieciowej zostaje wzmocnione zgodnymi działaniami płaszczyzn położonych głębiej, z których najbliższa znajduje się w odległości  $OO'' = a$  od pierwszej. Warunkiem zgodności



Rys. 45.

fazy promieni  $AOB$  i  $A'O''C$  jest, aby różnica dróg  $EO''D$  zawierała całkowitą liczbę  $n$  długości fali, skąd wynika, że

$$2a \cos \theta = n\lambda.$$

Jeżeli kąt  $\theta$  jest zbliżony do  $\pi/2$ , jest rzeczą dogodniejszą posługiwać się kątem dopełniającym  $\varphi$ , tj. kątem, który promienie tworzą z płaszczyzną sieci. Piszemy wówczas

$$2a \sin \varphi = n\lambda.$$

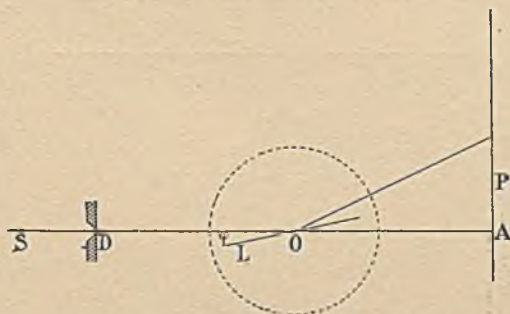
Liczba  $n$  jest to *rzęd* danego maximum. Natężenie w maximum wzrasta wraz z gęstością powierzchniową płaszczyzny sześciannu, tj. gęstością obsadzenia tej płaszczyzny atomami lub drobinami. Najsilniejsza dyfrakcja pochodzi od głównych płaszczyzn sieciowych charakteryzujących się najmniejszymi wartościami  $a$ ; są to płaszczyzny naturalnych ścian kryształu. Chociaż liczba możliwych układów płaszczyzn sieciowych jest nieskończenie wielka, tylko nieznaczna ich liczba przyczynia się do powstawania dostrzegalnych maximów dyfrakcyjnych. Zauważmy, że maxima dają tylko płaszczyzny, których  $a > \lambda/2$ .

## § 26. Analiza widm i budowa kryształów.

Dyfrakcja promieni  $X$  w kryształach jest podstawą dwóch doniosłych dziedzin badawczych: 1) analizy promieni  $X$  powstających w różnych warunkach, 2) zastosowania promieni  $X$  do wyznaczania budowy kryształów.

Do analizy widm używa się często metody *obracanego kryształu* (rys. 46). Do tego celu mogą służyć płytki krystaliczne ograniczone ściankami naturalnymi lub otrzymanymi przez łupanie (sól kuchenna, kalcyt, gips itp.).

Na płytkę  $L$  umieszczoną na stoliku goniometru pada wiązka wychodząca z źródła  $S$  i wycięta przez szczelinę  $D$ . Wiązka przepuszczona daje obraz na kliszy  $P$  ustawionej prostopadle do jej kierunku. Stolik wraz z kryształem obraca się dowolnym ruchem. Jeżeli promieniowanie jest



Rys. 46.

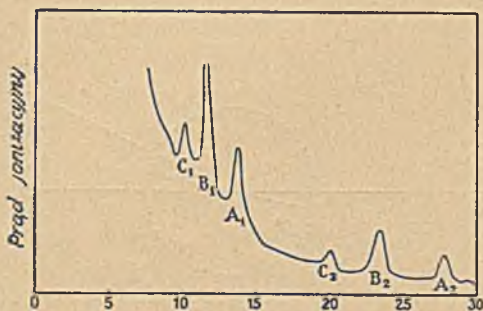
ciągłe, tj. zawiera wszystkie możliwe długości fali w pewnym przedziale, wówczas każdej wartości kąta  $\varphi$ , który wiązka tworzy z powierzchnią kryształu, odpowiada wiązka ugięta z mniejszym lub większym natężeniem; na kliszy otrzymujemy wówczas widmo ciągłe. Jeżeli natomiast określona długość fali  $\lambda$  jest w wiązce uprzywilejowana w stosunku do sąsiednich długości fali, otrzymujemy prążek tylko wtedy, gdy kąt  $\varphi$  czyni zadość równaniu  $2a \sin \varphi = n\lambda$ , gdzie  $a$  jest to odstęp między płaszczyznami sieciowymi równoległymi do powierzchni odbijającej<sup>1)</sup>.

Klisyę fotograficzną można zastąpić komorą jonizacyjną, do której wiązka ugięta przenika przez wąską szczelinę; sposób ten pozwala badać natężenie widma ciągłego w zależności od kąta  $\varphi$ . Przyrząd musi być zbudowany w ten sposób, aby ramię, na którym jest osadzona komora, wykonało obrót o kąt  $2\varphi$  dookoła osi  $O$  w tym samym czasie, w jakim kryształ obróci się o kąt  $\varphi$ . «Wejście» prążka do komory zaznacza się ostrym maximum na krzywej, której odcięte są proporcjonalne do  $\sin \varphi$ , a zatem do  $\lambda$ , rzędne zaś przedstawiają natężenie zmierzonego prądu jonowego. Metoda komory jonizacyjnej nadaje się

<sup>1)</sup> Proste rozważania geometryczne prowadzą do wniosku, że obracający się kryształ daje w przypadku promieniowania monochromatycznego prawdziwy obraz szczeliny  $D$  w punkcie, którego odległość od osi obrotu  $O$  kryształu jest równa odległości szczeliny od tej osi. Największą ostrość widma otrzymamy zatem używając błony fotograficznej zgiętej w kształt cylindra obrotowego, którego oś jest zarazem osią obrotu kryształu i którego promień równa się odległości  $OD$ . Jeżeli kąt dyfrakcji jest mały, możemy użyć płaskiej kliszy, oczywiście z warunkiem zachowania równych odległości  $OD$  i  $OA$ . Możemy wreszcie zastąpić ruch obrotowy ruchem ośrodlowym.

do wyznaczania współczynnika absorpcji promieniowania monochromatycznego; w tym celu umieszcza się ekrany absorpcyjne między komorą i jej szczeliną.

Stosując jedną z opisanych tu metod do analizy promieniowania, wychodzącego z ogniska antykatory, otrzymujemy widmo ciągłe, na które nakładają się prążki charakterystyczne dla metalu antykatory; prążki te zjawiają się tylko wtedy, gdy napięcie przyłożone do elektrod przekracza pewną wartość krytyczną. Badając współczynniki absorpcji stwierdzamy, że te promienie należą do seryj *K* i *L*; promienie danej serii nie



Rys. 47. Widmo dyfrakcyjne promieni *X* wysyłanych przez antykatorę platynową. Odcięte: kąty dyfrakcji w stopniach (kryształ soli kuchennej). Prążki *L* platyny: pierwszy rząd  $A_1, B_1, C_1$ ; drugi rząd  $A_2, B_2, C_2$ .

są jednak jednorodne, lecz dają po kilka oddzielnych prążków, którym odpowiadają zbliżone do siebie wartości absorpcji. Niektóre prążki występują nie tylko w widmie pierwszego rzędu, lecz również drugiego i trzeciego, z coraz to mniejszym natężeniem. Na rys. 47 widzimy widmo emisyjne antykatory platynowej otrzymane metodą jonizacyjną, na tablicy zaś IV fig. 5 widmo emisyjne wolframu otrzymane na kliszy fotograficznej.

Dla wyznaczania absolutnej wartości  $\lambda$  konieczna jest znajomość

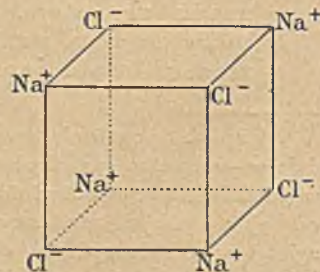
parametru  $a$ . W przypadku sieci sześcienniej  $a$  jest to długość krawędzi sześcianu elementarnego. Niech  $D$  oznacza gęstość kryształu,  $M$ —jego ciężar drobinowy,  $N$ —liczba Avogadro; objętość gramdrobiny wynosi wówczas  $M/D$  i zawiera  $N$  sześcianów elementarnych; objętość sześcianu elementarnego równa się zatem  $M/DN$ , długość zaś krawędzi  $a = \sqrt[3]{M/DN}$ . Rachunek jest nieco bardziej skomplikowany w przypadku sieci innego rodzaju.

Do spektrografii promieni *X* używa się często soli kuchennej kryształizującej się w układzie sześciennym. Badania dyfrakcji doprowadziły do wniosku, że w tych kryształach jony chloru i sodu są umieszczone na przemian w narożach sześcianu tworząc elementy dwóch przenikających się wzajemnie sieci z centrowanymi ścianami (rys. 48). Jeżeli zatem używamy ściany naturalnej (100), musimy liczyć po  $1/2$  drobinę na sześcian elementarny i otrzymujemy

$$a = \sqrt[3]{M/2DN};$$

kładąc  $D = 2,15$ ,  $M = 58,5$ ,  $N = 6,06 \cdot 10^{23}$ , znajdujemy

$$a = 2,81,10 \text{ cm} = 2,81 \text{ \AA}^1).$$



Rys. 48.

<sup>1)</sup> Jednostka  $\text{\AA}$ , czyli angström, równa się  $10^{-8}$  cm. Jednostka  $\text{\AA}$  równa się  $10^{-11}$  cm.

Podobną budowę sicci, jak w soli kuchennej, spotykamy w niektórych innych solach tworzących kryształy sześciennie. Jest to sieć *jonowa*, tj. zbudowana z oddzielnych jonów; pojęcie drobiny, np. *NaCl*, nie posiada tu określonego znaczenia. Badanie kryształów polega na porównywaniu odległości głównych płaszczyzn sieciowych na podstawie dyfrakcji promieni *X* określonego typu oraz na wyliczaniu parametrów kryształu.

Zamiast metody obracanego kryształu można używać kilku innych metod. Blaszka z miki zgięta w ten sposób, że przylega wewnątrznie do ściany cylindra, daje ostre ugięte wiązki w przypadku wiązki rozbieżnej, padającej na niewielki wycinek zakrzywionej powierzchni. Widmo można badać bądź w promieniowaniu przechodzącym, bądź w promieniowaniu odbitym pod kątem zawartym w określonych granicach; obracanie kryształu nie jest w tym przypadku konieczne. W celu badania bardzo małych kryształów, używa się warstewki proszku krystalicznego, przez którą przechodzi cienka wiązka jednorodnych promieni; na kliszy prostopadłej do wiązki otrzymujemy wówczas szereg współśrodkowych pierścieni dookoła plamki stanowiącej ślad wiązki; każdy pierścień odpowiada dyfrakcji na wszystkich płaszczyznach homologicznych, równoległych do stycznych płaszczyzn stożka, którego oś jest zgodna z kierunkiem wiązki (metoda *Debye-Scherrera*).

Ciekłe kryształy, a nawet ciecze, dają również prawidłowe obrazy dyfrakcyjne. Dyfrakcja w cieczy ujawnia się w postaci pierścieni centrowanych dookoła wiązki pierwotnej; zjawisko to tłumaczymy pewną prawidłowością w rozmieszczeniu drobin bezpośrednio sąsiadujących ze sobą.

### § 27. Załamanie. Całkowite odbicie. Polaryzacja.

W poszukiwaniu dalszych analogij między promieniami *X* i światłem zdołano ujawnić ich załamanie w pryzmacie zrobionym z węgla, siarki, szkła lub metali. Otrzymane odchylenia świadczą o istnieniu współczynnika załamania nieco mniejszego od jedności; mamy

$$n = 1 - \delta,$$

gdzie  $\delta$  jest to liczba rzędu wielkości  $10^{-5} - 10^{-6}$ , jeżeli  $\lambda$  jest zbliżone do  $1 \text{ \AA}$ . Stąd wynika, że wiązka pierwotna, przenikająca z powietrza lub próżni do gęstego ośrodka przez płaską powierzchnię graniczną i tworząca kąt  $\varphi$  z tą powierzchnią, załamuje się tylko w przypadku, gdy  $\varphi$  jest większe od  $\varphi_0$  określonego wzorem

$$\cos \varphi_0 = n = 1 - \delta \text{ lub } \sin^2 \frac{\varphi_0}{2} = \delta/2,$$

jeżeli zaś  $\varphi < \varphi_0$ , zachodzi *odbicie całkowite*. Kąt  $\varphi_0$  w różnych ośrodkach (szkło, metale) wynosi od  $10'$  do  $20'$  w przypadku  $\lambda = 1 \text{ \AA}$  i wzrasta wraz z  $\lambda$ .

Zjawisko całkowitego odbicia pozwoliło otrzymać widmo dyfrakcji promieni X za pomocą zwykłej siatki optycznej, ustawionej prawie stycznie ( $\varphi \ll \varphi_0$ ) do wiązki (tabl. IV fig. 3). Jeżeli promień ugięty tworzy kąt  $\varphi + \omega$  z płaszczyzną siatki, znajdujemy, że maximum  $n$  spełnia warunek  $a\omega(2\varphi + \omega) = 2n\lambda$ , gdzie  $a$  jest to stała siatki. Ta metoda prowadzi do wyników zgodnych z wynikami dyfrakcji krystalicznej (*Compton* i *Doan, Thibaud*). Z istnienia refrakcji promieni X wynika, że wzór *Bragga* nie jest zupełnie dokładny, lecz wymaga uwzględnienia nieznacznej poprawki.

Okoliczność, że współczynnik załamania jest mniejszy od jedności znajduje wyjaśnienie w elektromagnetycznej teorii promieniowania wielkiej częstotliwości.

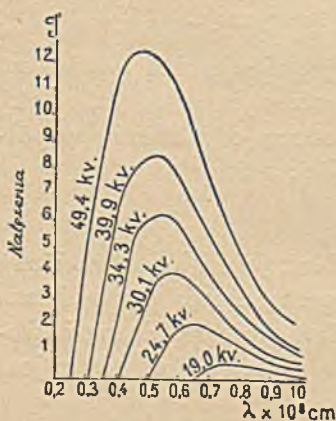
Zgodnie z tą teorią promienie X, rozproszone przez radiator  $R$  z lekkiej substancji w kierunku prostopadłym do wiązki pierwotnej, są spolaryzowane. W istocie, jak to wykazał *Barkla*, promienie wtórne rozproszone po raz wtóry przez radiator  $R'$  odgrywający rolę analizatora posiadają największe natężenie w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku  $RR'$ .

## § 28. Widma emisyjne i absorpcyjne. Jądro atomowe. Poziomy energii.

1. Widma emisyjne. Źródłem emisji promieni X może być bądź antykatoda bombardowana promieniami katodowymi, bądź jakiegokolwiek ciało (radiator), na które pada wiązka pierwotna wytwarzająca promienie wtórne.

Promienie bardzo przenikliwe (*twarde*) mogą być obserwowane w powietrzu. Jeżeli rura jest przystosowana do wytwarzania promieni niezbyt przenikliwych, musi być zaopatrzona w dostatecznie przezroczyste okienka. Promienie mało przenikliwe (*miękkie*) powinny być wytwarzane i badane w próżni. We wszystkich przypadkach mamy do czynienia z emisją widma ciągłego oraz prążków pochodzących od składników promieniowania, wyróżniających się wielkim natężeniem.

W przypadku widma ciągłego wysyłanego przez antykatodę zbadano rozkład natężeń odpowiadających różnym długościom fali  $\lambda$ , w zależności od napięcia  $V$  (w kilowoltach) przyłożonego do rury (rys. 49).



Rys. 49.

Krzywe rozkładu charakteryzują się istnieniem dolnej granicy  $\lambda_0$ , której wartość jest tym mniejsza, im  $V$  jest większe. Początkowa część krzywej przebiega bardzo stromo, natężenie wzrasta szybko, aż do pewnego maximum, po czym następuje znacznie powolniejszy spadek. Całkowita energia  $Q$  promieniowania wysyłanego w jednostce czasu wzrasta

wraz z napięciem  $V$ , z liczbą atomową  $Z$  metalu, z którego jest wyrobiona antykatoda, wreszcie z natężeniem  $i$  prądu płynącego w rurze, według wzoru  $Q = CiZV^2$ . Ponieważ dzielność prądu wynosi  $iV$ , wydajność  $\rho$  jest określona wzorem  $\rho = Q/iV = CZV$ , gdzie  $C$  jest to współczynnik stały. Wydajność jest mała nawet wówczas, gdy napięcie jest bardzo wysokie ( $\rho$  jest zbliżone do 1% w przypadku antykatody z wolframu i  $V = 100$  kV).

Teoria elektromagnetyczna tłumaczy powstawanie ciągłego widma emisją fal towarzyszącą nagłemu zahamowaniu promieni katodowych w substancji antykatody (§ 32). Natomiast w ramach tej teorii nie możemy zrozumieć istnienia dolnej granicy  $\lambda_0$  długości fali; interpretację tego zjawiska daje teoria kwantów w postaci podstawowego prawa fotoelektrycznego, zgodnie z którym mamy

$$\lambda_0 = 12340/V,$$

gdzie  $\lambda$  jest wyrażone w angströmach,  $V$  w woltach. Wzór ten został sprawdzony doświadczalnie. Np.  $\lambda_0 = 0,25$  Å, jeżeli  $V = 49400$  woltów (rys. 52).

Prążki widmowe tworzą kilka seryj:  $K$ ,  $L$  itd. Prawidłowości rządzące prążkami zostały odkryte przez *Moseleya*. Analogiczne prążki, obserwowane w emisji różnych pierwiastków, posiadają częstości<sup>1)</sup>, których pierwiastek kwadratowy jest w przybliżeniu liniową funkcją liczby atomowej  $Z$ , tj. numeru porządkowego danego pierwiastka w układzie periodycznym.

Opierając się na doświadczeniach, w których badano rozproszenie cząstek  $\alpha$  i które doprowadziły do koncepcji jądra atomowego, naładowanego dodatnio i otoczonego układem elektronów kompensujących swym całkowitym ładunkiem ładunek jądra (§ 70), *Moseley* założył, że ładunek jądra równa się  $Ze$ , gdzie  $Z$  jest to liczba atomowa,  $e$  — ładunek elementarny.

Teoria atomu o dodatnim jądrze, rozwinięta przez *Bohra* na podstawie hipotezy kwantów (§ 34) pozwoliła zrozumieć analogie istniejące między widmami świetlnymi i widmami promieni X.

Częstość głównego prążka serii  $K$  zwanego  $K_\alpha$ , daje się przedstawić w zależności od  $Z$  przybliżonym wzorem

$$\nu = \frac{3}{4} \nu_0 (Z - 1)^2,$$

gdzie stała  $\nu_0$ , nosząca nazwę częstości podstawowej, równa się  $3,3 \cdot 10^{15}$  sek<sup>-1</sup>. Krzywa, której rzędne są to wartości  $\sqrt{\nu}$ , odcięte zaś wartości  $Z$ , nieznacznie tylko odchyła się od prostej zwanej *prostą Moseleya*. Szczegółowe badania innych prążków należących do szeregu pierwiastków

<sup>1)</sup> Pomiędzy częstością  $\nu$  i długością fali  $\lambda$  w próżni istnieje związek  $\lambda = c/\nu$ , gdzie  $c$  jest to prędkość światła.



pokazały, że *linie Moseleya* nie tylko posiadają dostrzegalną krzywiznę, lecz ponadto ich nachylenie wyraźnie zmienia się w okolicy małych wartości  $Z$ .

Wykresy Moseleya są godne uwagi z tego powodu, że pozwalają klasyfikować pierwiastki w sposób zgodny z układem Mendelejewa, zbudowanym na podstawie analogii chemicznych (tabl. 3, Przypisy). Pierwiastki są ułożone według wzrastających ciężarów atomowych w wierszach poziomych, tworzących 8 kolumn pionowych numerowanych od 0 do VII, z których każda odpowiada największej dodatniej wartościowości chemicznej<sup>1)</sup> charakteryzującej dany pierwiastek. Dodatkowa kolumna VIII zawiera 3 grupy pierwiastków o zbliżonych własnościach, tzw. plejady, np. *Fe*, *Co* i *Ni*. Pierwiastki należące do tej samej kolumny mają analogiczne własności chemiczne i fizyczne<sup>2)</sup>. Własności te zmieniają się w sposób periodyczny, np. krzywa przedstawiająca objętość atomową (iloraz z ciężaru atomowego przez gęstość w stanie stałym) w zależności od ciężaru atomowego<sup>3)</sup> posiada szereg maximów odpowiadających metalom alkalicznym. Na krzywej rozróżniamy wyraźnie 7 okresów *H-He*, *Li-Ne*, *Na-A*, *K-Kr*, *Rb-Xe*, *Cs-Rn*<sup>4)</sup>, po których następuje niekompletny okres ósmy. Dla ułożenia tablicy periodycznej okazało się rzeczą konieczną pozostawić kilka miejsc pustych, które w następstwie zostały zajęte przez pierwiastki odkryte później, np. rad i inne radiopierwiastki. Grupa ziem rzadkich zajmuje osobne miejsce i składa się z szeregu pierwiastków o zbliżonych własnościach następujących po sobie. W niektórych przypadkach zaszła konieczność odwrócenia kolejności ustalonej na podstawie wzrastających ciężarów atomowych, np. potas umieszczono za argonem, jod za telurem, nikiel za kobaltem. Metoda Moseleya potwierdziła słuszność tych zmian kolejności, gdyż do tych samych wniosków prowadzi szeregowanie pierwiastków według wzrastających częstości prążków *K*, ponadto analiza za pomocą promieni *X* wykazała, że ziemie rzadkie są to określone pierwiastki, których kolejne liczby atomowe wzrastają prawidłowo.

Metoda Moseleya pozwala posługiwać się dla celów analizy chemicznej *widmami wielkiej częstości*, których budowa jest prostsza niż widm optycznych. Oprócz seryj *K* i *L* znamy dzisiaj serie emisyjne *M*, *N* i *O*, *P*; przenikliwość promieni należących do seryj danego pierwiastka maleje w kolejności *K*, *L*, *M*, *N* itd. W każdej serii przenikliwość wzrasta wraz z liczbą atomową  $Z$ . Serie pojawiają się stopniowo, po przekroczeniu pewnej wartości  $Z$ ; tylko najcięższe pierwiastki posiadają wszystkie serie.

1) Wartościowością ujemną nazywamy dopełnienie wartościowości dodatniej do 8. Tak np. chlor posiada wartościowość dodatnią 7 w związku  $Cl^2O^7$ , natomiast jego zwykła wartościowość ujemna wynosi 1.

2) Rozdzielenie kolumn na dwie gałęzie uwydatnia ściślejsze analogie istniejące w każdej gałęzi.

3) Niektórzy autorowie odkładają na osi odciętych liczby atomowe zamiast ciężarów atomowych.

4) *Rn* jest to symbol radonu, czyli emanacji radu.

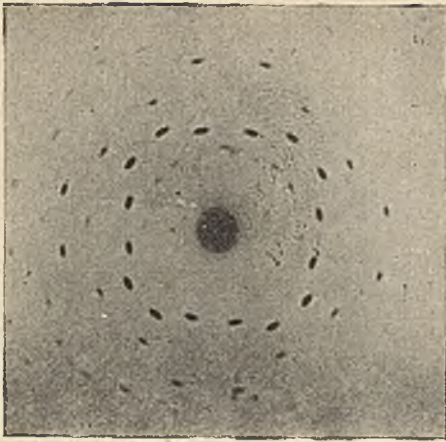


Fig. 1.



Fig. 2.

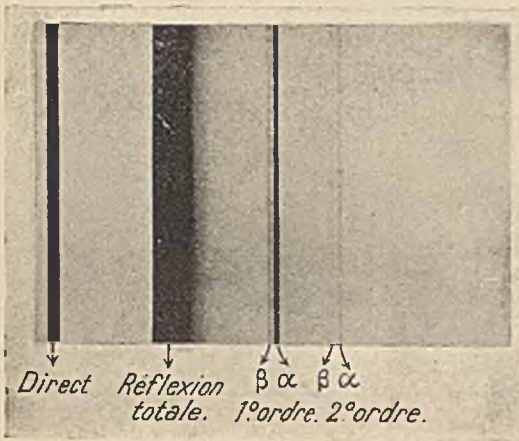


Fig. 3.



Fig. 4.

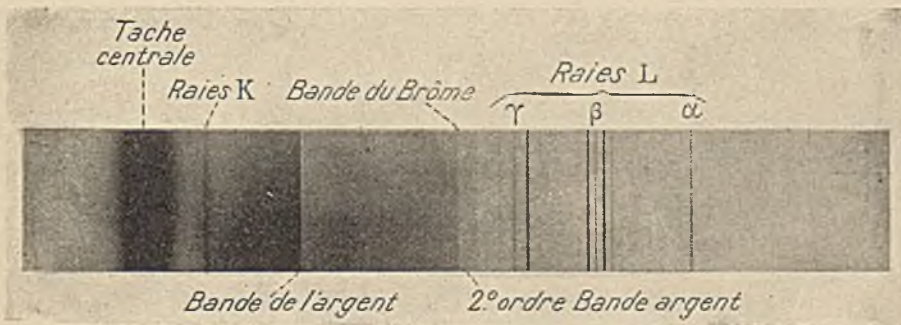


Fig. 5.

Fig. 1 i 2. Obrazy dyfrakcyjne Lauego. Wiązka równoległa do osi kryształu. Klisza prostopadła do osi:

- 1 — blenda, oś poczwórna.
- 2 — blenda, oś potrójna.

Fig. 3. Prażki K miedzi ( $K - \alpha = 1,538 \text{ \AA}$ ). Siatka na szkle, 200 rys na mm. (J. Thibaud).

Fig. 5. Widmo emisyjne wolframu (M. de Broglie).



Podajemy według *Siegbahna* wartości  $\lambda$  (w angströmach) niektórych prążków  $K$  i  $L$  wolframu

$K\alpha_2$	0,2135	$L\alpha_2$	1,4845
$K\alpha_1$	0,2088	$L\alpha_1$	1,4735
$K\beta$	0,1844	$L\beta_1$	1,2792
$K\gamma$	0,1794	$L\gamma_1$	1,0955

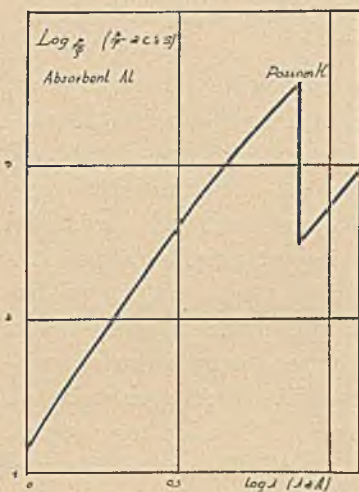
II. Widma absorpcyjne. Widma absorpcyjne otrzymujemy, ustawiając ekrany pochłaniające w poprzek wiązki dobrze zbadanego promieniowania ciągłego, np. promieniowania antykathody wolframowej (tabl. IV, fig. 5). Absorpcja uwidoczni się na widmach w postaci zmniejszonego natężenia w pasmach ostro zarysowanych od strony małych częstości i zlewających się stopniowo z tłem po przeciwnej stronie. Na negatywie fotograficznym pasma są jaśniejsze od tła; wszelako pasma srebra i bromu są zawsze ciemne (pasma *odwrócone*), ponieważ te pierwiastki znajdują się w emulsji fotograficznej. W tym przeto przypadku absorpcja sprzyja wzmocnieniu widma, nie zaś osłabieniu. Każdy pierwiastek posiada, między innymi, pasmo absorpcyjne serii  $K$ . Granica tego pasma odpowiada najmniejszej częstości  $\nu_k$  jaką muszą posiadać pierwotne promienie  $X$ , aby były zdolne do wzbudzenia serii  $K$  w radiatorze utworzonym z danego pierwiastka; ta częstość jest niemal dokładnie równa częstości prążka  $K\gamma$ , a zatem największej częstości należącej do serii  $K$ . Wszystkie prążki serii  $K$  pojawiają się w emisji jednocześnie, z chwilą gdy częstość promieniowania pobudzającego osiąga lub przekracza  $\nu_k$ . Istnieją sposoby dokładnego wyznaczania częstości  $\nu_k$ ; krzywa przedstawiająca  $\sqrt{\nu_k}$  jako funkcję  $Z$  jest zbliżona do prostej (rys. 53). Na tablicy IV fig. 7 są reprodukowane zdjęcia pasm  $K$  niektórych pierwiastków.

Do serii  $L$  należą trzy pasma  $L_1, L_2, L_3$ , których granice absorpcyjne dają również linie w przybliżeniu proste w wykresie  $\sqrt{\nu} = f(Z)$  (rys. 53). Pozostałe pasma należą do seryj  $M, N$  itd.

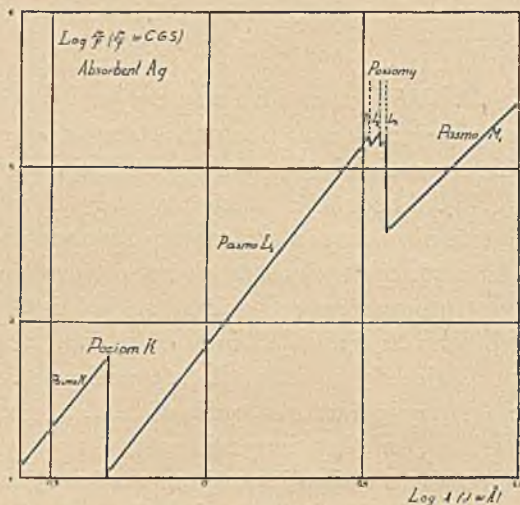
Do częstości prążków emisyjnych można zastosować podstawowe *prawo kombinacji*, głoszące, że *każda częstość jest to różnica dwóch granic absorpcyjnych*. Podobnie w widmach optycznych częstość każdego prążka daje się wyrazić jako różnica dwóch wyrazów zwanych *wyrazami seryj*. Zgodnie z teorią *Bohra* granicznym częstościom absorpcji odpowiadają *poziomy energetyczne* atomu; mianowicie energia poziomu równa się iloczynowi ze stałej uniwersalnej  $h$  przez częstość krytyczną. Poziomy następują po sobie według malejącej energii, w kolejności  $K, L, M$  itd. Zamiast kliszy fotograficznej można zastosować do badania absorpcji komorę jonizacyjną, przed którą ustawia się ekrany pochłaniające. To urządzenie pozwala wyznaczyć dla danej substancji współczynnik absorpcji promieniowania monochromatycznego, którego długość fali wynosi  $\lambda$ .

Współczynnik masowy  $\tau/\rho$  wzrasta wraz z  $\lambda$ , mianowicie w ten sposób, że  $\log(\tau/\rho)$  jest funkcją liniową  $\log \lambda$ . Jeżeli  $\lambda$  osiąga wartość od-

powiadającą absorpcyjnemu poziomowi danego pierwiastka, wówczas w przebiegu absorpcji dostrzegamy *nieciągłość*, mianowicie absorpcja wzrasta nagle, gdy  $\lambda$  zmniejszając się przechodzi przez punkt nieciągłości; w dalszym ciągu absorpcja przebiega znowu w sposób prawi-



Rys. 50a.



Rys. 50b.

dłowy, przedstawiony na wykresie (rys. 50a, b) prostą równoległą do poprzedniej. Ten wzrost absorpcji biorący początek przy określonej częstotliwości tłumaczymy pochłanianiem energii zużytej na wzbudzenie nowej serii emisyjnej.

W przedziale ciągłości zmian absorpcji współczynnik absorpcji rzeczywistej jest proporcjonalny do  $\lambda^3$  i do  $Z^3$  ( $Z$  liczba atomowa pierwiastka pochłaniającego). Prawo absorpcji ma postać

$$\tau/\rho = B Z^3 \lambda^3,$$

gdzie  $B$  jest to stała, której wartość wzrasta nagle przy przejściu przez jeden z poziomów w kierunku zmniejszającej się długości fali  $\lambda$ . Tę zmianę nazywamy *skokiem absorpcji*.

Współczynnik rozproszenia  $\sigma/\rho$  zmienia się nieznacznie w zależności od  $Z$  i od  $\lambda$ . Ponadto  $\sigma$  jest znacznie mniejsze od  $\tau$ , jeżeli  $\lambda$  i  $Z$  nie są zbyt małe. Ta okoliczność umożliwia wyznaczenie  $\tau/\rho$  w określonym przedziale wartości  $\lambda$  drogą badania absorpcji całkowitej  $\mu/\rho$  oraz na podstawie wzoru  $\mu/\rho = C\lambda^3 + K$ . Prosta przedstawiająca zależność  $\mu/\rho$  od  $\lambda$  przecina oś rzędnych w punkcie, którego rzędna równa się  $K$ , tj.  $\sigma/\rho$ , natomiast nachylenie prostej daje stałą  $C$ . W przypadku różnych ciał pochłaniających otrzymujemy szereg prostych, których rzędne początkowe  $K$  są w przybliżeniu jednakowe, nachylenie zaś wzrasta szybko wraz z  $Z$ . Kładąc  $C = BZ^3$  otrzymujemy wartość  $B$ . Jeżeli  $\tau/\rho$  jest to współczynnik absorpcji pasma  $K$ , mamy w przybliżeniu  $\tau/\rho = 0,006 Z^3 \lambda^3$  ( $\lambda$  wyrażone w angströmach).

Istnieje również wzór służący do obliczania współczynnika absorpcji na gramoatom  $\tau A/\rho$  lub na jeden atom  $\tau A/N\rho$  ( $A$  ciężar atomowy,  $N$ —liczba Avogadro). Według *Bragga* i *Pierce'a*

$$\tau/\rho = aZ^3\lambda^3, \quad \tau A/N\rho = a'Z^4\lambda^3.$$

Wzór ten jest zgodny z wzorem na  $\tau/\rho$ , podanym poprzednio, ponieważ stosunek  $A/Z$  jest w przybliżeniu stały.

Podajemy jako przykład wyrażenia na  $\mu/\rho$  pasma  $K$  w glinie i miedzi ( $\lambda$  w  $\text{Å}$ )<sup>1)</sup>.

$$\begin{array}{l} \text{Glin} \quad . \quad . \quad . \quad \mu/\rho = 14,4\lambda^3 + \sigma/\rho, \\ \text{Miedź} \quad . \quad . \quad . \quad \mu/\rho = 150,0\lambda^3 + \sigma/\rho, \end{array}$$

gdzie  $\sigma/\rho$  jest zbliżone do 0,2 w przypadku najczęściej używanych długości fali. Zgodnie z teorią rozproszenia podaną przez *Comptona* (§ 30) ta wartość  $\sigma/\rho$  stosowałaby się dokładnie do promieni, których  $\lambda = 1 \text{ Å}$ , natomiast w przypadku  $\lambda_0 = 0,1 \text{ Å}$  mielibyśmy  $\sigma/\rho = 0,13$ , w przypadku  $\lambda = 0,01 \text{ Å}$ ,  $\sigma/\rho = 0,05$ .

Widzimy, że rozproszenie jest znikomo małe wobec absorpcji, jeżeli  $\lambda = 1 \text{ Å}$ ; stosunek odwrotny zachodzi, gdy  $\lambda = 0,01 \text{ Å}$ . W przypadku glinu promienie, których  $\lambda = 0,1 \text{ Å}$ , są już stosunkowo bardzo silnie rozpraszane, w miedzi stosunek rozpraszania do absorpcji jest jeszcze mały.

Wyznaczanie nieciągłości absorpcji znajduje zastosowanie w analizie chemicznej, podobnie jak spektrografia promieni  $X$ . Metoda ta została użyta dla sprawdzenia mas atomowych niektórych pierwiastków w przypadkach, gdy istniały wątpliwości co do wzoru chemicznego badanych związków (beryl, ind).

## § 29. Prawo fotoelektryczne Einsteina. Widma korpuskularne. Przejście od światła do promieni $X$ . Poziomy.

*Einstein* podał prawo kwantowe rządzące wymianą energii między promieniowaniem elektromagnetycznym i promieniowaniem korpuskularnym. W tych zjawiskach traktujemy promieniowanie elektromagnetyczne nie jako fale, lecz jako rozchodzące się w przestrzeni z prędkością światła porcje energii, które otrzymały nazwę *kwantów* energii lub *fotonów*. Promieniowaniu o częstości  $\nu$  odpowiada foton, którego energia wynosi  $h\nu$ , pęd zaś  $h\nu/c$ , gdzie  $h$  jest to stała powszechna zwana *stałą Plancka*.

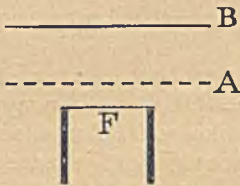
Jeżeli elektron należący do wiązki katodowej i posiadający energię  $W = eV$  ( $e$  — ładunek,  $V$  potencjał emisyjny) zostaje zahamowany w substancji anody, wówczas powstaje kwant promieniowania  $h\nu$ . Zgodnie z prawem Einsteina kwant  $h\nu$  równa się co najwyżej  $W$ , mamy zatem  $h\nu = eV$ . Znak równości stosuje się do granicznej częstości widma ciągłego: odpowiadająca tej częstości długość fali równa się  $\lambda = hc/eV$ .

<sup>1)</sup> Niektórzy badacze podają wartość wykładnika  $a$  w  $Z^4$  różną od 3.

Przyjmując  $h = 6,55 \cdot 10^{-27}$  C. G. S.,  $c = 4.77 \cdot 10^{10}$  j.es.,  $c = 3 \cdot 10^{10}$  cm/sek znajdujemy, wyrażając  $V$  w voltach,  $\lambda$  w angströmach

$$v = 2,43 \cdot 10^{14} V, \quad \lambda = 12340/V.$$

To samo prawo stosuje się również do świetlnego widma prążkowego dawanego przez atomy doznające zderzeń z elektronami, których energia równa się  $eV$ . Tak np. w parze rtęci emisja prążka  $2537 \text{ \AA}$  zaczyna się od  $V = 4,9$  voltów, chociaż atomy nie są jeszcze zjonizowane; prążek  $1849 \text{ \AA}$  pojawia się, gdy  $V$  przekracza  $6,7$  voltów, wreszcie gdy  $V$  jest większe od  $10,4$  voltów, następuje jonizacja atomów oraz emisja wszystkich prążków tej samej serii. Mamy zatem *potencjały rezonansowe* (promieniowanie bez jonizacji) oraz *potencjał jonizacyjny*  $10,4$  voltów; wszystkie te potencjały są związane prawem Einsteina z odpowiadającymi im częstościami promieniowania.



Rys. 51. Elektrony wychodzące z włókna  $F$  i otrzymujące przyspieszenie pomiędzy tym włóknem i siatką  $A$  przenikają do przestrzeni zawartej pomiędzy siatką i elektrodą  $B$ ; pole przeciwnego znaku pomiędzy  $A$  i  $B$  nie dopuszcza elektronów do  $B$ ; natomiast jony dodatnie powstające w gazie, gdy potencjał jonizacyjny został przekroczony, osiągają  $B$  i powodują wzrost prądu. Powiększenie prądu następuje również po osiągnięciu potencjału rezonansowego, co wynika stąd, że promieniowanie wytworzone w gazie wyzwała z płytki  $B$  fotoelektrony.

Prawo Einsteina stanowi podstawę metod używanych często do wyznaczania rezonansowych i jonizacyjnych potencjałów gazów i par. W jednej z tych metod elektrony przyspieszane za pomocą stosownego napięcia wytwarzają w gazie prąd, którego natężenie mierzymy w zależności od różnicy potencjału (rys. 51). Otrzymujemy krzywe wykazujące nagły wzrost prądu w punktach odpowiadających pewnej krytycznej wartości potencjału: jest to wartość potencjału jonizacyjnego. Atom lub drobina mogą posiadać kilka potencjałów jonizacyjnych odpowiadających utracie jednego lub kilku elektronów; jonizacji drobiny może towarzyszyć dysocjacja.

Prawo Einsteina stosuje się również do spowodowanej przez promieniowanie emisji elektronów z materii. Gdy foton ulega pochłonięciu w atomie, z którego wybiega fotoelektron (§ 24), energia fotonu zamienia się na energię wewnętrzną  $\omega$  atomu oraz energię kinetyczną  $\omega_i$  elektronu według wzoru

$$h\nu = \omega + \omega_i, \quad \text{gdzie } \omega = mc^2 [1/\sqrt{1 - \beta^2} - 1]$$

( $\beta$  stosunek prędkości elektronu do prędkości światła,  $m$  — masa spoczynkowa,  $e$  — ładunek elektronu). Wyraz  $\omega_i$  nazywamy niekiedy *pracą oderwania* elektronu; obserwowane wartości  $\omega_i$  tworzą zbiór nieciągły, odpowiadający różnym *poziomom energetycznym* elektronu w atomie. Zgodnie z teorią Bohra, poziomy są związane z określonymi stanami elektronu, np. z orbitami, po których elektron krąży dookoła jądra atomowego (§ 34).

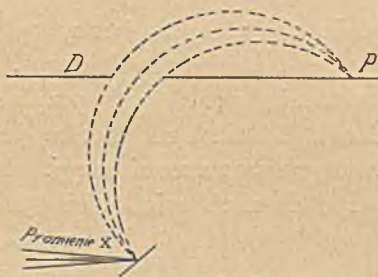
W przypadku fotoelektronów małej prędkości wychodzących z metali, np. z cynku, pod działaniem światła, wzór Einsteina został sprawdzony przez *Millikana*, który mierzył w zależności od  $\nu$  potencjał  $V$ , potrzebny do tego, aby elektrony nie mogły opuścić metalu. W dziedzinie wielkich częstości sprawdzenie wzoru wymaga obliczenia energii kinetycznej fotoelektronów na podstawie ich odchylenia w polu magnetycznym; różnica  $h\nu - \omega$  odpowiada jednemu z poziomów atomowych. Ta sama metoda pozwala wyznaczyć częstość  $\nu$ , jeżeli wartości energii poziomów są znane.

Promieniowanie danej długości fali może spowodować emisję elektronów pochodzących z różnych poziomów, a zatem uzyskujących różne prędkości. W polu magnetycznym powstaje wówczas *widmo korpuskularne*. Rys. 52 przedstawia schemat aparatury służącej do badania tych widm (*M. de Broglie*). Na tabl. V widzimy tory fotoelektronów uwidocznione za pomocą metody Wilsona (§ 11).

Dziedzina pośrednia między światłem i promieniowaniem X. Zmniejszając stopniowo potencjał przyspieszający elektrony otrzymujemy, w następstwie zderzeń między tymi elektronami i materią, promienie X, których częstość zmniejsza się i zbliża się do częstości zwykłego światła. Trudność tych doświadczeń wynika stąd, że promienie należące do dziedziny pośredniej pomiędzy promieniami X i nadfioletowymi są nadzwyczaj silnie pochłaniane przez materię wszelkiego rodzaju, nawet przez gazy. Ta dziedzina pośrednia (od  $10 \text{ \AA}$  do  $160 \text{ \AA}$ ) była najpierw badana metodą jonizacyjną (*F. Holweck*); dzięki użyciu siatek dyfrakcyjnych ustawionych prawie stycznie do promieni zdołano zmierzyć ich długość fali (*J. Thibaud*).

Prawo absorpcji promieni X stosuje się również do promieni pośrednich; współczynnik absorpcji w gazach lub w celulojdie pozostaje proporcjonalny do  $\lambda^3$  aż do  $\lambda = 100 \text{ \AA}$  (*F. Holweck*). Absorpcja przechodzi przez *maximum* w okolicy  $\lambda = 300 \text{ \AA}$  ( $V = 40$  woltów) i następnie zmniejsza się szybko, gdy  $\lambda$  wzrasta w dalszym ciągu. Zarazem zmienia się charakter absorpcji: nie jest to już własność atomowa, lecz cecha selektywna zależna od budowy drobinowej. Okolica *maximum* absorpcji może być zatem uważana za granicę oddzielającą promienie X od zwykłego światła.

W przedziale wielkich częstości po promieniach X następują promienie  $\gamma$  radiopierwiastków, luka między tymi dwiema dziedzinami została



Rys. 52.  $R$  — radiator, na który pada wiązka wzbudzących promieni X;  $D$  — diaphragma ograniczająca tory fotoelektronów;  $P$  — klisza fotograficzna, na którą padają fotoelektrony po opisanu półkola o promieniu  $\rho$  w polu magnetycznym  $H$ , prostopadłym do płaszczyzny rysunku; doświadczenie jest wykonane w próżni.



również wypełniona; całe zatem widmo promieniowania elektromagnetycznego od światła do promieni  $\gamma$  może być traktowane jako jedna całość.

Częstości prążków i poziomy. Istnieje godna uwagi analogia między seriami prążków promieniowania X i seriami optycznymi. Najdawniej znana z tych ostatnich jest to seria wodoru zwana serią *Balmera*, której częstości wyrażają się wzorem

$$\nu = \nu_0 (1/4 - 1/n^2),$$

gdzie  $\nu_0$  jest to omawiana poprzednio (§ 28) częstość podstawowa,  $n$  — jedna z liczb naturalnych 3, 4, 5 itd. Do innych seryj stosują się wzory podobne, nieco bardziej skomplikowane, mające postać następującą

$$\nu = \nu_0 [1/(n + \alpha)^2 - 1/(n' + \alpha')^2] \text{ (Rydberg),}$$

gdzie  $n$  i  $n'$  są to liczby całkowite,  $\alpha$  i  $\alpha'$  — stałe mające różne wartości w przypadku różnych seryj. Każda seria charakteryzuje się określoną wartością  $n$ ;  $n'$  zaś przybiera wartości kolejnych liczb całkowitych. Częstość każdego prążka jest zatem równa różnicy dwóch wyrazów zwanych *wyrazami seryj*. Jeżeli zamiast  $\nu$  i  $\nu_0$  napiszemy proporcjonalne do nich wielkości  $1/\lambda$  i  $1/\lambda_0$ , wówczas  $1/\lambda_0$  jest to *stała Rydberga*,

$R = 109675 \text{ cm}^{-1}$ . Ponieważ mamy  $\lambda \nu_0 = c = 3 \cdot 10^{10} \text{ cm/sek}$ , przeto  $\nu_0 = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ sek}^{-1}$ .

W podobny sposób częstości prążków emisyjnych promieni X możemy wyrazić jako różnice częstości poziomów, odgrywających rolę analogiczną do wyrazów seryj w optyce. Każdej z tych częstości odpowiada energia poziomu, wyrażana zazwyczaj w elektronowoltach, zgodnie z wzorem Einsteina  $h\nu = eV$ .

Na rys. 53<sup>1)</sup> są przedstawione znane obecnie poziomy różnych pierwiastków w zależności od liczby atomowej  $Z$ , zgrupowane w kolejności malejącej energii. Są to: jeden poziom  $K$ , 3 poziomy  $L$  ( $L_I$ ,  $L_{II}$ ,  $L_{III}$ ), 5 poziomów  $M$  ( $M_I$ ,  $M_{II}$  itd.), 7 poziomów  $N$ , 5 poziomów  $O$  i 3 poziomy  $P$ . Na wykresie Moseleya mamy szereg krzywych, których od-



Rys. 53.

<sup>1)</sup> Według Bohra i Costera.

cięte są to liczby atomowe, rzędne zaś — liczby proporcjonalne do  $\sqrt{\nu}$ ; krzywe te przebiegają prawie prostolinijnie na dosyć znacznej długości i zmieniają kierunek w okolicy małych wartości  $Z$ .

Wykres powyższy daje zupełną znajomość widma emisyjnego. W istocie każdy prążek powstaje wskutek przejścia elektronu z pewnego poziomu początkowego na poziom końcowy. Do serii  $K$  należą wszystkie prążki, których poziom końcowy jest to poziom  $K$ , poziomy zaś początkowe należą do pozostałych typów; podobnie serie  $L_1, L_2, L_3$  mają końcowe poziomy tej samej nazwy, oraz poziomy początkowe należące do typów następných. W seriach optycznych elektron przechodzi na jakiś poziom końcowy, którego energia jest mała, natomiast warunkiem powstawania promieni  $X$  jest wzbudzenie poziomu wielkiej energii, mianowicie tym większej, im większa jest częstość prążka, który chcemy otrzymać. Jak widać na wykresie, pierwiastki z małym  $Z$  posiadają tylko poziomy małej energii, te pierwiastki mogą zatem dawać tylko serie optyczne oraz «miękkie» promienie  $X$ . W miarę jak wzrasta liczba atomowa, wzrasta również energia poziomów każdego typu, wskutek czego staje się możliwe otrzymywanie coraz twardszych promieni  $X$ .

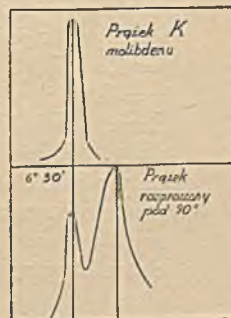
### § 30. Teoria rozproszenia według Comptona.

Podobnie jak w optyce, dyfrakcja, załamanie, odbicie i polaryzacja są to różne postaci oddziaływania materii na promienie  $X$ , których częstość nie ulega przy tym zmianie.

A. H. Compton wykazał, że oprócz tego oddziaływania znajdującego wyjaśnienie w teorii elektromagnetycznej, istnieje również rozproszenie, któremu towarzyszy zmiana częstości. Doświadczenie polega na tym, że spośród promieni  $X$  ugiętych przez kryształ wydzielamy wiązkę monochromatyczną i na jej drodze ustawiamy radiator o małym ciężarze atomowym, np. płytkę z grafitu lub parafiny; promienie rozproszone przez ten radiator w kierunku tworzącym kąt  $\theta$  z wiązką pierwotną są z kolei analizowane za pomocą spektrografu z obracającym się kryształem: widmo (rys. 54) składa się z prążka posiadającego pierwotną długość fali  $\lambda_0$  oraz z prążka przesuniętego, którego długość fali  $\lambda$  wyraża się wzorem:

$$\lambda = \lambda_0 + 0,0483 \sin^2 \theta / 2 \quad (\lambda \text{ w jednostkach } \text{Å}).$$

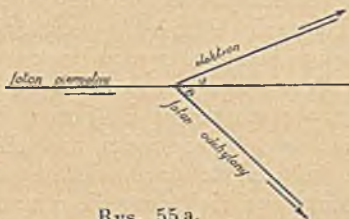
W celu wyjaśnienia tego zjawiska Compton wysunął teorię opartą na koncepcji fotonów, mianowicie założył, że mogą istnieć zderzenia pomiędzy fotonami i swobodnymi (tj. słabo związanymi) elektronami. W takim zderzeniu elektron zdobywa pewną prędkość, natomiast foton ulega odchyleniu; zarazem zmniejsza się jego częstość. Niech będzie  $\nu_0$  częstość pierwotna,  $\theta$  i  $\varphi$  kąty jakie kierunek odchylenia fotonu oraz elek-



Rys. 54.

tronu tworzą z kierunkiem pierwotnego fotonu,  $\nu_0$  częstość fotonu odchylonego (rys. 55a). Przed zderzeniem elektron pozostawał w spoczynku i posiadał masę  $m_0$ , po zderzeniu zaś jego prędkość jest równa  $v = \beta c$ , masa  $m = m_0 / \sqrt{1 - \beta^2}$ , pęd  $mv = m_0 \beta c / \sqrt{1 - \beta^2}$  i energia

$W = m_0 c^2 [1/\sqrt{1 - \beta^2} - 1]$ . Zastosowanie zasady zachowania energii i pędu prowadzi do następujących równań



Rys. 55 a.

$$h\nu_0 = h\nu_0 + m_0 c^2 (1/\sqrt{1 - \beta^2} - 1)$$

$$h\nu_0/c = h\nu_0 \cos \theta/c + m_0 \beta c \cos \varphi / \sqrt{1 - \beta^2}$$

$$0 = h\nu_0 \sin \theta/c - m_0 \beta c \sin \varphi / \sqrt{1 - \beta^2}$$

stąd otrzymujemy wartości zmienionej częstości  $\nu_0$ , zmienionej długości fali  $\lambda_0$ , energii elektronu  $W$ , jego prędkości  $v$  oraz kąta  $\varphi$ , jako funkcji  $\nu_0$  i  $\theta$ .

$$\nu_0 = \nu_0/[1 + 2 \lambda \sin^2 (\theta/2)]; \quad W/h\nu_0 = 2\alpha/[1 + 2\alpha + (1 + \alpha)^2 \operatorname{tg}^2 \varphi].$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \cot g (\theta/2)/(1 + \alpha); \quad \lambda_0 = \lambda_0 + 2\alpha \lambda_0 \sin^2 \theta/2,$$

gdzie

$$\alpha = h\nu_0/m_0 c^2 = h/m_0 c \lambda_0.$$

Ponieważ kąt  $\theta$  może zmieniać się w granicach od  $0$  do  $\pi$ , przeto kąt  $\varphi$  zmienia się od  $\pi/2$  do  $0$ ; kierunek prędkości elektronu tworzy zawsze ostry kąt z pierwotnym kierunkiem fotonu. Ułamek energii pobranej przez elektron jest mały, jeżeli  $\alpha$  (a zatem i  $\nu_0$ ) jest mały; w tym przypadku rozproszenie zmienia tylko nieznacznie długość fali. Gdy  $\nu_0$  rośnie,  $\alpha$  wzrasta również, zmiana długości fali jest jednak zawsze równa zero w przypadku  $\theta = 0$ , tj. gdy foton nie zmienia kierunku wskutek zderzenia. Zmiana długości fali wzrasta wraz z  $\theta$  i osiąga największą wartość  $2\alpha\lambda_0$  w przypadku, gdy  $\theta = \pi$ , tj. gdy foton jest odchylony w kierunku wstecznym, elektron zaś zdobywa prędkość w pierwotnym kierunku fotonu. Ta największa wartość równa się  $2h/mc = 0,0483 \text{ \AA}$  (w jednostkach  $\text{Å}$ ;  $h = 6,55 \cdot 10^{-27}$ ,  $m_0 = 9,04 \cdot 10^{-28}$ ,  $c = 3 \cdot 10^{10}$ ), energia elektronu  $W$  jest wówczas również największa; jest dana jako  $W/h\nu_0 = 2\alpha/1 + 2\alpha$ ; ten ułamek wzrasta wraz z  $\alpha$  i dąży do  $1$ . Przemiana energii fotonu w energię kinetyczną nie jest zatem nigdy zupełna, lecz jest tym bardziej wydatna, im częstość pierwotna jest większa; nawet w przypadku wielkiego  $\nu_0$  tylko niektóre zderzenia są bardzo skuteczne, natomiast  $W$  jest zawsze małe w zderzeniach charakteryzujących się parametrami zbliżonymi do  $\theta = 0$ ,  $\varphi = \pi/2$ .

Parametr  $\alpha$  jest równy jedności dla  $\lambda_0 = 0,6242 \text{ \AA}$ ; długość fali tego rzędu wielkości posiadają promienie  $\gamma$  (energia  $511 \text{ ekV}$ ). Rys. 55 b przedstawia podział energii między fotonem odchylonym i elektronem w przypadku  $\alpha = 1$ , w zależności od kątów  $\theta$  i  $\varphi$ .

Rozkład przestrzenny fotonów stosuje się do prawa o charakterze statycznym. Niechaj względna liczba fotonów, odchylonych wskutek zderzeń z elektronami zawartymi w pewnym elemencie objętości o kąt

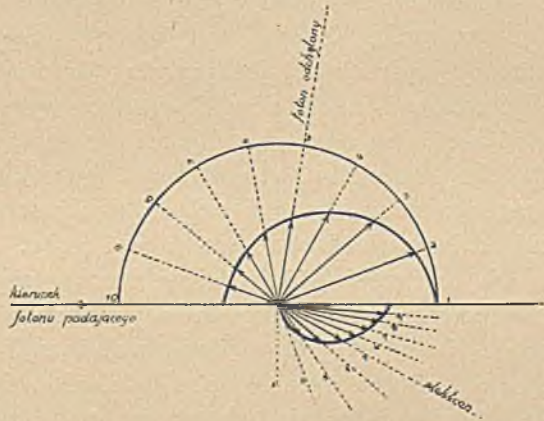
zawarty w przedziale  $\theta, \theta + d\theta$ , wynosi  $f(\alpha, \theta) d\theta$ . Jeżeli  $q = nh\nu$  jest to energia przechodząca w jednostce czasu przez przekrój wiązki pierwotnej, energia fotonów rozproszonych wynosi  $q_0 = nh \int_0^\pi \nu_0 f(\alpha, \theta) d\theta$ . Znajomość funkcji  $f(\alpha, \theta)$  pozwala obliczyć współczynnik rozproszenia, równy współczynnikowi  $\sigma_0$  Thomsona w granicznym przypadku  $\alpha = 0$ . Ogólnie biorąc  $\sigma$  składa się z dwóch wyrazów  $\sigma_s$  i  $\sigma_a$ , z których pierwszy wyraża stratę energii wskutek emisji rozproszonych fotonów, drugi stratę energii wskutek emisji elektronów w zderzeniach. Według Comptona mamy

$$\sigma/\sigma_0 = 1/(1 + 2\alpha), \quad \sigma_s/\sigma_0 = 1 + \alpha/(1 + 2\alpha)^2$$

$$\sigma_a/\sigma_0 = \alpha/(1 + 2\alpha)^2.$$

Widzimy, że  $\sigma$  zmniejsza się, gdy  $\alpha$  wzrasta, tj. gdy  $\lambda$  maleje; jest to zgodne z doświadczeniem<sup>1)</sup>. Współczynnik  $\sigma$  odniesiony do jednego elektronu i odpowiadający danej wartości  $\lambda$  byłby niezależny od natury ciała rozpraszającego, gdyby wszystkie elektrony zawarte w rozpraszających atomach mogły być uważane za swobodne. Ten warunek jest w przybliżeniu spełniony w przypadku atomów pierwiastków lekkich oraz promieni  $\gamma$  lub promieni X umiarkowanej twardości. Natomiast w atomach ciężkich, zawierających elektrony silnie związane, efekt rozproszenia obliczony na jeden elektron może być uważany za stały tylko w przypadku fotonów bardzo wielkiej energii (promienie  $\gamma$ ).

Teoria Comptona pozwala obliczyć rozkład rozproszonego promieniowania dookoła cienkiej wiązki, pierwotnej przechodzącej przez ekran rozpraszający. W miarę jak  $\alpha$  rośnie, rozkład staje się coraz bardziej dysymetryczny; ta dysymetria stanowi charakterystyczną cechę promieni  $\gamma$  (§ 89). Klein i Nishina zastosowali metody mechaniki kwantowej do obliczenia współczynnika rozproszenia  $\sigma = \sigma_s + \sigma_a$ . Wzory otrzymane przez tych autorów



Rys. 55b. Promień koła wyobraża energię fotonu padającego. Długości strzałek oznaczają energię fotonu odchylonego i związanej z nim elektronu Comptona w przypadku  $\alpha = 1$ . Suma długości strzałek jest, równa promieniowi koła.

<sup>1)</sup> Współczynnik  $\sigma_s$  jest również malejącą funkcją  $\alpha$ , jego największa wartość wynosi  $\sigma_0$ , podobnie jak współczynnika  $\sigma$ . Współczynnik  $\sigma_a$  równy 0, gdy  $\alpha = 0$ , przechodzi przez maximum dla  $\alpha = 0,5$  i dąży następnie do 0 razem z  $\sigma_s$  i  $\sigma_a$ , gdy  $\alpha$  rośnie w dalszym ciągu.

są bardziej skomplikowane od wzorów *Comptona* i dają lepszą zgodność z doświadczeniem, zwłaszcza w przypadku promieni  $\gamma$  (§ 89).

Za pomocą metody Wilsona zdołano zaobserwować tory elektronów posiadających prędkość nabytą w zderzeniu z fotonem. Wiązka monochromatycznych promieni pierwotnych, których długość fali  $\lambda$  jest znana, przenika do komory rozprężeń. W chwili następującej po rozprężeniu pojawiają się wzdłuż wiązki krótkie tory, niewątpliwie należące do stosunkowo powolnych elektronów wyrzucanych w zderzeniach. Na podstawie długości zasięgów można obliczyć energię tych elektronów, oraz wyznaczyć kąt, jaki ich prędkość początkowa tworzy z wiązką pierwotną (tabl. IV, fig. 1). Zaobserwowano również prędkie elektrony wyrzucone w zjawisku rozproszenia promieni  $\gamma$  (§ 93).

### § 31. Dawkowanie promieni $X$ . Jednostka natężenia. Skuteczna długość fali.

Dawkowanie promieni  $X$  posiada wielkie znaczenie ze względu na lecznicze zastosowanie tych promieni. Trudność tego zagadnienia wynika z konieczności dokładnego porównywania pomiarów wykonanych w różnych warunkach. Prąd wytworzony przez promienie  $X$  przenikające do komory jonizacyjnej jest zależny od stopnia zużytkowania w gazie fotoelektronów i elektronów *Comptona*, wyrzuconych działaniem promieni  $X$  zarówno z atomów gazu, jak i ze ścianek. Jonizacja jest zatem sumą dwóch składników, które można by nazwać *efektem gazu* oraz *efektem ścianek*; stosunek tych składników jest zależny od kształtu komory i od ciśnienia znajdującego się w niej gazu.

Na Kongresie Radiologii w Sztokholmie w r. 1928 ustalono dla pomiarów promieni  $X$  międzynarodową jednostkę, czyli *rentgen*, którą oznaczono literą  $r$ : «jest to ilość promieni  $X$  wytwarzająca w 1 cm<sup>3</sup> powietrza w temperaturze 0° i pod ciśnieniem 76 cm słupa rtęci przewodnictwo, które daje w pomiarach prądu nasycenia jedną jednostkę elektrostatyczną ładunku, jeżeli elektrony wtórne są całkowicie zużytkowane i jeżeli efekt ścianek komory jest usunięty».

Oprócz natężenia jest na ogół rzeczą konieczną scharakteryzować przynajmniej w przybliżeniu rodzaj niejednorodnego promieniowania, dostarczonego przez aparat i przefiltrowanego przez stosowne ekrany. Metoda badania absorpcji pozwala określić tzw. skuteczną długość fali: jest to długość fali  $\lambda$  promieniowania jednorodnego, które w pewnych dowolnie wybranych warunkach byłoby pochłaniane w tym samym stopniu co badana niejednorodna wiązka. Wobec tego, że zjawiska absorpcji są skomplikowane, skuteczna długość fali nie posiada fizycznego znaczenia dającego się zdefiniować w sposób prosty. Toteż należy posługiwać się oględnie tą wielkością, w celu uniknięcia błędnej interpretacji obserwowanych faktów.

## ROZDZIAŁ VI

### ZWIĄZEK MIĘDZY ELEKTRONAMI I PROMIENIOWANIEM. TEORIA ELEKTROMAGNETYCZNA. TEORIA KWANTÓW

#### § 32. Elektron i promieniowanie.

Badanie promieni katodowych i promieni X odsłoniło głęboki związek istniejący między tymi zjawiskami: energia kinetyczna elektronów zahamowanych na antykatodzie zamienia się częściowo na elektromagnetyczną energię emitowanych promieni X. Istota światła i promieni X jest identyczna, światło powstaje również kosztem energii kinetycznej elektronów rozmieszczonych w materii. Można przeto założyć istnienie bezpośredniego związku między emisją promieniowania i zmianą prędkości elektronu, czyli jego przyspieszeniem. W próbach wyjaśnienia tego zjawiska napotkano bardzo duże trudności, które doprowadziły do powstania teorii kwantów.

Elektromagnetyczna teoria światła formułuje w następujący sposób zagadnienie emisji i absorpcji promieniowania przez elektrony. Absorpcja polega na tym, że energia padającego promieniowania przechodzi w energię ruchu elektronów umieszczonych w elektrycznym polu fali; emisja wynika stąd, że elektron wytwarza zmienne pole elektromagnetyczne, zależne od jego przyspieszenia i rozchodzące się w przestrzeni jako fala. *Lorentz* pokazał, że teoria elektromagnetyczna pozwala obliczyć, w przypadku ciała czarnego, rozkład gęstości  $U$  wysyłanego promieniowania, tj. energii zawartej w jednostce objętości w zależności od długości fali oraz od temperatury. Okazuje się, że  $U$  jest odwrotnie proporcjonalne do  $\lambda$ , skąd wynikałoby, że gęstość energii dąży do nieskończoności, gdy  $\lambda$  dąży do zera. Natomiast z dokładnych pomiarów wynika, że  $Ud\lambda = f(\lambda)d\lambda$ , gdzie  $f(\lambda)$  jest to funkcja dążąca do zera w przypadku  $\lambda$  bardzo małego lub bardzo wielkiego i przechodząca przez maximum odpowiadające wartości  $\lambda$  odwrotnie proporcjonalnej do temperatury absolutnej. W celu uzasadnienia tego wzoru doświadczalnego *Planck* założył, że rezonator zawarty w materii może wysyłać promieniowanie tylko w sposób nieciągły: mianowicie emituje określone porcje, czyli *kwanty*, energii równe  $h\nu$ , gdzie  $\nu$  jest to częstość rezonatora,  $h$  stała powszechna zwana *stałą Plancka*. W ten sposób nauka zyskała nową

stałą podstawową, której wartość obecnie przyjęta wynosi

$$6,55 \cdot 10^{-27} \text{ erg} \times \text{sek.}$$

Hipoteza *Plancka* opiera się na niezgodności między teorią klasyczną, która zna tylko pole elektromagnetyczne ciągłe w czasie, i dziedziną faktów doświadczalnych, których interpretacja wymaga koncepcji kwantów wyrażającej ideę nieciągłości.

Ta niezgodność nie jest odosobniona. Spotykamy ją również w innych okolicznościach. Weźmy np. pod uwagę promienie katodowe, które padając na antykatodę wytwarzają promieniowanie X. To promieniowanie z kolei wyzwala cząstki naładowane ujemnie posiadające energię i pęd tego samego rzędu wielkości, co elektrony pierwotne. Zgodnie z teorią klasyczną zahamowaniu elektronu odpowiada zaburzenie elektromagnetyczne o charakterze bardzo krótkotrwałego promieniowania, czyli tzw. *pulsacja* rozchodząca się w postaci fali z punktu, w którym elektron został zahamowany. Energia elektronu zostaje przekazana cienkiej *blonce* promieniowania; elektron ogarnięty tą błonką może otrzymać tylko niezmiernie drobną część całkowitej energii. Doświadczenie zaś wykazuje wprost przeciwnie, że energia może być przekazana całkowicie, że wszystko dzieje się tak, jak gdyby elektron pierwotny oddawał swą energię elektronowi wtórnemu za pośrednictwem pewnego toru prostoliniowego. Ten sposób udzielania energii skłania do przypisywania promieniowaniu budowy nieciągłej, mianowicie do założenia, że w indywidualnym akcie emisji mamy do czynienia z określonym *kwantem energii*. Z drugiej strony zjawiska dyfrakcji i interferencji mogą być wytłumaczone tylko jako objawy promieniowania wypełniającego przestrzeń w sposób ciągły. Liczne wysiłki zmierzające do ujęcia teorii klasycznej i teorii kwantów z jednolitego, syntetycznego punktu widzenia doprowadziły do powstania mechaniki falowej.

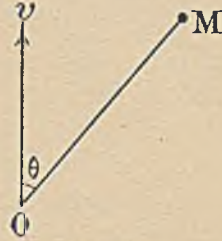
W następnej części tego rozdziału będzie mowa o niektórych zasadniczych sprawach dotyczących tego zagadnienia. Przypominamy, że mieliśmy już do czynienia z kwantami w ustępach poświęconych prawu *Einsteina* i teorii *Comptona* (§ 29 i 30).

### § 33. Bezwładność, masa i energia elektronu. Elektromagnetyczna teoria promieniowania.

*J. J. Thomson* pokazał, że istnienie masy elektronu jest bezpośrednią konsekwencją istnienia jego ładunku. W istocie razem z ruchem elektronu zjawia się w otaczającej go przestrzeni pole elektromagnetyczne, a zatem energia, którą można by nazwać energią ruchu, ponieważ jest zupełnie niezależna od energii pola elektromagnetycznego, otaczającego elektron w spoczynku. Obliczymy tę dodatkową energię w najprostszym przypadku, mianowicie w założeniu, że prędkość  $v$  jest stała i mała wobec prędkości światła. Rozkład pola dookoła elektronu

znajdującego się w  $O$  jest wówczas taki sam, jak w stanie spoczynku: wektor elektryczny  $h$  w punkcie  $M$  (rys. 56) ma kierunek wektora  $OM = r$  i natężenie  $h = e/k_0 r^2$  ( $k_0$  oznacza stałą dielektryczną próżni). Wektor magnetyczny  $H = ev \sin \theta / r^2$ , gdzie  $\theta$  jest to kąt  $MOv$ . Gęstość energii magnetycznej równa się  $\mu_0 H^2 / 8\pi$  ( $\mu_0$  jest to zdolność magnetyczna próżni), w elemencie objętości  $2\pi r^2 \sin \theta dr d\theta$  mamy przeto energię  $\mu_0 H^2 r^2 \sin \theta dr d\theta / 4 = \mu_0 e^2 v^2 \sin^3 \theta dr d\theta / 4r^2$ , całkowita zaś energia  $W$  wynosi

$$W = \mu_0 / 4 \cdot e^2 v^2 \int_0^\pi \sin^3 \theta d\theta \int_a^\infty \frac{dr}{r^2} = \mu_0 e^2 v^2 / 3a;$$



Rys. 56.

jako dolną granicę całkowania względem  $v$  oieramy promień  $a$  elektronu i zakładamy, że elektron jest kulisty, jego nabój zaś jest rozłożony równomiernie na powierzchni kuli. Widzimy zatem, że energii  $W$  możemy nadać postać  $m_0 v^2 / 2$ , gdzie

$$m_0 = 2\mu_0 e^2 / 3a.$$

Stąd wynika wniosek, że jeżeli prędkość  $v$  jest mała, elektronowi możemy przypisać masę niezależną od prędkości. Jest to dolna granica masy elektromagnetycznej, czyli tzw. masa spoczynkowa.

Powyższy wzór pozwala obliczyć promień elektronu, ponieważ masę  $m_0$  znamy na podstawie doświadczalnego oznaczenia  $e/m$  i  $e$  (§ 15). Kładąc  $m_0 = 9,04 \cdot 10^{-28}$  g,  $e = 1,6 \cdot 10^{-20}$  j.em, znajdujemy  $a = 1,9 \cdot 10^{-13}$  cm. Rachunek przestaje być poprawny, jeżeli elektron porusza się ruchem jednostajnym z prędkością, która nie może być zaniedbana wobec prędkości światła; w tym przypadku należy wziąć pod uwagę okoliczność, że natężenia  $h$  i  $H$  zmieniają się w danym punkcie wskutek ruchu elektronu i że zgodnie z równaniami *Maxwella* zmiany jednego z tych pól są związane ze zmianami drugiego; rachunek staje się wówczas bardziej skomplikowany. *Lorentz* wprowadził pojęcie potencjałów w opóźnionych (potencjał skalarny i potencjał wektorowy), służących do obliczania wartości  $h$  i  $H$ ; potencjały te, traktowane jako funkcje czasu  $t$  oraz współrzędnych  $xyz$ , gdzie oś  $x$ -ów jest zgodna z kierunkiem prędkości elektronu, czynią zadość równaniom różniczkowym o pochodnych cząstkowych. Stosując przekształcenie zmiennych zwane przekształceniem *Lorentza*

$$x' = (x - vt) / \sqrt{1 - \beta^2}; \quad y' = y; \quad z' = z; \quad t' = (t - x\beta/c) / \sqrt{1 - \beta^2},$$

gdzie  $\beta$  jest to stosunek prędkości elektronu  $v$  do prędkości światła  $c$ , znajdujemy, że w układzie zmiennych  $x'y'z't'$ , gdzie  $t'$  jest to tzw. własny czas układu, pole elektromagnetyczne przybiera wartości odpowiadające stanowi spoczynku elektronu. Jeżeli wartościom  $h$  i  $H$



w pierwszym układzie podporządkujemy w drugim układzie wartości  $h'$  i  $H'$ , zdefiniowane na mocy równań *Maxwella*, otrzymamy, że  $H' = 0$ , oraz że  $h'$  jest to pole promieniste z niezmiennym w czasie natężeniem  $e/k_0 r^2$ . Na podstawie wzorów przekształcenia dających  $h$  i  $H$  jako funkcje  $h'$  i  $H'$  otrzymamy wartości natężeń pola w pierwszym układzie.

Pole  $h$  jest promieniste, pole  $H$  w punkcie  $M$  jest prostopadłe do płaszczyzny  $MOv$ ; natężenia odpowiadające znacznym wartościom  $v$  obliczamy mnożąc wartości charakteryzujące małą prędkość elektronu przez współczynnik  $f/\beta$ ,  $\theta' = (1 - \beta^2)/(1 - \beta^2 \sin^2 \theta)^{3/2}$ . To mnożenie zmniejsza natężenia pól w okolicy charakteryzowanej małymi wartościami  $\sin \theta$  i wzmacnia pola tam, gdzie  $\sin \theta$  jest zbliżony do jedności; widzimy zatem, że pole zagęszcza się w pobliżu płaszczyzny prostopadłej w  $O$  do kierunku elektronu (płaszczyzny równikowej). Zgęszczenie to jest tym większe, im prędkość jest większa. Prędkość elektronu nie może być równa prędkości światła, gdyby bowiem  $\beta = 1$ , pola w płaszczyźnie równikowej stałyby się nieskończenie wielkie. Jeżeli założymy, że w układzie  $x' y' z' t'$  elektron ma kształt kulisty i ładunek rozmieszczony równomiernie na powierzchni, to w układzie  $xyzt$  elektron ma kształt spłaszczonej elipsoidy, której oś równoległa do kierunku ruchu jest mniejsza od osi poprzecznych w stosunku  $\sqrt{1 - \beta^2} : 1$ . To odkształcenie nazywamy skróceniem relatywistycznym *Lorentza*.

Przekształcenie zmiennych, pozwalające przejść od układu  $x' y' z' t'$  do układu  $xyzt$  lub odwrotnie, stanowi podstawę teorii względności *Einsteina*, zgodnie z którą czas bezwzględny nie istnieje; natomiast układom poruszającym się jeden względem drugiego z prędkością względną  $v$  należy przypisać czasy własne  $t$  i  $t'$ . Między czasami własnymi obu układów istnieje zależność wyrażona wzorami przekształcenia *Lorentza*. Tylko czas własny jest wielkością obserwowaną w doświadczeniu; jeżeli wielkości fizyczne wyrażamy za pomocą współrzędnych  $x' y' z'$  i za pomocą czasu własnego, powinniśmy otrzymać między tymi wielkościami związki w postaci równań niezależnych od układu odniesienia. Jest to podstawowy postulat tzw. ograniczonej teorii względności<sup>1)</sup>.

W późniejszych pracach *Einstein* wykazał, że ta teoria stosuje się tylko do przestrzeni, w której pole grawitacyjne jest słabe; natomiast w przypadku silnego pola grawitacyjnego należy stosować uogólnioną teorię względności, zgodnie z którą istnieje związek między polem grawitacji i torami promieni świetlnych. W tym wykładzie będziemy się zajmowali tylko wynikami ograniczonej teorii względności.

Ograniczona teoria względności zmusza do uczynienia zmian w dynamice. *P. Langevin* wykazał, że można zbudować różne systemy dyna-

<sup>1)</sup> Przypominamy, że przyjęcie tej teorii stało się konieczne wskutek niepowodzenia prób wykrycia ruchu bezwzględnego, np. słynnego doświadczenia *Michelsona* i *Morleya*.

miki na podstawie tych czy innych założeń kinematycznych, związanych z zasadą zachowania energii. Kinematyka posługująca się pojęciem czasu bezwzględnego prowadzi do dynamiki *Newtona* (stałość masy, proporcjonalność energii kinetycznej do  $v^2$  itp.). Kinematyka *Lorentza-Einsteina* prowadzi do innej dynamiki, zgodnie z którą masa jest proporcjonalna do energii wewnętrznej. Jeżeli  $m_0$  jest to masa spoczynkowa,  $E_0$  energia wewnętrzna w stanie spoczynku, mamy  $E_0 = m_0 c^2$ . W przypadku ciała poruszającego się z prędkością  $v = \beta c$ , masa  $m$ , energia całkowita  $E$ , energia kinetyczna  $W$  i pęd (ilość ruchu)  $g$  wyrażają się wzorami

$$m = m_0 / \sqrt{1 - \beta^2}; \quad E = E_0 / \sqrt{1 - \beta^2} = m_0 c^2 / \sqrt{1 - \beta^2};$$

$$W = E - E_0 = m_0 c^2 (1 / \sqrt{1 - \beta^2} - 1) \quad \text{i} \quad g = mv = m_0 c \beta / \sqrt{1 - \beta^2}.$$

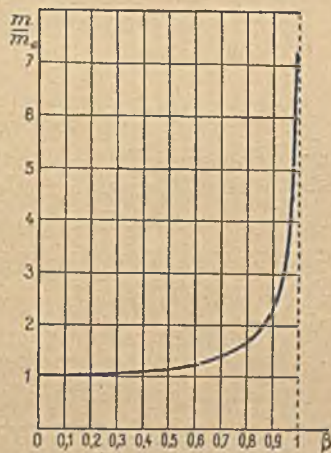
Dodajmy, że każdej zmianie energii  $\Delta E$  odpowiada zmiana masy  $\Delta m$ , którą obliczamy na podstawie zależności  $c^2 \Delta m = \Delta E$ .

Ten wynik ma wielkie znaczenie w rozważaniach dotyczących wewnętrznej energii atomów (§ 21).

Pomiary  $e/m$  i prędkości  $v$  promieni katodowych i promieni  $\beta$  wykazały, że masa zmienia się wraz z prędkością zgodnie z wzorem *Einsteina*  $m = m_0 / \sqrt{1 - \beta^2}$ .

Na krzywej na rys. 57 jest przedstawiony stosunek  $m/m_0$  jako funkcja  $\beta$ . Wartości liczbowe tego stosunku są podane na tablicy IV Przypisów. Jeżeli  $\beta < 0,1$ ,  $m$  różni się od  $m_0$  o mniej niż 0,5%;  $m$  wzrasta wraz ze wzrostem  $\beta$  najpierw powoli, następnie bardzo szybko i dąży do nieskończoności, gdy  $\beta$  dąży do 1. Elektron poruszający się z prędkością światła posiadałby masę nieskończenie wielką; prędkość  $c$  stanowi zatem nieprzekraczalną i nieosiągalną granicę.

Elektron poruszający się ze stałą prędkością  $v$  wytwarza dookoła siebie pole elektromagnetyczne, którego rozkład przestrzenny wyjaśniliśmy poprzednio: to pole ma charakter *bruzdy* posuwającej się w ślad za elektronem. Natężenia  $h$  i  $H$  w punkcie  $M$  są odwrotnie proporcjonalne do odległości tego punktu od punktu, w którym znajdował się elektron w chwili powstania tych pól. Pole rozchodzi się w postaci fali kulistej, której czoło ma powierzchnię proporcjonalną do  $r^2$ ; natomiast energia każdego z pól, obliczona na jednostkę objętości, jest odwrotnie proporcjonalna do  $r^4$ . Weźmy pod uwagę dwie kule odpowiadające w tej samej chwili dwóm kolejnym położeniom elektronu  $O$  i  $O'$ , bardzo zbliżonym do siebie; obszar zawarty między nimi nazwiemy *blonką* (rys. 58). Energia umiej-



Rys. 57.

scowiona w błonce zmniejsza się odwrotnie proporcjonalnie do  $r^2$ , gdy błonka oddala się od środka emisji; energia ta dąży zatem do zera ze wzrostem odległości; błonka nie unosi energii; innymi słowy w tym przypadku nie zachodzi promieniowanie energii.

Zgodnie z teorią elektromagnetyczną promieniowanie może mieć miejsce tylko wtedy, gdy istnieje przyspieszenie elektronu.

Ruch, którego przyspieszenie nie jest zbyt wielkie, może być traktowany jako ruch niby stateczny. Rozumiemy przez to, że pole elektryczne związane z daną chwilową prędkością oblicza się w ten sam sposób, co w przypadku prędkości stałej. Na to pole tworzące falę prędkości, nakłada się pole uwąrunkowane przyspieszeniem i rozchodzące się jako fala przyspieszenia. Natężenie tego ostatniego pola jest odwrotnie proporcjonalne do  $r$ , błonka oddalająca się od źródła w nieskończoność unosi zatem skończoną ilość energii, mianowicie energię promieniowania.



Rys. 58.

Rozkład przestrzenny fali przyspieszenia w przypadku małej prędkości elektronu może być opisany w następujący sposób. Niech  $O\gamma$  będzie to kierunek przyspieszenia (rys. 59). Pole  $h$  jest zawarte w płaszczyźnie  $MO\gamma$  i w punkcie  $M$  jest prostopadłe do wektora  $OM$ , pole  $H$  jest prostopadłe do płaszczyzny  $MO\gamma$  i skierowane w głąb tej płaszczyzny; oba pola są prostopadłe do siebie i do wektora  $OM$ , ich natężenia są

$$h = \mu_0 e \gamma \sin \varphi / r, \quad H = e \gamma \sin \varphi / r c.$$

Oba pola znikają wzdłuż prostej mającej kierunek przyspieszenia, tj. tam gdzie  $\varphi = 0$  i osiągają największą wartość w płaszczyźnie prostopadłej do  $\gamma$ ; natężenie zmienia się w sposób ciągły między tymi granicami. Energia przenoszona przez błonkę w jednostce czasu, czyli energia wypromieniowana, równa się  $2\mu_0 e^2 \gamma^2 / 3c$ . Promieniowanie jest rozmieszczone w przestrzeni symetrycznie względem  $\gamma$ .

Jeżeli zarówno prędkość  $v$  elektronu jak i przyspieszenie  $\gamma$  są wielkie, wyniki te ulegają zmianie; rozkład promieniowania jest dysymetryczny; energia  $E$  błonki, podobnie jak zawarta w niej ilość ruchu  $G$ , skupia się w części czołowej, położonej względem elektronu po tej stronie, w którą ruch się odbywa; mamy przy tym  $G = \beta E / c$ .

Koniecznym następstwem straty energii przez promieniowanie jest strata masy w ilości  $\Delta m = \Delta E / c^2$ .

Na szczególną uwagę zasługują wnioski z teorii promieniowania w następujących przypadkach:



Rys. 59.

1°. Elektron wykonywający prostolinijne drganie harmoniczne lub obiegający periodycznie orbitę kołową albo eliptyczną jest źródłem promieniowania, którego okres jest równy okresowi ruchu (oscylator lub rezonator); promieniowanie jest spolaryzowane, charakter polaryzacji może być obliczony teoretycznie. W ten sposób teoria objaśnia emisję światła, której źródłem są elektrony zawarte w materii.

2°. Elektron ulegający nagle zahamowaniu w materii wysyła błonkę promieniowania o grubości  $c\tau$ , gdzie  $\tau$  jest to czas trwania zderzenia. To zaburzenie rozłożone na szereg *Fouriera* z wyrazami wielkiej częstości stanowi matematyczny obraz emisji promieni X.

Obecnie wiemy, że wnioski sformułowane w tej postaci muszą ulec zmianie. Decydującym argumentem jest z jednej strony konieczność wprowadzenia do nauki o promieniowaniu pierwiastka nieciągłości, z drugiej strony zbyt wielka ilość energii, którą drgający elektron musiałby utracić wskutek promieniowania.

Zwróćmy wreszcie uwagę na efekt polaryzacji przewidziany przez teorię elektromagnetyczną w przypadku promieni X rozpraszanych przez radiator. Ten efekt wynika stąd, że natężenie promieni i ich kierunek są zależne od kierunku ruchu elektronu rozpraszającego. Częściowa polaryzacja została zaobserwowana w przypadku radiatorów o małym ciężarze atomowym, które rozpraszają promienie X nie zmieniając ich częstości w sposób dostrzegalny.

### § 34. Zastosowanie teorii kwantów do nauki o promieniowaniu.

#### Teoria Bohra.

Teoria *Bohra* została zbudowana w celu znalezienia teoretycznej interpretacji wzorów *Rydberga* stosujących się do widm prążkowych. Metoda obrana przez *Bohra* opiera się z jednej strony na klasycznych pojęciach mechaniki i elektrodynamiki, z drugiej zaś strony na niektórych hipotezach związanych z koncepcją kwantów.

Teoria przybiera najprostszą postać w przypadku atomu wodoru, który składa się z jądra posiadającego jeden ładunek elementarny, czyli z protonu oraz z jednego elektronu. *Bohr* założył, że elektron może poruszać się dookoła jądra tylko na tzw. torach stacyjnych, wyróżniających się tym, że elektron krążący po którymkolwiek z tych torów nie jest źródłem emisji promieniowania. Elektron może utracić część swej energii w postaci promieniowania określonej częstości tylko wtedy, gdy przechodzi z jednego toru na inny, przy czym energia potencjalna układu musi ulegać zmniejszeniu. Najprostsze założenie jest następujące. Tory stacyjne są to koła, w których środku znajduje się jądro i po których elektron porusza się z prędkością stałą. W celu wyznaczenia toru stacyjnego posługujemy się zmiennymi używanymi w metodzie *Hamiltona*. Niech  $q$  będzie to parametr o charakterze współrzędnej uogól-

nionej, jednoznacznie określającej położenie elektronu na danym torze,  $p$  — odpowiadający mu moment. Zakładamy, że na torze statecznym

$$\int p dq = nh,$$

gdzie całka jest rozciągnięta na pełny obszar krążenia, tj. na jeden całkowity okres ruchu;  $h$  jest to stała Plancka,  $n$  zaś dowolna liczba całkowita dodatnia, zwana liczbą kwantową. W najprostszym przypadku toru kołowego możemy obrać jako  $q$  kąt  $\theta$  między promieniem chwilowego położenia elektronu i jakimś promieniem stałym: energia kinetyczna równa się  $T = ma^2\theta'^2/2$ , gdzie  $a$  jest to promień koła,  $m$  = masa elektronu,  $\theta' = d\theta/dt$ ; mamy wówczas  $p = dT/dq = ma^2\theta' = mav$ ;

$$\int p dq = \int_0^{2\pi} mav d\theta = 2\pi mav = nh.$$

W ten sposób teoria kwantów przepisuje związek między prędkością  $v$  i promieniem  $a$  toru statecznego. Inna zależność między tymi dwiema wielkościami wynika z mechaniki, ponieważ przyciąganie wywierane przez jądro na elektron musi być zrównoważone siłą odśrodkową. Jeżeli liczba atomowa wynosi  $Z$ , mamy (w układzie elektrostatycznym)

$$Ze^2/a^2 = mv^2/a \text{ lub } mv^2a = Ze^2, \text{ gdzie } e \text{ oznacza nabój elementarny.}$$

Z tych dwóch równań otrzymujemy

$$v = 2\pi Ze^2/nh, \quad a = n^2h^2/4\pi^2 mZe^2.$$

Zgodnie z tymi wzorami promień toru statecznego jest proporcjonalny do  $n^2$ , natomiast prędkość jest odwrotnie proporcjonalna do  $n$ . Obierzmy jako zerowy stan energii stan, w którym elektron znajduje się w wielkiej odległości od jądra i nie posiada prędkości. Energia potencjalna stanu, w którym elektron opisuje tor o promieniu  $a$ , równa się wówczas  $U = -Ze^2/a$ , energia kinetyczna równa się  $T = mv^2/2 = Ze^2/2a$ . Energia całkowita równa się zatem  $-E = U + T = -Ze^2/2a$ .

W celu oderwania od atomu elektronu krążącego po tym torze i odrzucenia go bez prędkości na znaczną odległość od jądra, musimy dostarczyć dodatnią ilość energii  $E$ , tzw. energię poziomu odpowiadającą danemu torowi. Odwrotnie, jeżeli elektron przybywający z nieskończoności usadawia się na torze statecznym, którego poziom jest  $E$ , Bohr zakłada, że wyzwolona przy tym energia  $E$  zostaje zużytkowana całkowicie na emisję promieniowania jednorodnego, którego częstość  $\nu$  wyraża się wzorem  $E = h\nu$ . W podobny sposób samorzutnemu przejściu elektronu z poziomu  $E_{n'}$  na poziom  $E_n$  towarzyszy promieniowanie, którego częstość obliczamy z równania  $h\nu = E_n - E_{n'}$ . Mamy

$$E_n = Ze^2/2a_n = 2\pi^2 mZ^2 e^4/n^2 h^2, \quad E_{n'} = Ze^2/2a_{n'} = 2\pi^2 mZ^2 e^4/n'^2 h^2,$$

gdzie liczby kwantowe  $n$  i  $n'$  charakteryzują tory kołowe o promieniach  $a_n$  i  $a_{n'}$ . Otrzymujemy przeto

$$\nu = 2\pi^2 mZ^2 e^4 (1/n^2 - 1/n'^2)/h^3$$

lub  $\nu = \nu_0 (1/n^2 - 1/n'^2)$  gdzie  $\nu_0 = 2\pi^2 mZ^2 e^4/h^3$

Wzór ten ma dokładnie tę samą postać co wzór przedstawiający serię *Balmera*. Kładąc  $e = 4,77 \cdot 10^{-10} \text{ j.es}$  i  $Z = 1$ ,  $e/m = 5,3 \cdot 10^{17} \text{ j.es}$ ,  $h = 6,55 \cdot 10^{-27} \text{ erg} \times \text{sek}$  otrzymujemy doskonałą zgodność liczbową między stałą *Rydberga* oznaczoną doświadczalnie i wyliczoną teoretycznie na podstawie wzorów *Bohra*. Prążki serii *Balmera* interpretujemy jako wynik przejścia elektronu z jakiegokolwiek orbity rzędu wyższego od 2 ( $n' = 3, 4$  itd.) na orbitę 2 elektronu ( $n = 2$ ).

Seria *Balmera* jest położona w widzialnej części widma. W emisyjnym widmie wodoru wykryto jednak również serie, których końcowe orbity są rzędu 1 (seria *Lymana*) oraz 3 (seria *Paschena*). Pierwsza z nich jest położona w dalekim ultrafiolecie, druga w podczerwieni. Każda z seryj posiada częstość graniczną, czyli granicę serii stanowiącą punkt zbieżności prążków, których  $n'$  dąży do nieskończoności, oraz początek serii, czyli najmniejszą częstość należącą do prążka serii, wysyłanego w przejściu na orbitę końcową z orbity, której rząd jest o 1 większy. W serii *Lymana* początkiem serii jest prążek  $\lambda = 1215,7 \text{ \AA}$ , którego częstość wynosi  $\nu = \nu_0(1 - 1/4)$ , granicą zaś serii jest  $\nu_0 = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ sek}^{-1}$ , czyli  $\lambda = 912 \text{ \AA}$ . Promień orbity podstawowej,  $n = 1$ , równa się  $5,3 \cdot 10^{-9} \text{ cm}$ .

Orbitom kolejnych rzędów odpowiadają poziomy coraz to mniejszej energii  $E = h\nu_0/n^2$ , gdzie  $n$  oznacza rząd orbity, czyli jej liczbę kwantową. W normalnym stanie atomu elektron znajduje się na orbicie «najniższej»,  $n = 1$ . Ten stan nie może być początkowym stanem emisji promieniowania. Koniecznym warunkiem emisji jest dostarczenie energii potrzebnej do przeniesienia elektronu z poziomu normalnego na poziom, którego energia  $E$  jest mniejsza. Energia może być doprowadzona bądź drogą zderzenia z innym elektronem, bądź drogą absorpcji promieniowania elektromagnetycznego. W obu przypadkach energia przybywająca z zewnątrz musi być co najmniej równa różnicy energii poziomów. Jeżeli tę energię charakteryzujemy za pomocą równoważnego potencjału, mówimy, że jest to potencjał rezonansowy, natomiast potencjał odpowiadający oderwaniu elektronu znajdującego się na poziomie normalnym nazywamy potencjałem jonizacyjnym. Potencjały te mogą być obliczone teoretycznie, tak np. znajdujemy, że potencjał jonizacyjny wodoru wynosi  $h\nu_0/e$ , czyli 13,54 woltów. Potencjał rezonansowy odpowiadający emisji prążka 1215,7  $\text{\AA}$  wynosi 10,1 woltów. Te wyniki są zgodne z doświadczeniem, ponieważ jednak wodór w zwykłych warunkach znajduje się w stanie drobinowym, jonizację musi poprzedzić dysocjacja i dlatego doświadczalnie mierzony potencjał jonizacyjny wodoru zawiera wyraz dodatkowy, reprezentujący energię dysocjacji drobin, który należy dodać do wyrazu przedstawiającego jonizację atomu. Suma obu wyrazów wynosi około 17 woltów.

Na rys. 60 są przedstawione w jednostkach dowolnych różnice energii odpowiadające poziomom o różnej liczbie kwantowej  $n$ . Wartość  $E = 0$

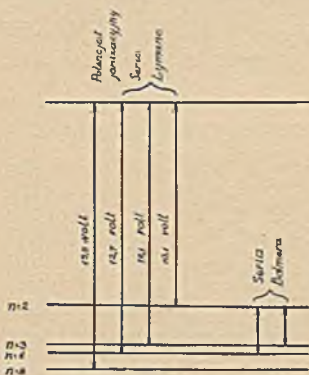
charakteryzuje poziom  $n = \infty$ . Strzałki wskazują jonizację atomu, emisję 3 prążków serii *Lymana* i 2 prążków serii *Balmera*.

Wpływ ruchu jądra. W celu dokładniejszego wyliczenia częstości  $\nu_0$  jest rzeczą konieczną wziąć pod uwagę ruch jądra wodoru. W rzeczywistości bowiem zarówno jądro jak i proton wykonywają ruch dookoła środka masy układu. Rozumując w ten sam sposób, co w zagadnieniu ruchów planetarnych, dochodzimy do wniosku, że masę  $m$  elektronu należy zastąpić wyrażeniem  $mM/M + m$ , gdzie  $M$  jest to masa jądra. Zamiast częstości  $\nu_0'$  należy napisać  $\nu_0$  według wzoru

$$\nu_0' = \nu_0 / (1 + m/M).$$

Atomy pierwiastków różnych od wodoru mogą posiadać więcej niż jeden elektron. Zagadnienie orbit jest w tym przypadku bardziej skomplikowane i na ogół nie może być rozwiązane. Jednakże w niektórych przypadkach obserwowane widma są analogiczne do widma wodoru. Widmo tego rodzaju wysyłają np. atomy zjonizowanego helu,

posiadające tylko jeden elektron. Dla obliczenia częstości  $\nu$  wystarcza we wzorach dotyczących wodoru zastąpić  $\nu_0$  przez  $4\nu_0$ ; biorąc ściślej należy ponadto wprowadzić poprawkę, mnożąc stałą  $\nu_0$  przez wyraz reprezentujący wpływ ruchu na jądro. Dokładność pomiarów spektroskopowych jest taka wielka, że na podstawie porównania eksperymentalnej wartości stałej *Rydberga* dotyczącej wodoru i helu można wyliczyć masę elektronu. Znajdujemy, że stosunek masy protonu do masy elektronu wynosi 1838,  $e/m$  elektronu równa się zatem  $1,77 \cdot 10^7$  j.em.



Rys. 60.

Przypadek ogólny. Atom zawierający wiele elektronów. Teoria w swej postaci pierwotnej zakładała, że elektrony są rozmieszczone symetrycznie i poruszają się na statecznych torach kołowych, położonych w tej samej płaszczyźnie i mających wspólny środek w jądrze. Ruch każdego z elektronów opisujących określoną orbitę odbywa się zgodnie z prawem kwantowym, podobnie jak w przypadku jednego tylko elektronu. Siła działająca na każdy elektron składa się jednak w układzie wielu elektronów z dwóch wyrazów: z przyciągania  $Ze^2/a^2$  pochodzącego od jądra i z odpychania wywieranego przez elektrony należące do tej samej orbity. Działania elektronów umieszczonych na orbitach bliższych środka znajdują wyraz w ten sposób, że ich całkowity ładunek odejmujemy od ładunku jądra. Co się zaś tyczy elektronów umieszczonych na orbitach dalszych, przyjmujemy, że ich działania kompensują się wzajemnie i znoszą się. Z tych rozważań wynika, że w wyrazach serii  $\nu = \nu_0 Z^2/n^2$ , stosujących się do jednego elektronu, należy zastąpić  $Z$  przez

$Z - \sigma$ , gdzie liczba  $\sigma$  wyraża efekt *ekranu elektrostatycznego*, czyli działanie wywierane na dany elektron przez pozostałe elektrony tego samego atomu. Wyrazom serii odpowiada następująca wartość poziomu energii

$$E = h\nu_0 (Z - \sigma)^2/n^2 \text{ } ^1),$$

równoważny zaś potencjał  $V$  obliczamy kładąc  $E = eV$ .

Każdemu poziomowi odpowiada nieciągłość absorpcji oraz — w układzie pierwiastków — wykres *Moseleya* dający  $\sqrt{\nu}$  w zależności od  $Z$ ; na podstawie nachylenia prostej wyliczamy liczbę kwantową  $n$ ; odcięta początkowa pozwala wyliczyć  $\sigma$ . Częstość każdego prążka może być wyrażona jako różnica dwóch wyrazów serii (zasada kombinacji). Pierścien jednokwantowy położony najbliżej jądra nazywamy pierścieniem  $K$ , następny, dwukwantowy,  $L$  itd. Prążki serii  $K$  powstają wskutek powrotu elektronu z jednego z pierścieni zewnętrznych na pierścien  $K$  (pozbawiony jednego ze swych elektronów). Z tego punktu widzenia należy traktować pierwszy prążek widma *Lymana* w wodrze jako prążek  $K\alpha$ , natomiast pierwszy prążek serii *Balmera* jako  $L\alpha$ . W miarę jak rośnie liczba atomowa, prążki te przesuwają się i wkraczają w dziedzinę wielkich częstości (promienie  $X$ ). Wyniki doświadczalne prowadzą do wniosku, że pierścien  $K$  zawiera 2 elektrony, a pierścien  $L$  8 elektronów, jeżeli oba pierścienie są całkowicie obsadzone<sup>2)</sup>.

Ten prosty schemat okazał się nie wystarczający. Daje on liczbę poziomów mniejszą od liczby znalezionej doświadczalnie. Niektóre prążki traktowane dawniej jako proste, są w rzeczywistości złożone, np. prążki  $K\alpha$ ,  $L\alpha$  są podwójne (dwójki). *Debye* założył, że w przypadku elektronu, którego ruch jest szybki, należy wziąć pod uwagę zmienność masy. *Sommerfeld* wprowadził koncepcję torów eliptycznych, w których ognisku znajduje się jądro. Taka orbita posiada dwa stopnie swobody zamiast jednego, a zatem dwie liczby kwantowe, mianowicie liczbę kwantową całkowitą  $n$  oraz tzw. liczbę kwantową azymutalną  $l$ .

Jeżeli traktujemy masę jako wielkość stałą, pierwsza liczba wystarcza do scharakteryzowania energii poziomu. Jeżeli natomiast bierzemy pod uwagę zmienność masy, znajdujemy, że orbity nie są dokładnie eliptyczne i że każdy poziom rzędu  $n$  rozszczepia się na  $n$  poziomów o zbliżonej energii, z których każdemu odpowiada inna liczba azymutalna. W ten sposób otrzymujemy w pierwszym przybliżeniu wytłumaczenie złożonej budowy niektórych widm. Chcąc zdać sobie sprawę

<sup>1)</sup> Wyraz ten można również interpretować w sposób uwydatniający jego analogię do używanego w optyce wyrazu *Rydberga*  $R/(n + \alpha)^2$ .

<sup>2)</sup> Różnica między emisją promieni  $X$  i świetlnych polega nie tylko na tym, że pierwsze mają krótszą falę, lecz również na tym, że powstają wskutek przejścia elektronu na poziom końcowy z jednej z orbit, istniejących w normalnym atomie, gdy tymczasem w widmach świetlnych poziom początkowy jest to poziom wzbudzony, tj. powstaje dopiero wskutek doprowadzenia energii do atomu. (Przyp. tłumacza).



z magnetycznych własności atomu musimy uzupełnić teorię nowymi założeniami<sup>1)</sup>.

Traktując ruch elektronu jako odbywający się w przestrzeni nie zaś w płaszczyźnie, musimy wprowadzić trzecią liczbę kwantową, charakteryzującą nachylenie orbity. Można dowieść, że w polu magnetycznym możliwe są tylko orbity posiadające pewne określone orientacje. Każdej orbicie odpowiada określony moment magnetyczny. Ponadto zakładamy, że elektron wiruje dookoła swej osi i z tego powodu posiada własny moment obrotowy, tzw. «spin» oraz własny moment magnetyczny. Jednostką momentu obrotowego jest wielkość kwantowa  $h/2\pi$ , momenty magnetyczne mierzymy w magnetonach Bohra, których wartość wynosi  $eh/4\pi mc$  ( $m$ —masa spoczynkowa elektronu,  $e$  — ładunek,  $h$  — stała Plancka,  $c$  — prędkość światła).

Każdemu elektronowi należącemu do atomu przypisujemy 4 liczby kwantowe: liczbę całkowitą  $n$ , charakteryzującą w pierwszym przybliżeniu energię danego poziomu  $K, L, M$  itd.; liczbę azymutalną  $l$ , przybierającą wartości całkowite:  $0, 1, 2 \dots (n-1)$ , równą momentowi obrotowemu wyrażonemu w jednostkach  $h/2\pi$  i wyróżniającą wyrazy  $S, P, D, F$  itd. seryj optycznych; liczbę spinową równą  $\pm 1/2$  (tj. momentowi spinu w jednostkach  $h/2\pi$ ); wreszcie liczbę magnetyczną  $m$ , wyznaczającą moment magnetyczny elektronu w atomie. Momenty wyrażone liczbami  $l$  i  $s$  traktujemy jako wektory, ich sumę geometryczną charakteryzujemy (w mechanice falowej) liczbą kwantową «wewnętrzną»  $j$ ; liczba  $m$  jest (w obranych jednostkach) długością rzutu wektora  $j$  na kierunek pola magnetycznego. Niekiedy dla scharakteryzowania elektronu posługujemy się liczbami kwantowymi  $n, l, j$  i  $m$ .

Doświadczenie pokazuje, że niektórym kombinacjom poziomów na ogół nie odpowiada emisja żadnego prążka. Fakt ten znajduje interpretację w tzw. regułach wyboru ograniczających możliwości przejścia z jednego poziomu na inne. Reguły wyboru ustanowione najpierw w sposób empiryczny zostały następnie uzasadnione teoretycznie. W przeskoku kwantowym związanym z emisją prążka liczba  $l$  może zmieniać się tylko o  $\pm 1$ , liczba  $j$  o  $0$  lub  $\pm 1$  (wszelako przejście  $0 \rightarrow 0$  jest wzbronione), liczba  $m$  o  $0$  lub  $\pm 1$ .

Zgodnie z tzw. regułą wyłączenia Pauliego dwa elektrony w tym samym atomie nie mogą mieć wszystkich liczb kwantowych jednakowych, lecz muszą się różnić co najmniej wartościami jednej z tych liczb.

Przyjmujemy obecnie, że istnieje jeden poziom  $K$ , trzy poziomy  $L$ , pięć poziomów  $M$ , siedem poziomów  $N$  itd. W atomie zawierającym największą liczbę elektronów, tj. w atomie uranu, przypisujemy kolejnym warstwom następujące liczby kwantowe  $n$  oraz liczby elektronów  $p$  w każdej warstwie

	$K$	$L$	$M$	$N$	$O$	$P$	$Q$
$n$	1	2	3	4	5	6	
$p$	2	8	18	32	18	8	

<sup>1)</sup> Zagadnienia te są ujęte w tym ustępie z punktu widzenia dawnej teorii kwantów. W nowszych pracach, zwłaszcza Diraca, rozszereczenie poziomów oraz własności magnetyczne atomu znajdują wspólny wyraz w słynnym równaniu Diraca, które wynika z podstawowego równania mechaniki falowej (równania Schrödingera) przez relatywizację, tj. wprowadzenie postulatów zasady względności. Podobnie teoria Sommerfelda stanowi «relatywizację» teorii Bohra. (Przyp. tłumacza).

Warstwy tworzą się i uzupełniają się w miarę jak  $Z$  wzrasta. Na ogół zwiększeniu  $Z$  o 1 odpowiada przyłączenie jednego elektronu do warstwy zewnętrznej, co powtarza się dopóty, dopóki ta warstwa nie stanie się zupełna; okazało się jednak rzeczą konieczną założyć, że w niektórych przypadkach mamy do czynienia z uzupełnianiem się warstwy położonej bezpośrednio pod warstwą zewnętrzną. Gazy szlachetne: hel, neon, argon, krypton, ksenon i radon, stanowiące zakończenie okresów (p. tabl. V Przypisów) w klasyfikacji pierwiastków, posiadają wysoce symetryczny układ elektronów. Zgodnie z teorią wartościowości warstwa zewnętrzna każdego gazu szlachetnego, należącego do kolumny 0, jest utworzona z ośmiu elektronów; atomy innych pierwiastków posiadają na zewnątrz tej warstwy elektrony wartościowości, których liczba wzrasta prawidłowo od 1 do 7 wraz z numerem kolumny w szeregach charakteryzujących się normalnym okresem 8.

Warstwa zupełna zawiera  $p = 2n^2$  elektronów. Tylko warstwy  $K$ ,  $L$ ,  $M$  i  $N$  osiągają stan zupełnego obsadzenia, natomiast następne warstwy są we wszystkich znanych atomach niezupełne. Oprócz poziomów trwale obsadzonych istnieją także w atomie poziomy małej energii (poziomy optyczne), na których elektrony mogą znajdować się tylko chwilowo.

Przyglądając się wykresom *Moseleya* (rys. 53) stwierdzamy, że każdy z nich jest w przybliżeniu prostolinijny w przedziale wartości  $Z$  należących do atomów, w których dana warstwa jest zupełna, natomiast w okolicy wartości  $Z$ , poniżej której warstwa elektronowa staje się niezupełna, dostrzegamy zmianę kierunku krzywej. Tak np. wykres poziomu  $L$  wykazuje zmianę kierunku w punkcie  $Z = 10$ , tj. począwszy od neonu. Zauważmy wreszcie, że rozgraniczenie warstw  $O, P, Q$  jest mniej wyraźne niż warstw wewnętrznych  $K$  i  $L$ , posiadających małą liczbę elektronów i wielkie różnice energii.

Atom, którego elektron (lub kilka elektronów) został przeniesiony z poziomu normalnego na poziom o mniejszej energii, posiada nadmiar energii; mówimy, że atom znajduje się w stanie *wzbudzone*. Powrotowi do stanu normalnego może towarzyszyć emisja promieniowania. *Klein* i *Rosseland* wysunęli hipotezę, że przywrócenie równowagi może również odbyć się inaczej, mianowicie nadmiar energii może być przekazany jednemu z zewnętrznych elektronów, który w ten sposób uzyskuje energię kinetyczną. Jest to tzw. zderzenie drugiego rodzaju. *P. Auger* posługując się metodą *Wilsona* pokazał, że atom po utraceniu jednego z wewnętrznych elektronów może powrócić do stanu normalnego bez promieniowania; energia przejścia może być zużyta na oderwanie od atomu elektronów, położonych dalej od jądra; na ich miejsce przychodzą z kolei elektrony związane jeszcze słabiej (efekt fotoelektryczny złożony, p. tabl. V rys. 3). Wzbudzone atomy i drobiny mogą również oddawać wyzwoloną w przejściu energię sąsiadnym drobinom, które wskutek tego przechodzą w stan wzbudzenia. Zgodnie z poglądami współczesnej chemii teoretycznej stan wzbudzenia drobin jest niezbędnym warunkiem reakcji chemicznych.

## § 35. Mechanika kwantowa.

Dwoistość dostrzeżona w zjawiskach świetlnych, polegająca na tym, że światło zachowuje się niekiedy jak ciąg fal, niekiedy zaś jak rój pocisków, nasunęła myśl, że podobna dwoistość może również znaleźć wyraz we własnościach cząstek materialnych. *L. de Broglie* założył, że każdej cząstce odpowiada fala towarzysząca jej ruchowi, tak np. razem z elektronem posiadającym masę  $m$  i prędkość  $v$  przenosi się zjawisko o charakterze periodycznym i długości fali  $= h/mv$ . Podobnie światło lub promienie  $X$  składają się z fal o częstotliwości  $\nu$ , towarzyszących atomom promieniowania, czyli fotonom, którym przypisujemy masę  $h\nu/c^2$  i energię  $h\nu$ . W obu przypadkach rozmieszczenie przestrzenne cząstek stanowiących skupienia masy i energii jest uzależnione od rozchodzenia się fal związanych z tymi cząstkami.

Wychodząc z tego założenia *Schrödinger* rozwinął teorię tzw. «falowej» mechaniki; była to pierwsza próba racjonalnej interpretacji zjawisk rządzonych teorią kwantową. Zostały również opracowane inne systemy mechaniki kwantowej, prowadzące inną drogą do tych samych wyników (*Heisenberg*, *Dirac* itd.). Zespół tych badań zmierza ku podporządkowaniu mechaniki i teorii elektromagnetycznej klasycznej ideom kwantowym.

Doświadczenie potwierdziło hipotezę fal związanych z elektronami; mianowicie odkryto zjawiska dające się opisać jako dyfrakcja tych fal (§ 25). Jeżeli do wzoru  $\lambda = h/mv$ , gdzie  $m = m_0/\sqrt{1-\beta^2}$  i  $v = c\beta$ , dodamy wzór wyrażający energię elektronu  $eV = m_0c^2/\sqrt{1-\beta^2}$ , otrzymamy:

$$\lambda = hc/\sqrt{e^2V^2 + 2eVm_0c^2}.$$

Wzór ten sprowadza się do  $\lambda = hc/eV$ , jeżeli  $V$  jest bardzo wielkie i do  $\lambda = h/\sqrt{2em_0V}$ , jeżeli  $V$  jest małe wobec wyrazu  $2m_0c^2/e$  wynoszącego 1020 kilowoltów. W tym ostatnim przypadku możemy napisać  $\lambda = 12,25/\sqrt{V}$ , gdzie  $\lambda$  jest wyrażone w  $\text{Å}$ ,  $V$  w woltach, np.  $\lambda = 1,225 \text{ Å}$  jeżeli  $V = 100$  woltów.

Rozważając falę związaną z elektronem rozróżniamy prędkość fazową  $u = c^2/v$  (większą od prędkości światła) oraz prędkość  $v$  przenoszenia energii równą prędkości elektronu. Pomiedzy  $u$  i  $v$  istnieje ten sam związek, co w optyce między prędkością fazową grupy fal o zbliżonych częstotliwościach oraz prędkością grupową. Promienie, wzdłuż których biegnie fala, odpowiadają torom elektronu, jeżeli  $\lambda$  jest małe wobec promienia krzywizny toru; w tym przypadku możemy ruch opisać za pomocą metod klasycznych, stosowanych do badania ruchu cząstek naładowanych. Z chwilą jednak, gdy  $\lambda$  przybiera wartość porównywalną z promieniem krzywizny, posługiwanie się pojęciem fali<sup>1)</sup> staje się rzeczą nieodzowną. *Schrödinger* powiązał mechanikę falową z zasadami klasycznej mechaniki analitycznej. Falę związaną z cząstką przedstawiamy za pomocą funkcji  $\varphi(x, y, z, t)$ ,

<sup>1)</sup> Ten warunek jest spełniony w atomie wodoru, gdzie promień orbity podstawowej wynosi  $5,3 \cdot 10^{-9} \text{ cm}$ , długość zaś fali de *Broglie'a* elektronu krążącego po tej orbicie  $3,10 \cdot 10^{-9} \text{ cm}$ .



Fig. 1.



Fig. 2.

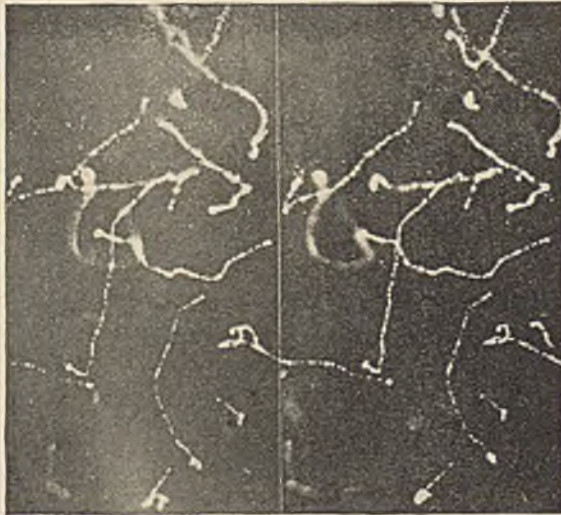


Fig. 3.

- Fig. 1. Fotoelektrony wytworzone w argonie pod ciśnieniem atmosferycznym (*P. Auger*).  
 Fig. 2. Fotoelektrony wytworzone przez promienie  $X$  o energii 70 *ekw.* w ksenonie z nadmiarem wodoru (*P. Auger*).  
 Fig. 3. Fotoelektrony wytworzone w powietrzu przez promienie  $K$  srebra. Ciśnienie 53 *cm Hg* (*C. T. R. Wilson*).



gdzie  $x y z$  są to współrzędne,  $t$  — czas. Równanie falowe ma postać następującą

$$\Delta\varphi = \frac{1}{u^2} \frac{d^2\varphi}{dt^2}, \text{ gdzie } u = E/\sqrt{2m(E-U)}.$$

$E$  jest to energia całkowita,  $U$  energia potencjalna układu. To równanie różniczkowe posiada rozwiązania w postaci funkcji periodycznej:

$$\varphi = \psi e^{2\pi i\nu t}, \text{ gdzie } i = \sqrt{-1},$$

czyniące zadość równaniom

$$\Delta\psi + 8\pi^2 m (E - U)\psi/h^2 = 0; \quad \nu = E/h.$$

Każde rozwiązanie  $\psi_n$  równania w  $\psi$  określa funkcję własną układu oraz częstość własną  $\nu_n$ . W niektórych przypadkach rozwiązania skończone i jednoznaczne są możliwe tylko wtedy, gdy  $E$  posiada niektóre określone wartości, tzw. wartości własne energii; ten wynik jest równoważny wynikowi otrzymanemu w dawnej teorii kwantów drogą wprowadzenia w dowolny sposób warunków kwantowych. W przypadku atomu wodoru kładziemy  $U = e^2/r$  ( $r$  — odległość od jądra posiadającego ładunek  $e$ ); jeżeli  $E < 0$ , wartości własne energii odpowiadające możliwym rozwiązaniom są identyczne z wartościami energii poziomów *Bohra*. Jeżeli  $E > 0$ , mamy rozwiązania niekwantowe, odpowiadające emisji widma ciągłego.

Równanie *Schrödingera* prowadzi zatem do liczb kwantowych odgrywających tę samą rolę, co w dawnej teorii kwantów, istnienie jednak tych liczb jest bezpośrednią konsekwencją samego równania.

Należy zaznaczyć, że równanie *Schrödingera* przybiera nieco inną postać w przypadku, gdy bierzemy pod uwagę zmienność masy wraz z prędkością.

Fizyczne znaczenie funkcji  $\psi$  polega na tym, że określa ona prawdopodobną gęstość ładunku elektrycznego w danym punkcie i w danej chwili. Jeżeli określona w ten sposób gęstość zmienia się w czasie, zakładamy, że zachodzi zmiana stanu atomowego, której może towarzyszyć emisja promieniowania według praw zgodnych w ogólnych zarysach z teorią elektromagnetyczną klasyczną. Prawa te pozwalają wyliczyć natężenia i stany polaryzacji wysyłanych rodzajów promieniowania oraz uzasadnić reguły wyboru rządzące przejściami.

**Zasada nieoznaczoności.** Przedstawienie cząstek materialnych za pomocą fal nie daje możliwości wyznaczenia prędkości oraz położenia tych cząstek, jak to czynimy w mechanice klasycznej. *Heisenberg* sformułował istotę tej trudności w następujący sposób. Niechaj  $p$  i  $q$  będą to parametry określające w danej chwili położenie cząstki na torze oraz jej pęd. Jest rzeczą niemożliwą dokładnie wyznaczyć  $p$  i  $q$  w tej samej chwili. Jeżeli jeden z tych parametrów jest dokładnie określony, to drugi jest mniej lub więcej nieoznaczony. Relacja nieoznaczoności *Heisenberga* opiewa, że  $\Delta p \times \Delta q = h$ . Niemożliwość jednoczesnego wyznaczenia  $p$  i  $q$  wynika stąd, że stała  $h$  posiada wielkość skończoną, gdyż ta wielkość równa się iloczynowi niepewności z jaką znamy  $p$  i  $q$ .

Podobne związki nieoznaczoności istnieją również między innymi zmiennymi, których iloczyn ma wymiary stałej  $h$ .

Zasady statystyki. Metody statystyczne znajdują szerokie zastosowanie w mechanice falowej; w tych metodach stała  $h$  odgrywa rolę elementu nieciągłości.

Zazwyczaj charakteryzujemy stan układu za pomocą parametrów *Hamiltona*  $p$  i  $q$ ; pierwszy z nich jest to parametr położenia, czyli «współrzędna uogólniona», drugi zaś to «moment sprzężony», określony jak w § 34. Prawdopodobieństwo, że układ zależny od  $n$  współrzędnych znajduje się w stanie, w którym wartości  $p$  i  $q$  są zawarte w przedziałach  $p, p + dp$  i  $q, q + dp$ , jest proporcjonalne do wielkości elementu  $d\tau = dq_1 dq_2 \dots dq_n dp_1 dp_2 \dots dp_n$  noszącego nazwę elementu rozciągłości fazowej. Jeżeli nie stoimy na gruncie teorii kwantów, możemy uważać ten element za nieskończenie mały. Natomiast w teorii kwantów  $d\tau$  ma wielkość skończoną, mianowicie każdej grupie parametrów odpowiada iloczyn  $dp_i dq_i = h$ .

Wszystkie punkty leżące wewnątrz elementu  $d\tau$  odpowiadają stanom układu, które możemy traktować jako identyczne.

Wyłoniła się również konieczność poddania rewizji pojęcia «równych prawdopodobieństw», tj. liczby jednakowo prawdopodobnych rozkładów, charakteryzujących wszystkie możliwe stany układu złożonego z oddzielnych elementów. Rozpatrzmy na przykład rozkłady dwóch cząsteczek identycznych  $a$  i  $b$  w dwóch komórkach. Statystyka klasyczna traktuje  $a$  i  $b$  jako różne przedmioty; istnieją przeto cztery jednakowo prawdopodobne rozkłady, mianowicie  $(a, b)$ ,  $(b, a)$ ,  $(ab; 0)$ ,  $(0, ab)$ . W statystyce *Bosego-Einsteina* nie rozróżniamy cząsteczek  $a$  i  $b$ , interesujemy się tylko liczbą cząsteczek w każdej komórce, mamy zatem tylko 3 różne rozkłady, mianowicie  $(1, 1)$ ,  $(2, 0)$ ,  $(0, 2)$ . W statystyce *Fermiego* zakładamy, że komórka może być tylko albo pusta, albo zajęta przez jedną cząsteczkę i mamy tylko jeden możliwy rozkład, mianowicie  $(1, 1)$ .

Można dowieść, że statystyka *Bosego-Einsteina* stosuje się do fotonów; w istocie na podstawie tej statystyki otrzymujemy zgodną z doświadczeniem wartość gęstości promieniowania w środowisku, w którym istnieje równowaga cieplna (§ 32). Ta sama statystyka rządzi również zachowaniem się cząstek  $\alpha$  zawartych w jądrze atomowym, sądzimy bowiem, że w jądrze może istnieć pewna liczba cząstek  $\alpha$  znajdujących się w jednakowym stanie, a zatem posiadających jednakową energię (rozdz. XXI). Natomiast w przypadku elektronów stosujemy statystykę *Fermiego*; statystyka ta znajduje wyraz w zasadzie *Pauliego*, zgodnie z którą dwa elektrony należące do tego samego atomu nie mogą znajdować się w tej samej «komórce» lub, innymi słowy, stany tych elektronów nie mogą być identyczne pod każdym względem.

## CZĘŚĆ DRUGA

# PROMIENIOTWÓRCZOŚĆ

## ROZDZIAŁ VII

### ODKRYCIE PROMIENIOTWÓRCZOŚCI I RADIOPIERWIASTKÓW

Do nauki o promieniotwórczości należy z jednej strony badanie chemicznych własności radiopierwiałków, z drugiej strony badanie promieni wysyłanych przez te pierwiastki oraz wynikające stąd teoretyczne dociekania o budowie atomów. Możemy zdefiniować radiopierwiastki jako pierwiastki chemiczne szczególnej natury, zdolne do samorzutnej atomowej emisji promieni oznaczanych literami  $\alpha$ ,  $\beta$  i  $\gamma$ , mianowicie promieni korpuskularnych dodatnich, promieni korpuskularnych ujemnych (tj. elektronów poruszających się z wielką prędkością), wreszcie promieniowania elektromagnetycznego. Emisja promieniowania jest związana z przemianą atomu. Rozpatrując wszystkie rodzaje promieniowania z punktu widzenia zdolności przenikania przez materię, stwierdzamy, że najmniej przenikliwe są promienie  $\alpha$ . Są one zatrzymywane przez kartkę papieru lub przez folię glinową grubości 0,1 *cm*, w powietrzu zaś przebiegają kilka centymetrów. Promienie  $\beta$  rozchodzą się w powietrzu na znacznie większą odległość i przenikają przez warstwę glinu grubości kilku milimetrów. Promienie  $\gamma$  przechodzą przez kilkucentymetrowe płyty z substancji stosunkowo ciężkich, np. z ołowiu.

#### § 36. Promienie uranu. Promienie toru.

Promieniotwórczość została odkryta w r. 1896 przez *Henryka Becquerela*. Początki pracy *Becquerela* wiążą się z badaniami datującymi się od odkrycia promieni *Röntgena* i dotyczącymi fotograficznego działania substancyj fosforyzujących i fluoryzujących.

Najdawniejsze rury używane do otrzymywania promieni X nie posiadały metalowej antykatody. Źródłem promieni były ścianki rury, fluoryzujące pod działaniem promieni katodowych. Nasuwało się pytanie, czy promienie *Röntgena* towarzyszą zawsze fluorescencji, niezależnie od natury wywołującego ją czynnika. Ta myśl, wyrażona przez *Henryka*



*Poincaré'go*, dała pobudkę do różnych prób otrzymania zdjęć fotograficznych w pobliżu ciał fosforyzujących, np. siarczku cynku lub wapnia, wystawionych na światło i następnie owiniętych czarnym papierem. Wynik doświadczeń był ujemny.

*H. Becquerel* wykonał analogiczne doświadczenie z solami uranowymi; jak wiadomo, niektóre z tych soli fluoryzują. Podwójny siarczan uranu i potasu działał poprzez czarny papier na kliszę fotograficzną. Następne doświadczenia wykazały, że zauważone zjawisko nie pozostawało w żadnym związku z fluorescencją. W istocie, naświetlanie soli okazało się niepotrzebne, co więcej takie samo działanie wywierał uran i wszystkie jego związki zarówno fluoryzujące jak i nie fluoryzujące; najsilniej zaś działał uran metaliczny. *Becquerel* znalazł, że związki uranu zaczerniają kliszę poprzez czarny papier nawet jeżeli są przechowywane w ciągu kilku lat w zupełnej ciemności. *Becquerel* założył, że uran i jego związki wysyłają promienie osobliwej natury, które nazwał *promieniami uranowymi*. Te promienie przenikają przez cienkie ekrany metalowe i wywołują jonizację gazów, przez które przechodzą, tj. czynią je przewodnikami elektryczności. Emisja uranowa jest samorzutna i niezmienna; jest niezależna od czynników zewnętrznych, np. od temperatury lub oświetlenia.

Przewodnictwo elektryczne, powstające w powietrzu lub w innych gazach pod wpływem promieni uranu, jest tego samego rodzaju, co przewodnictwo wywołane przez promienie *Röntgena*. Jony posiadają w obu przypadkach jednakową ruchliwość i jednakowy współczynnik dyfuzji. Mierząc w określonych warunkach prąd nasycenia możemy wyznaczyć w dogodny sposób natężenie promieniowania.

Promienie toru. Badania wykonane jednocześnie przez *G. Schmidta* i *Marię Curie* wykazały, że związki toru wysyłają promienie podobne do promieni uranowych. Promienie te nazywano wówczas *promieniami Becquerela*. Ciała wysyłające promienie *Becquerela* nazwano promieniotwórczymi, nowa zaś własność materii ujawniająca się w emisji promieniowania otrzymała nazwę promieniotwórczości (*M. Curie*). Pierwiastki posiadające tę własność noszą nazwę radiopierwiastków.

§ 37. Promieniotwórczość jest własnością atomową. Nowa metoda analizy chemicznej oparta na promieniotwórczości. Odkrycie polonu i radu.

Z prac *Becquerela* wynikało, że uran daje silniejszą emisję promieniowania niż związki uranowe. *Maria Curie* podjęła systematyczne badania znanych pierwiastków i ich związków w celu poszukiwania promieniotwórczości różnych substancyj. Substancje te po sproszkowaniu rozpościerano w postaci jednorodnych warstw na krążkach określonej średnicy, które umieszczano w komorze jonizacyjnej; prąd nasycenia wytworzony w komorze między płytkami *A* i *B* był mierzony metodą kwarcu piezoelektrycznego (rys. 10). Ciągła warstwa tlenku uranu daje w komo-

rze zaopatrzonej w płytki o średnicy 8 cm oddalone od siebie o 3 cm prąd  $2 \cdot 10^{-11}$  amp.; natężenie tego prądu jest niezależne od grubości warstwy, jeżeli grubość wynosi więcej niż drobny ułamek milimetra, gdyż zużytkowane w tych warunkach promienie są to bardzo łatwo pochłaniane promienie  $\alpha$  uranu. Pomiary wykonane ze związkami uranu wykazały, że natężenie promieniowania wzrasta wraz z zawartością uranu. To samo stosuje się do związków toru, a zatem promieniotwórczość tych pierwiastków jest *własnością atomową*<sup>1)</sup>.

W przeciwieństwie do tych pierwiastków ciało takie jak fosfor nie może być uważane za promieniotwórcze, ponieważ wywołuje jonizację tylko wtedy, kiedy znajduje się w stanie białego fosforu, natomiast fosfor czerwony lub związany chemicznie np. w fosforanie sodu nie daje jonizacji. Podobnie siarczan chininy, wytwarzający prąd jonizacyjny podczas ogrzewania lub stygnięcia, nie jest promieniotwórczy, gdyż przyczyną emisji jonów jest w tym przypadku zmiana temperatury, żaden zaś z pierwiastków, z których składa się siarczan chininy, nie wykazuje ani śladu promieniotwórczości. Zasadnicza cecha promieniotwórczości polega na tym, że jest to zjawisko samorzutne, zależne tylko od rodzaju atomów. Te rozważania odegrały wielką rolę w odkryciu radu.

Pomiary *Marie Curie* obejmowały pierwiastki zwykłe oraz rzadkie; każdy był badany w postaci kilku związków, jeżeli to było możliwe. Oprócz ciał chemicznie czystych badano również skały i minerały. O ile chodzi o pierwiastki i ich połączenia, stwierdzono, że oprócz toru żaden z nich nie posiada aktywności dorównywającej 1% aktywności uranu<sup>2)</sup>. Niektóre spośród badanych minerałów okazały się promieniotwórcze, np. blenda smolista, chalkolit, autunit, toryt oraz inne materiały zawierające uran lub tor; było zatem rzeczą zrozumiałą, że te minerały są aktywne, wszelako samo zjawisko było w niektórych przypadkach nadszeregowe wydatne. Tak np. stwierdzono, że blendy smoliste (minerały tlenku uranowego) są 4 razy silniej aktywne od metalicznego uranu; chalkolit (krystaliczny fosforan miedzi i uranu) jest dwa razy silniej promieniotwórczy od uranu. Fakty te pozostawały w sprzeczności z wynikami dotyczącymi pierwiastków i ich połączeń; w istocie żaden minerał nie powinien był być bardziej promieniotwórczy od uranu lub toru. Z drugiej strony podwójny fosforan miedzi i fosforan otrzymany z czystych soli miedziowych i uranów posiadał zupełnie normalną promieniotwórczość (przeszło dwa razy mniejszą od uranu). *Marie Curie* wyraziła przypuszczenie, że blenda smolista, chalkolit i uranit za-

1) Pomiary związków uranu dawały wyniki zupełnie prawidłowe, natomiast w przypadku związków toru występowały zakłócenia, które w następstwie wytłumaczono wydzielaniem się promieniotwórczego gazu zwanego toronem.

2) Znacznie później znaleziono, że potas i rubid posiadają słabą promieniotwórczość rzędu wielkości 1/1000 promieniotwórczości uranu. W ostatnich latach odkryto promieniotwórczość samaru.

wierają w niezmiernie małej ilości bardzo silnie aktywną substancję różną od uranu, toru i wszystkich znanych pierwiastków i podjęła pracę w celu wydzielenia tej substancji z minerału za pomocą zwykłych sposobów analizy chemicznej. Analizę minerałów zwykle wykonywa się z dokładnością do 1%-2%, nie było zatem rzeczą niemożliwą, by nowy pierwiastek znajdował się w nich w ilości nie przekraczającej tego rzędu wielkości. Doświadczenie potwierdziło przypuszczenie, dotyczące istnienia nowych radiopierwiastków silnie promieniotwórczych; okazało się jednak, że ich zawartość jest jeszcze znacznie mniejsza niż sądzono, tak iż potrzeba było kilku lat pracy na to, aby wydobyć jedno z tych ciał w stanie chemicznie czystym.

Poszukiwanie domniemanego radiopierwiastka stało się przedmiotem wspólnej pracy *Marii Curie* i *Piotra Curie*, którzy przystąpili do badania blendy smolistej.

Metoda jaką obrali ci badacze, mogła opierać się tylko na promieniotwórczości, ponieważ nie znano żadnej innej własności poszukiwanego pierwiastka.

W badaniach tego rodzaju możemy posługiwać się promieniotwórczością w następujący sposób. Najpierw mierzy się aktywność substancji, potem wykonywa się jej analizę chemiczną, mierzy się promieniotwórczość wszystkich oddzielonych składników i sprawdza się czy promieniotwórczość pozostała w całości przy jednym spośród tych składników lub czy podzieliła się i w jakim stosunku pomiędzy kilkoma składnikami. Już po pierwszych czynnościach chemicznych stwierdzono, że skoncentrowanie aktywnej substancji jest rzeczą możliwą.

Aktywne preparaty były badane w postaci dobrze wysuszonych proszków, które rozprawdzano zawsze w jednakowy sposób na płytkach, umieszczanych w komorze jonizacyjnej. Technika pomiarów musi być stopniowo modyfikowana w miarę otrzymywania preparatów coraz silniej promieniotwórczych<sup>1)</sup>. W dalszym ciągu książki opiszemy kilka sposobów dokładnego oznaczania substancji promieniotwórczych.

Opisana tu metoda analizy jest w zasadzie podobna do analizy widmowej za pomocą promieniowania małej lub wielkiej częstości. Metoda ta pozwala nie tylko na wykrywanie radiopierwiastka, lecz również na odróżnienie jednego radiopierwiastka od innych na podstawie różnej natury promieniowania i różnej długości życia.

Blendą smolista z Joachimsthalu (Jachymowa) użyta do pierwszych badań jest to minerał tlenku uranowego składający się głównie z tego ciała, lecz zawierający również znaczne ilości krzemu, wapnia, magnezu żelaza i ołowiu, a ponadto nieznaczne domieszki najróżnorodniejszych pierwiastków: bizmutu, antymonu, rzadkich ziem, baru, srebra itd. Analizując minerał za pomocą nowej metody stwierdzono, że promieniotwórczość koncentruje się razem z bizmutem oraz z borem wydobytymi

<sup>1)</sup> Por. *Maurice Curie*: Le radium et les radioéléments. Paryż 1925.

z blendy, gdy tymczasem bizmut i bar znajdujące się w handlu lub otrzymane z niepromieniotwórczych minerałów nie są aktywne. Zgodnie z powziętą hipotezą *Piotr i Maria Curie* doszli do wniosku, że w blendzie smolistej istnieją dwa nowe radiopierwiastki: polon<sup>1)</sup> i rad<sup>2)</sup>; pierwszy z nich miał być analogiczny pod względem własności chemicznych do bizmutu, drugi do baru. Wyniki te zostały ogłoszone w 1898 r. W tej publikacji zaznaczono, że polon daje się oddzielić od bizmutu drogą frakcjonowanego strącania siarczków i zasadowych soli azotanu, rad zaś może być oddzielony od baru za pomocą cząstkowej krystalizacji chlorków w roztworze wodnym lub ich cząstkowego strącania alkoholem. Te sposoby koncentrowania powinny były w zasadzie doprowadzić do wydzielenia nowych radiopierwiastków.

Próbka chlorku baru, zawierająca rad i 60 razy silniej promieniotwórcza od tlenku uranowego, została zbadana za pomocą analizy widmowej przez *Demarçaya*, który znalazł obok widma baru nowy prążek o długości fali 3815 Å<sup>3)</sup>. Ten sam uczyony badając próbkę 900 razy silniej promieniotwórczą od tlenku uranowego, odkrył jeszcze dwa inne prążki i stwierdził, że prążek 3815 Å występuje z większym natężeniem. Badanie bardzo aktywnego bizmutu, zawierającego polon, nie ujawniło żadnych nowych prążków.

Było rzeczą jasną, że nowe pierwiastki są zawarte w minerale w niezmiernie małej ilości i że do ich wydzielenia należałoby traktować kilkaset lub kilka tysięcy kilogramów minerału. Praca wymagała wstępnej przeróbki fabrycznej, która dostarczyłaby do badania laboratoryjnego preparaty już skoncentrowane. Po kilku latach *Marii Curie* udało się otrzymać kilka decygramów czystej soli radowej, oznaczyć ciężar atomowy tego pierwiastka i jego miejsce w układzie periodycznym<sup>2)</sup>. Znacznie później *Maria Curie* i *A. Debierne* otrzymali rad w stanie metalicznym. Tak więc indywidualność chemiczna radu została scharakteryzowana w sposób wszechstronny.

Zastosowanie nowej metody badania doprowadziło w następstwie do odkrycia szeregu innych nowych radiopierwiastków: najpierw aktynu, odkrytego przez *A. Debierne'a*, później jonu (*Boltwood*), radiotoru (*O. Hahn*), protaktynu (*O. Hahn* i *L. Meitner*) itd. Poznano również gazy promieniotwórcze, które otrzymały nazwę emanacyj.

Rad jest zarazem najlepiej znany i najwięcej używany spośród tych wszystkich pierwiastków. Jest to ciało, praktycznie biorąc, niezmiennie w czasie, gdyż jego przemiana jest bardzo powolna; rad jest otrzymywany fabrycznie głównie ze względu na zastosowania lecznicze pro-

<sup>1)</sup> *P. et M-me Curie, Comptes Rendus*, lipiec 1898.

<sup>2)</sup> *P., M-me Curie et G. Bémont, C. R.*, grudzień 1898. *G. Bémont* brał udział w pracach, które doprowadziły do rozpoznania radu.

<sup>3)</sup> *Demarçay, C. R.* grudzień 1898.

mieni  $\gamma$ , których źródłem są preparaty radu, chociaż rad nie wysyła tych promieni. W istocie rad wytwarza nieustannie gaz promieniotwórczy zwany radonem, z którego bierze początek szereg pierwiastków: rad *A*, rad *B*, rad *C*; dopiero ostatnie z tych ciał wysyła bardzo przenikliwe promienie  $\gamma$ . Rad oraz towarzyszące mu zwykle ciała pochodne stanowią silne źródła promieni  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ , najczęściej używane w badaniach dotyczących natury i własności tych promieni. Z drugiej strony, z punktu widzenia chemicznego, prace, których przedmiotem był rad, potwierdziły atomową teorię promieniotwórczości i stworzyły podstawę dla teorii przemian promieniotwórczych<sup>1)</sup>.

### § 38. Widmo i ciężar atomowy radu. Rad metaliczny.

Rad, pierwiastek ziem alkalicznych, jest wydzielany z minerałów razem z barem zawartym w minerale lub dodanym umyślnie w tym celu. Bar «radonośny» poddaje się następnie szeregowi czynności, których celem jest oddzielenie radu od baru i otrzymanie radu w stanie czystej soli (§ 41).

Postępom koncentrowania radu w tej mieszaninie towarzyszy wzrost natężenia prążków radu w porównaniu z prążkami baru oraz zwiększenie się ciężaru atomowego. Gdy sól radowa jest już zupełnie czysta, wówczas fotografowane widmo iskrowe daje tylko charakterystyczne prążki radu i w postaci ledwie widocznego śladu pozostaje tylko najsilniejszy prążek baru 4554,4 Å, którego czułość jest tak wielka, że jest rzeczą niezmiernie trudną pozbyć się go w zupełności.

Płomień, do którego wprowadzamy nieco soli radowej, zabarwia się czerwono z karminowym odcieniem; w widmie widzialnym stwierdzamy obecność charakterystycznych prążków radu.

Ogólnie biorąc, widmo radu jest podobne do widm metali ziem alkalicznych. Znajdujemy w nim niektóre ostre, mocne prążki, a także kilka pasm rozmytych. Główne prążki widma iskrowego (tabl. VI, fig. 1) i widma płomienia są następujące:

Widmo iskrowe	Widmo płomienia
4826,1 średni	6053
4682,3 bardzo silny	6700 — 6530 pasmo
4533,3 średni	6329
4340,8 silny	6330 — 6130 pasmo
3814,6 bardzo silny	4826
3649,7 silny	
2814,0 silny	
2705,6 silny	

<sup>1)</sup> 25 rocznica odkrycia radu była obchodzona uroczystie w Sorbonie w dn. 26 grudnia 1923 r.

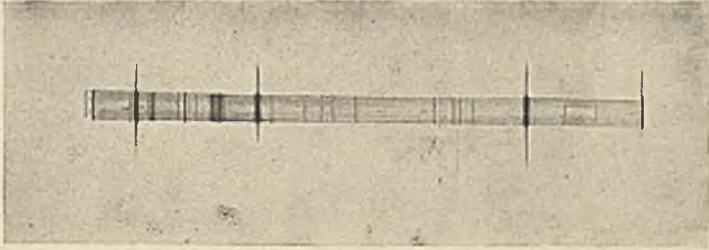


Fig. 1.



Fig. 2.



Fig. 3.

Fig. 1. Widmo chlorku radowego (*M. Curie*) pomiędzy 5000 i 3500 Å.  
 Fig. 2 i 3. Obrazy fotograficzne kawałków minerału, umieszczonych na kliszy fotograficznej.



Widmo iskrowe zawiera dwa silne rozmyte pasma, których maxima natężenia odpowiadają długości fali 4627,5 i 4452 Å.

Reakcja widmowa radu jest bardzo czuła. Oceniamy, że ta reakcja pozwala wykrywać rad w proporcji  $10^{-5}$ . Jednakże reakcja promieniotwórcza jest znacznie czulsza, gdyż pozwala oznaczać ilościowo rad w koncentracji  $10^{-9}$ , a nawet wykrywać koncentrację rzędu wielkości  $10^{-12}$ .

Ciężar atomowy radu oraz średni ciężar atomowy mieszaniny radu i baru może być oznaczony z dużą dokładnością podobnie jak ciężar atomowy baru. Jeżeli jednak mieszanina nie posiada aktywności przewyższającej co najmniej tysiąckrotnie aktywność uranu, ciężar atomowy nie różni się w dostrzegalny sposób od ciężaru atomowego baru.

Metoda używana do tych oznaczeń jest następująca.

Chlorek radu, którego czystość została sprawdzona za pomocą analizy widmowej, pozbawiamy wody krystalizacyjnej w temperaturze zbliżonej do  $150^{\circ}$  i starannie ważymy w stanie soli bezwodnej. Przyrządzamy klarowny roztwór tej soli, po czym strącamy chlor w postaci chlorku srebrowego i ważymy otrzymany chlorek srebra. Stosunek obu ciężarów pozwala wyliczyć ciężar atomowy radu na podstawie znanych ciężarów atomowych chloru i srebra oraz w założeniu, że chlorek radu posiada wzór  $RaCl_2$  analogiczny do wzoru chlorku barowego  $BaCl_2$ .

Szczegóły tej metody zostały opisane w pracach specjalnych (*Maria Curie, E. Höngschmid*). Do pomiarów używano od 0,1 do 1 g chlorku radowego. Oznaczenia dokonane przez różnych autorów dały wyniki zgodne. Przyjmujemy dzisiaj, że ciężar atomowy radu wynosi 226 (w założeniu  $Ag = 107,88$ ,  $Cl = 35,457$ ).

W celu otrzymania radu w stanie metalicznym sporządzono amalgamat radu drogą elektrolizy roztworu zawierającego 0,1 czystego  $RaCl_2$ , w którym umieszczono katodę rtęciową. Amalgamat jest ciekły; rozkłada wodę i jest nietrwały w zetknięciu z powietrzem. Amalgamat ten został osuszony, przeniesiony w lódeczce zrobionej z czystego żelaza do aparatu próżniowego i poddany destylacji w atmosferze czystego wodoru, otrzymanego drogą osmozy poprzez rozżarzoną platynę. W temperaturze  $400^{\circ}$  amalgamat zestala się. Metal pozbawiony rtęci topi się w  $700^{\circ}$  i zaczyna się ulatniać. Rad metaliczny jest biały, rozkłada energicznie wodę i szybko utlenia się w powietrzu. Na podstawie ciężaru atomowego umieszczamy rad w układzie periodycznym w ostatnim wierszu tablicy jako homolog baru (tabl. 4, Przypisy). Liczba atomowa radu wynosi 88; widmo i własności chemiczne odpowiadają w zupełności jego miejscu; to samo stosuje się do widma wielkiej częstości (wartości poziomów  $L_I$  i  $L_{II}$ ) (*Maurice de Broglie*).

Podajemy krótko najważniejsze własności chemiczne soli radowych. Siarczan radu jest nierozpuszczalny w wodzie i w rozcieńczonych kwasach (rozpuszczalność w wodzie  $1,4 \cdot 10^{-3}$  g/litr w  $20^{\circ}$ ); węglan jest nierozpuszczalny w wodzie i w roztworach węglanów alkalicznych. Chlorek



jest rozpuszczalny w wodzie (245 g  $RaCl_2$ /litr w 20°), nierozpuszczalny w stężonym kwasie solnym i w alkoholu absolutnym. Bromek zachowuje się w podobny sposób (rozpuszczalność 706 g  $RaBr_2$ /litr w 20°), wodorotlenek i siarczki radu są rozpuszczalne. Oddzielanie radu od baru za pomocą frakcjonowanej krystalizacji opiera się na tym, że chlorek i bromek radu są mniej rozpuszczalne od analogicznych soli baru (w 20° 357 g  $BaCl_2$  i 1041 g  $BaBr_2$  w litrze wody).

### § 39. Radiopierwiastki.

Każdy radiopierwiastek ulega przemianie, tj. destrukcji atomowej obejmującej kolejno wszystkie jego atomy. Odbywa się to w ten sposób, że połowa liczby atomów istniejących w danej chwili ulega przemianie w ciągu czasu  $T$  zwanego okresem i charakteryzującego dany radiopierwiastek (por. rozdz. XI). W zależności od wartości okresu, radiopierwiastki posiadają dłuższy lub krótszy czas trwania. Niektóre pierwiastki są niezmiernie długotrwałe, np. uran i tor; te pierwiastki przetrwały wiele epok geologicznych w minerałach, w których znajdujemy je obecnie. Natomiast inne pierwiastki, np. rad, aktyn, polon, mezon, radiotor itp. wymarłyby w minerałach, gdyby ich zaniku nie wyrównywało powstawanie nowych atomów, utworzonych w przemianie uranu i toru. Te dwa pierwiastki macierzyste stanowią zatem pierwsze wyrazy szeregów, czyli rodzin, do których należą wszystkie inne radiopierwiastki pochodne, związane więzami pochodzenia. Ilości radiopierwiastków pochodnych, znajduwane w minerałach niezmiennych, są proporcjonalne do ich okresów oraz do ilości pierwiastków macierzystych (§ 62). Każdy pochodny radiopierwiastek, który nie jest zbyt krótkotrwały, może być wydzielony z minerałów uranowych lub torowych podobnie jak pierwiastki macierzyste; niekiedy można go również otrzymać z innego pierwiastka, który został wydobyty poprzednio z minerału i z którego dany pierwiastek powstaje bezpośrednio lub pośrednio. Tylko ten drugi sposób może prowadzić do celu w przypadku pierwiastków krótkotrwałych.

W tym rozdziale dajemy opis radiopierwiastków w kolejności, w jakiej występują w rodzinach (tablica *Vb* Przypisów). Dalszy ciąg tego opisu znajduje się w rozdz. IX i X, w których jest mowa o radioaktywnych gazach, czyli emanacjach i o osadach aktywnych. Ogólny przegląd związków genetycznych znajduje się w rozdziałach XXII—XXVII.

Nie będziemy tu opisywali własności chemicznych uranu lub toru, ponieważ te wiadomości można znaleźć w każdym podręczniku chemii. Zaznaczymy tylko, że istnieją co najmniej dwa izotopy uranu: uran I (okres rzędu wielkości  $10^9$  lat) oraz uran II, pierwiastek pochodny, towarzyszący w małej ilości uranowi I i posiadający znacznie krótsze życie. Ponadto jest rzeczą bardzo prawdopodobną, że istnieje trzeci izotop:  $AcU$ , czyli aktynouran.

Pochodne uranu: a) *gałąź radu*.

*Uran X*. Związki uranowe wysyłają promienie  $\alpha$ ,  $\beta$  i  $\gamma$ ; wszelako tylko promienie  $\alpha$  należą do samego uranu (*UI*, *UII*); przenikliwe promienie  $\beta$  i  $\gamma$  są wysyłane przez grupę ciał pochodnych, które obejmujemy wspólną nazwą *UX*. Doświadczenie wykazuje, że nie można oddzielić źródła promieni  $\alpha$  od uranu, natomiast substancja, której przypisujemy emisję promieni  $\beta$ , może być oddzielona za pomocą kilku reakcyj. Najczęściej używane są następujące sposoby: cząstkowa krystalizacja azotanu uranylu, ekstrakcja uranu z roztworu drogą dodania węglanu amonu w nadmiarze oraz zadania eterem bardzo stężonego roztworu azotanu. W pierwszym przypadku uran *X* koncentruje się we frakcjach najbardziej rozpuszczalnych. W drugim przypadku uran przechodzi do roztworu, uran *X* zaś pozostaje w osadzie wraz z domieszkami, np. z żelazem, nierozpuszczalnymi w cieczy alkalicznej. Wreszcie w trzecim przypadku powstają dwie warstwy: warstwa obfitsza w eter zawiera roztwór uranu pozbawiony uranu *X*, warstwa zaś obfitsza w wodę zawiera uran *X* w nadmiarze. Oddzielona w ten sposób radioaktywna substancja posiada okres 24 dni.

Uran *X* nie jest ciałem prostym, lecz składa się z kilku radiopierwiastków. Ciało o okresie 24 dni, przyrządzone w wyżej opisany sposób, nazywamy *UX<sub>1</sub>*; jest to izotop toru (liczba atomowa 90), powstający z *UI*. *UX<sub>1</sub>* wysyła bardzo łatwo pochłaniane promienie  $\beta$ .

Uran *X<sub>1</sub>* przeobraża się w krótkotrwałą uran *X<sub>2</sub>*, czyli *brevium*, odkryty przez *Fajansa i Göhringa*: jest to homolog tantalu (l. at. 91); posiada okres 1,13 min, i wysyła przenikliwe promienie  $\beta$ . Ponadto *UX* zawiera w bardzo małej ilości dwa inne radiopierwiastki: uran *Y* (*Antonoff*), izotop toru ( $Z = 90$ , okres 25 godzin), oraz uran *Z* (*Hahn*),  $Z = 91$ , okres 6, 7 godzin.

*Jon*. Jon odkryty przez *Boltwooda* jest to pierwiastek pochodzący od uranu, przeobrażający się bezpośrednio w rad (§ 125). Okres jonu wynosi 83000 lat. Własności chemiczne nie różnią się niczym od własności toru; jest to zatem izotop toru ( $Z = 90$ ). Podczas przeróbki chemicznej minerału znajdujemy jon w frakcjach zawierających tor, oddzielanych razem z rzadkimi ziemiami. Z minerałów uranowych otrzymujemy zatem mieszaninę jonu i toru; stosunkowa zawartość jonu jest na ogół mniejsza od zawartości toru, jest jednak tego samego rzędu wielkości.

Widmo mieszaniny zawierającej 30% jonu nie różni się dostrzegalnie od widma czystego toru. Ten fakt nasunął przypuszczenie, że widma izotopów są identyczne. Późniejsze badania widm izotopów ołowiu wykazały jednak, że identyczność nie jest zupełna, lecz że istnieją bardzo drobne różnice między widmami izotopów (§ 142, por. także § 22).

Chociaż jon znajduje się w stosunkowo znacznej ilości w minera-

łach uranu, mianowicie ok. 20 g na tonę uranu, otrzymanie jonu w stanie czystej soli jest niemożliwe z powodu obecności towarzyszącego mu toru.

Promieniowanie jonu składa się głównie z promieni  $\alpha$ , którym towarzyszą mało przenikliwe promienie  $\gamma$ .

*Rad i jego najbliższe pochodne.* W §§ 37 i 38 scharakteryzowaliśmy rad ( $Z = 88$ ) jako pierwiastek chemiczny. Okres radu wynosi 1600 lat. W przemianach promieniotwórczych powstaje cały szereg krótkotrwałych radiopierwiastków stale towarzyszących radowi: są to radon, czyli emanacja radu, gaz promieniotwórczy oraz składniki osadu promieniotwórczego oznaczone literami *A* (np. *RaA*), *B*, *C*, *C'*, *C''*. Promieniowanie tej grupy ciał jest złożone i składa się z promieni  $\alpha$ ,  $\beta$ , i  $\gamma$ .

*Rad D. RaE.* Rad *D* jest to izotop ołowiu ( $Z = 82$ ,  $T = 22$  lata). *RaD* wysyła promienie  $\beta$ , których efekt jonizacyjny jest niedostrzegalny; o obecności *RaD* wnioskujemy na podstawie powstawania pierwiastków pochodnych, z których pierwszy, rad *E*, izotop bizmutu ( $Z = 83$ ,  $T = 5$  dni), daje promienie  $\beta$ , drugi zaś, rad *F*, rozpoznany jako polon, wysyła promienie  $\alpha$ . *RaD* oddziela się od minerałów uranowych razem z zawartym w nich zawsze ołowiem, nie można jednak oddzielić go od ołowiu. Ten promieniotwórczy ołów, czyli radioołów, może być użyty jako źródło otrzymywania polonu. Można również otrzymać *RaD* z radu drogą pośrednią, mianowicie poprzez radon i ciała tworzące osad radioaktywny (§ 53 i 120).

*Polon.* Polon był to pierwszy radiopierwiastek odkryty za pomocą nowej metody analizy chemicznej, opartej na promieniotwórczości; polon należy do pierwiastków pochodnych uranu i radu i charakteryzuje się emisją promieni  $\alpha$ , którym nie towarzyszą promienie przenikliwe. Obecność polonu wykryto w siarczkach strąconych z kwaśnego roztworu blendy smolistej; w toku analizy tych siarczków polon koncentrował się głównie razem z bizmutem. Tak np. drogą cząstkowego strącania soli bizmutowych z roztworu, można było koncentrować polon we frakcjach najmniej rozpuszczalnych. Późniejsze badania wykazały, że zawartość polonu w minerałach jest znacznie mniejsza niż radu i że okres polonu wynosi 140 dni. *Marckwald* pokazał, że w niektórych reakcjach chemicznych polon zachowuje się analogicznie do teluru, z którym może być strącony za pomocą chlorku cynawego w obecności kwasu solnego. Ponadto polon odznacza się tym, że niektóre metale (żelazo, miedź, srebro) wytrącają go elektrochemicznie z kwaśnych roztworów. Polon można otrzymywać bądź z minerałów, bądź też z radioołowiu lub radu (§§ 41, 129). Największa ilość polonu jaką udało się sporządzić (*Maria Curie* i *A. Debierne*) zawierała ok. 0,1 mg pierwiastka zmieszanego z kilkoma miligramami innych metali ulegających łatwo redukcji; promieniowanie tego preparatu było równoważne promieniowaniu 0,5 g radu. Analiza widmowa ujawniła w widmie iskrowym nieznaną prążek 4170,5 Å, który

przypisano polonowi. W ostatnich czasach wykryto prążek 2450  $\lambda$ , należący prawdopodobnie do polonu (*A. Czapek*).

W układzie periodycznym polon zajmuje nieobsadzone miejsce sąsiadujące z bizmutem ( $Z = 84$ ) i przynależne wyższemu homologowi teluru.

Polon zachowuje się w niektórych reakcjach analogicznie do bizmutu, w innych do teluru. Tłumaczymy to różnymi rodzajami wartościowości; polon może być trójwartościowy, jak *Bi* (siarczek) lub czterowartościowy, jak *Te* (chlerek, wodorotlenek). Polon jest rozpuszczalny w kwaśnych roztworach, a także w stężonych roztworach alkalicznych; może zatem zachowywać się bądź jak metal, bądź też jak składnik reszty kwasowej. W roztworach prawie obojętnych związki polonu ulegają hydrolicy i substancja radioaktywna osiada na ściankach naczynia; proces ten można przyspieszyć centrifugowaniem. Jak się wydaje, polon tworzy z łatwością związki zespolone, np. chloropolonian amonu izomorficzny z podobnymi solami *Fe*, *Pb*, *Sn*, *Pt* lub dietyltiosulfokarbamat polonu izomorficzny z solą *Co* tej samej nazwy. Budowa jonów zespolonych została wyjaśniona drogą badania elektrolizy (§ 118).

Polon ulatnia się w temperaturze czerwonego żaru; destylujący pierwiastek można porywać prądem gazu. Najczystsze preparaty, osadzone w ten sposób na małej powierzchni, dają warstewkę zawierającą, jak to wynika z rachunku, ponad 50 warstw monomolekularnych, ułożonych jedna na drugiej. Osad ma barwę szarą lub czarną, którą przypisujemy polonowi lub jego tlenkowi. Odkryto niektóre nadzwyczaj lotne związki polonu, np. polonowodór lub karbonyl polonu.

#### Pochodne uranu: b) *Gałąź aktynu*.

Pierwiastki rodziny aktynu wywodzą się według wszelkiego prawdopodobieństwa z uranu, nie należą jednak do tej samej linii genetycznej co rad i jego pochodne. Zgodnie z przyjętym poglądem izotopy uranu dają początek dwóm takim liniom, z których jedna obejmuje rodzinę radu, druga rodzinę aktynu; spośród pierwiastków, od których zaczyna się ta rodzina, znamy dobrze protaktyn. Ogniwem łączącym protaktyn z uranem jest, jak to przypuszczamy, *UY*.

*Protaktyn* (*Hahn* i *Meitner*, *Soddy* i *Cranston*). Protaktyn odkryty w pozostałościach przeróbki blendy smolistej z Jachymowa jest bezpośrednim rodzicem aktynu i posiada okres zbliżony do 30000 lat. Protaktyn wysyła promienie  $\alpha$  i  $\gamma$ . Na podstawie niektórych własności chemicznych wnioskujemy, że jest to wyższy homolog tantalu (l. at. 90), wszelako tlenek protaktynu nie posiada wyraźnych własności kwasowych i raczej zachowuje się jak słaba zasada, jak to wynika z doświadczeń *Grossego*. *Grosse* opracował metodę cząstkowej krystalizacji chlorków cyrkonu i protaktynu, opartą na koncentrowaniu się *Pa* w roztwo-

rze i otrzymał kilka centygramów tego radiopierwiastka w stanie chemicznie czystym. Zawartość protaktynu w minerałach uranowych jest porównywalna z zawartością radu, można przeto przypuszczać, że uda się go wydzielić w ilości wystarczającej do oznaczenia ciężaru atomowego.

Protaktyn w postaci tlenku lub wodorotlenku rozpuszcza się łatwo, podobnie jak tantal, w kwasie fluorowodorowym. Tlenek (zapewne  $Pa_2O_3$ ) jest to biały proszek, topiący się w bardzo wysokiej temperaturze i nierozpuszczalny po wyprażeniu w  $HCl$ ,  $HNO_3$  i  $H_2SO_4$ . W celu oddzielenia go od  $Ta$ , tlenek należy stopić z  $NaHSO_4$ , dodać wody i rozpuścić w  $H_2SO_4$ . Po stopieniu z  $Na_2CO_3$  i dodaniu wody,  $Ta$  rozpuszcza się,  $Pa$  zaś pozostaje w osadzie.  $Pa$  strąca się ilościowo nadmiarem kwasu fosforowego z kwaśnych roztworów chlorku, azotanu lub siarczanu.

*Aktyln.* Aktyln ma własności chemiczne upodabniające go do ziem rzadkich, wydziela się z minerału razem z grupą tych ciał, może być jednak od nich oddzielony tylko drogą uciążliwego frakcjonowania. Aktyln nie daje bezpośrednio żadnego dostrzegalnego promieniowania, toteż jego obecność ujawnia się tylko promieniowaniem powoli nagromadzających się pierwiastków pochodnych (§ 132); wskutek tego aktywność świeżo sporządzonego aktynu wzrasta w ciągu kilku miesięcy. Ponieważ okres wynosi około 10 lat, przeto aktyln razem z pierwiastkami pochodnymi tworzy zbiór, praktycznie biorąc, trwały, dający złożone promieniowanie  $\alpha$ ,  $\beta$  i  $\gamma$ .

Podobnie jak polon i rad, aktyln został najpierw znaleziony w blendzie smolistej, zawierającej w dosyć małej ilości ziemie rzadkie, głównie z grupy cerowej, mianowicie: cer, lantan, prazeodym, neodym i samar; najczęściej do tej grupy dołącza się mała przymieszka toru. W tej mieszaninie ciał o zbliżonych własnościach tor jest najsłabiej zasadowy, lantan zaś najsilniej, aktyln jest najbardziej podobny do lantanu, od którego różni się jeszcze silniejszym charakterem zasadowym.

Aktyln strąca się w postaci wodorotlenku, fluorku lub szczawianu z torem i pierwiastkami ziem rzadkich. (Strącenie mniej zupełne niż w przypadku  $La$ ). Cer i tor można oddzielić zwykłymi sposobami, aktyln zostaje wówczas z rzadkimi ziemiami, które następnie kolejno oddzielamy, frakcjonując systematycznie podwójne azotany amoniakalne w roztworze azotowym. Aktyln, podobnie jak lantan, przechodzi do frakcyj najmniej rozpuszczalnych. W celu wzbogacenia lantanu zawierającego aktyln, stosujemy z powodzeniem cząstkowe strącanie szczawianu w roztworze azotowym, przy czym aktyln koncentruje się w roztworze (*Maria Curie* i współpracownicy). Za pomocą tej metody otrzymano niedawno z minerałów uranowych z Haut Katanga kilka gramów tlenku lantanu, zawierającego 1 do 2 mg aktynu; jest to ilość odpowiadająca w mineralu 10 tonom uranu.

Sole  $Ac$  i  $La$  są izomorficzne, jak to wynika z prawidłowego prze-

biegu cząstkowej krystalizacji, można przeto przyjąć, że związki chemiczne aktynu są analogiczne do związków lantanu i wyrażają się wzorami chemicznymi tego samego typu. Aktynowi przypisujemy w układzie periodycznym miejsce dotąd nie zajęte, położone w ostatnim wierszu i trzeciej kolumnie (l. at. 89).

*Radioaktywny Aktyn X.* Ciała te są to pochodne aktynu i są otrzymywane z tego ostatniego. Radioaktywny (*Hahn*), izotop toru (l. at. 90) posiada okres 18,9 dni i wysyła promienie  $\alpha$  wraz ze słabym promieniowaniem  $\beta$  i  $\gamma$ . Dla oddzielenia radioaktywnego od aktynu posługujemy się tymi samymi metodami, co dla oddzielenia toru od lantanu. Radioaktywny zamienia się w aktyn *X* (*Giesel*, *Godlewski*), którego okres wynosi 11,2 dni, promieniowanie zaś jest podobnego charakteru, jak promieniowanie radioaktywnego. Aktyn *X* jest izotopem radu (l. at. 88). Z roztworu zawierającego aktyn, radioaktywny i aktyn *X* można, strącić amoniakiem dwa pierwsze pierwiastki; aktyn *X* pozostaje wówczas w roztworze. Aktyn *X* jest substancją macierzystą *aktynowu* (gazu promieniotwórczego), z którego powstaje *aktywny osad* aktynu, składający się z kilku radiopierwiastków (rozd. IX i X).

#### Pochodne toru.

*Mezotor 1.* Mezotor 1, odkryty przez *O. Hahna*, oddziela się razem z radem z minerałów zawierających uran i rad (toryt, torianit i monazyt). Preparaty mezotoru 1 wysyłają promienie  $\beta$  i  $\gamma$  należące w rzeczywistości do innego radiopierwiastka, mianowicie mezotoru 2; jest to pierwiastek krótkotrwały, który daje się strącić amoniakiem, po wytrąceniu zaś znowu narasta w roztworze. Mezotor 1 nie wysyła żadnego dostrzegalnego promieniowania; jako izotop radu nie może być oddzielony od niego (l. at. 88); okres mezotoru wynosi 6,7 lat. Mezotor 1 jest używany w lecznictwie w podobnym zakresie co rad i jest otrzymywany fabrycznie jako uboczny produkt fabrykacji torowych koszulek do palników gazowo-żarowych.

Mezotor 2 jest izotopem aktynu (l. at. 89); jakkolwiek jego okres jest dosyć krótki (6,2 godzin), jednakże udało się zbadać jego własności chemiczne (*Jowanowicz*) i tą drogą zdobyć szereg wiadomości o aktynie, którego badanie wymaga, jak to widzieliśmy, bardzo długiego czasu. Jest to przykład stosowania wskaźników promieniotwórczych (§ 121).

W celu oddzielenia *MTh2* od *MTh1*, posługujemy się najczęściej krystalizacją w stężonym kwasie solnym w obecności baru. *MTh2* pozostaje wówczas w roztworze, natomiast chlorek *MTh1* wykryształizowuje się razem z  $BaCl_2$ .

Mezotor jest substancją macierzystą *radiotoru*. Z roztworu przechowywanego w ciągu dostatecznie długiego czasu można wytrącić amoniakiem nagromadzony radiotor drogą dodania kilku miligramów pierwiastka porywającego. Podczas opisanej poprzednio krystalizacji *MTh1*,

radiotor pozostaje w roztworze razem z  $MTh_2$ , jeżeli jednak będziemy powtarzali tę operację wielokrotnie i codziennie, otrzymamy w końcu  $MTh_2$  wolny od  $RTh$ , ponieważ proces powstawania obu tych pierwiastków odbywa się z różną szybkością.

*Radiotor. Tor X.* Radiotor został odkryty przez *O. Hahna* w torianicie z Cejlonu, którego kilkaset kilogramów było uprzednio traktowane w celu wydobycia radu. Ten minerał składa się w przeważnej części z tlenku toru, zawiera jednak również pewną ilość tlenku uranu, a zatem i rad. Kiedy podjęto cząstkową krystalizację radonośnego chlorku baru, pochodzącego z tego minerału, zauważono, że w miarę jak rad nagromadza się w części najmniej rozpuszczalnej, we frakcji najbardziej rozpuszczalnej koncentruje się nowe nieznanne dotąd ciało, posiadające własności promieniotwórcze toru, jednakże w znacznie silniejszym stopniu; ciało to wydziela obficie gaz promieniotwórczy, otrzymywany ze związków toru i noszący nazwę *toronu*, czyli emanacji toru (§ 43). Nowy radiopierwiastek, odpowiedzialny za wytwarzanie toronu, otrzymał nazwę radiotoru; wiemy dzisiaj, że jest to pierwiastek pochodny toru i znajduje się w jego związkach. Radiotor wykryto również w osadach niektórych *gorących źródeł* w Sabaudii (*Blanc*). Radiotor jest to izotop toru (l. at. 90) i posiada okres równy 1,9 lat. Promieniowanie radiotoru składa się głównie z promieni  $\alpha$  i ze stosunkowo słabego promieniowania  $\beta$ . Z radiotoru powstaje krótkotrwały tor *X* (*Rutherford* i *Soddy*) (izotop radu o okresie 3,64 dni; promienie  $\alpha$  i słabe promieniowanie  $\beta$ ), używany w medycynie i otrzymywany z roztworu radiotoru drogą dodania amoniaku lub wody utlenionej; radiotor strąca się wówczas razem z torem, tor *X* zaś pozostaje w roztworze. Tor *X* jest bezpośrednim rodzicem toronu, który z kolei przeobraża się w szereg innych pierwiastków stanowiących osad aktywny toru.

---

## ROZDZIAŁ VIII

### MINERAŁY PROMIENIOTWÓRCZE I OTRZYMYWANIE RADIOPIERWIASTKÓW

#### § 40. Minerale promieniotwórcze.

Znany wielką liczbę minerałów promieniotwórczych. Są to minerały uranowe i torowe, zawierające oba te pierwiastki w różnych proporcjach, a oprócz nich wiele pierwiastków niepromieniotwórczych. Od chwili odkrycia radu zajęto się gorliwie poszukiwaniem tych minerałów i wykryto je w różnych częściach kuli ziemskiej. Minerale promieniotwórcze zawierają również pierwiastki pochodzące od uranu i toru w ilościach proporcjonalnych do ilości pierwiastków macierzystych. Niektóre spośród nadających się do przeróbki minerałów uranowych są prawie zupełnie wolne od toru; wydobywany z nich rad nie zawiera mezotoru. Natomiast minerały torowe używane w przemyśle zawierają zawsze znaczną domieszkę uranu i dlatego w preparatach torowych znajdujemy również pierwiastki pochodne uranu. Tak np. otrzymywany chemicznie mezotor zawiera rad. Taka mieszanina posiada mniejszą wartość niż preparat radu wysyłający promieniowanie tej samej mocy, gdyż mezotor zanika do połowy w ciągu 6,7 lat, gdy tymczasem rad ma okres 1600 lat; jest zatem, praktycznie biorąc, niezmienny.

Niekiedy znajdujemy zwarte minerały promieniotwórcze, najczęściej jednak spotykamy je w postaci rozproszonej. W pierwszym przypadku mamy do czynienia z kryształami o dosyć znacznej objętości lub bryłami rozrzuconymi w masywach skalnych, w żyłach lub kieszeniach. W drugim przypadku minerały promieniotwórcze są ściśle zmieszane z otaczającą je skałą lub glebą i są rozsiane w całym obszarze w postaci bardzo małych kryształków. Przemysł zużytkowuje dzisiaj dla fabrykacji radu nie tylko bogate minerały, zawierające 50 mg lub więcej radu w tonie, lecz również materiał ubogi, dostarczający zaledwie kilku miligramów radu na tona. Stosunek ilości radu do ilości uranu w minerałach ma wartość stałą, wynoszącą  $3,4 \cdot 10^{-7}$  (§ 124). Stąd wynika, że żaden minerał nie może zawierać więcej niż 340 mg radu na tona uranu.

Istnieją dwie proste metody rozpoznawania promieniotwórczości minerałów. Pierwsza polega na tym, że kładziemy kawałek minerału w ciemnym pokoju na kliszy fotograficznej i wywołujemy ją po ekspozycji.



zycji trwającej dobę; na otrzymanym zdjęciu ciemne miejsca odpowiadają aktywnym częściom mineralu, jasne zaś częściom nieaktywnym (tabl. VI, fig. 2, 3). Drugi sposób jest oparty na jonizacji powietrza: drobno sproszkowany minerał umieszczamy na krążku, który wprowadzamy do komory jonizacyjnej, połączonej z elektrometrem lub elektroskopem. Do szybkiego badania terenów używa się obu sposobów; istnieją specjalne przenośne elektroskopy służące do tego celu. Pierwotne jednolite minerały uranowe, składające się z mniej lub więcej czystego tlenku uranu, są czarne i ciężkie; czarne lub ciemnobrunatne są również minerały, w których obok uranu znajdują się kwasy: tantalowy, niobowy i tytanowy (samarskit, betafit itp.). Istnieją również minerały uranowe o żywym zabarwieniu. Są one znacznie późniejszego pochodzenia i powstały drogą chemicznej przemiany mineralów pierwotnych (autunit, kiuryt). Minerale torowe są na ogół ciemno lub jasnobrunatne (toryt, torianit, oranżyt, monazyt itp.)<sup>1)</sup>.

Poniżej dajemy opis niektórych ważniejszych mineralów,<sup>2)</sup> w §§ 41 i 42 będzie mowa o głównych sposobach przeróbki mineralów uranowych oraz uranowo-torowych<sup>3)</sup>.

#### a) Minerale tlenku $U$ lub $U$ i $Th$ :

*Blenda smolista (uraninit)* zawierająca od 30 do 80%  $U$  w postaci tlenków  $UO_2$  i  $UO_3$ ; brak lub ślady  $Th$ ; sporo innych pierwiastków w drobnych ilościach:  $Si$ ,  $Fe$ ,  $Mg$ ,  $Ca$ ,  $Ba$ ,  $Sb$ ,  $Cu$ ,  $Pb$ ,  $Bi$  itd. Budowa ścisła lub krystaliczna (Jachymów w Czechosłowacji, Anglia, St. Zjednoczone, Kongo Belgijskie, Kanada).

*Broggerit, kleweit* itp. Minerale krystalicznego tlenku uranu, niekiedy zawierające  $ThO_2$  w różnych proporcjach (Norwegia, St. Zjednoczone).

*Torianity*. Minerale krystalicznych tlenków  $Th$  i  $U$  zawierające znacznie więcej  $Th$  niż  $U$ , np. 65%  $Th$ , 10%  $U$  (Cejlon).

#### b) Uwodnione minerale wtórne:

*Bekierelit* ( $UO_3 \cdot 2H_2O$ ), 72%  $U$ , *kiuryt* ( $2PbO$ ,  $5UO_3$ ,  $4H_2O$ ) uranian ołowiu, 55%  $U$ , *kasolit* ( $3PbO$ ,  $3UO_3$ ,  $3SiO_2$ ), 40%  $U$ , krzemouranian ołowiu (Kongo Belgijskie).

#### c) Uwodnione krzemiany:

*Oranżyt*, 66%  $Th$ , 1%  $U$ ; *toryt*, 45—65%  $Th$ , 9%  $U$  (Norwegia).

#### d) Fosforany:

*Autunit* ( $Ca$ ,  $2UO_2$ ,  $2PO_4$ ,  $8H_2O$ ), fosforan wapnia i uranylu, ok. 50%  $U$ , zielone blaszki krystaliczne (Portugalia, Tonkin).

*Chalkolit, torbernit* ( $Cu$ ,  $2UO_2$ ,  $2PO_4$ ,  $8H_2O$ ), fosforan  $Cu$  i uranylu, ok. 50%  $U$ , zielone kryształy (Kornwalia, Portugalia).

*Monazyt*, fosforan ziem rzadkich, głównie cerowych ( $CePO_4$ ), zawierający ok. 10%  $Th$  i ok. 1%  $U$  (Brazylia, St. Zjednoczone, Indie).

<sup>1)</sup> Instytut Radowy w Paryżu posiada zbiór mineralów promieniotwórczych.

<sup>2)</sup> Zawartości  $U$  i  $Th$  są podane tylko dla orientacji, ponieważ w większości mineralów wahają się w dosyć znacznych granicach.

<sup>3)</sup> Porównaj «Le Radium et les Radioéléments» przez Maurice Curie. Paryż 1925.

## e) Wanadziały:

*Karnotyt*, uwodniony wanadzan  $UO_2$  i  $K$ , ok. 50%  $U$ , żółty proszek krystaliczny (St. Zjednoczone).

*Ferganit*, *tujamunit*, składające się z  $UO_3$  i  $V_2O_5$ , ok. 50%  $U$  (Turkistan).

## f) Niobiany, tantalany, tytaniany:

*Samarskit*, niobian i tantalany ziem rzadkich (głównie itrowych, 3—15%  $U$ , 4%  $Th$ ) (Rosja, St. Zjednoczone, Indie, Madagaskar).

*Betafit*, krystaliczny tytanoniobian i tantalany uranu, 25%  $U$ , 1%  $Th$  (Madagaskar).

*Euksenit*, niobian i tytaniany ziem rzadkich (itrowych), 3 do 13%  $U$ , 6%  $Th$  (Norwegia, St. Zjednoczone, Madagaskar).

## § 41. Minerale uranowe zawierające tylko ślady toru.

## Przeróbka blendy smolistej.

Główne minerale używane do otrzymywania radu są następujące: blenda smolista, autunit, karnotyt, betafit<sup>1)</sup>. Niektóre z nich zawierają tak mało toru, że stosunek  $Th/U$  jest rzędu  $10^{-5}$  (blenda smolista z Jachymowa i z Wysokiej Katangi). W betaficie stosunek ten jest nieco wyższy (od 1 do 4%). Blenda smolista z Jachymowa jest to minerał, który posłużył do odkrycia polonu i radu; eksploatowana dawniej w celu wydobywania uranu, obecnie dla fabrykacji radu<sup>2)</sup>, znajduje się razem z dolomitem i kwarcem w żyłach położonych w wielkiej głębokości (500 m i więcej) w granitowym masywie tego terenu. Skład chemiczny blendy smolistej jest zmienny i dość zawiły. Oto przykład:

$U_3O_8$	16,82	CaO	2,45
$Fe_2$	4,00	MgO	0,19
PbO	4,63	$K_2O$	0,28
$Bi_2O_3$	0,67	$Na_2$	1,19
$As_2O_5$	0,82	rzadkie ziemie	0,52
ZnO	0,22	$H_2O$	3,25
MnO	0,04	S	1,15
$SiO_2$	5,07	tor	ślady

Blenda smolista pochodząca z Konga belgijskiego (Wysoka Katanga) znajduje się w kieszeniach obok skał osadowych minerałów wtórnych, które powstały z niej pod działaniem różnych czynników fizycznych i chemicznych: chalkolitu, kasolitu itd.<sup>3)</sup>. W Kanadzie znaleziono rozległe

<sup>1)</sup> Pierwsza fabryka radu została założona w r. 1904 we Francji przez Armet de Lisle'a.

<sup>2)</sup> Dawniej przez rząd austriacki, obecnie przez rząd czechosłowacki. Po ekstrakcji uranu rozcieńczonym kwasem siarkowym pozostaje mieszanina nierozpuszczalnych siarczanów, zawierająca rad, która posłużyła jako surowy materiał do otrzymywania tego pierwiastka.

<sup>3)</sup> Minerale te są przerabiane w Oolen w Belgii i stanowią obecnie główne źródło radu.

żyły blendy smolistej w pobliżu koła biegunowego w starych skałach osadowych.

Główne czynności służące do otrzymania radu są następujące: 1) rozpuszczanie minerału, do którego dodaje się stosowną ilość baru w celu porywania radu, 2) oddzielanie surowych siarczanów, zawierających radonośny bar, 3) oczyszczanie siarczanów i ich przekształcanie na chlorek radonośnego baru, 4) frakcjonowanie chlorku radonośnego baru w celu otrzymania soli o dużej zawartości radu, 5) oczyszczanie skoncentrowanego chlorku i ostateczne frakcjonowanie chlorków lub bromków.

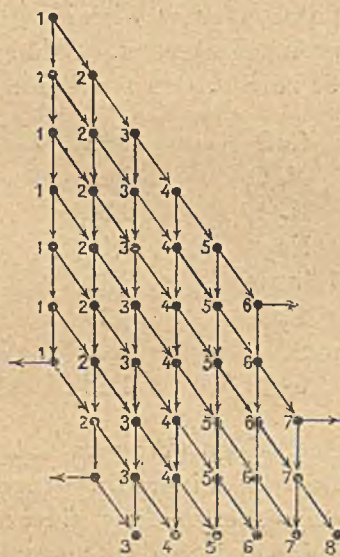
Te czynności są przedstawione schematycznie na tablicy I.

Jak widać, w trakcie operacji różne radiopierwiastki koncentrują się w niektórych frakcjach. Należy zaznaczyć, że ten schemat jest przystosowany do swego głównego celu, mianowicie otrzymania radu i uranu; inne radiopierwiastki nie zostały uwzględnione w tym samym stopniu i ulegają rozproszeniu podczas kolejnych operacji.

Zazwyczaj traktuje się blendę smolistą rozcieńczonym kwasem siarkowym; niekiedy jednak należy poprzedzić rozpuszczanie wyprażaniem mineralu drobno sproszkowanego i zmieszanego z węglanem sodu. Frakcjonowanie chlorków (metoda opracowana przez *Marię Curie*) stanowi podstawowy rys przeróbki minerałów radowych. Frakcjonowania dokonuje się najpierw w roztworze wodnym. W miarę jak oddzielanie soli

radowych postępuje, jest rzeczą korzystną wykonywać krystalizację w roztworze coraz to silniej zakwaszonym, co zmniejsza rozpuszczalność, a zarazem ułatwia usuwanie niektórych zanieczyszczeń (*Fe, Ca*, ziemie rzadkie). Najczęściej nie doprowadza się frakcjonowania aż do otrzymania czystej soli radowej i przestaje się na stopniu czystości, zależnym od wymagań odbiorcy (50 do 90%). W celu frakcjonowania preparatów bardzo skoncentrowanych zastępuje się chlorki bromkami (*Giesel*).

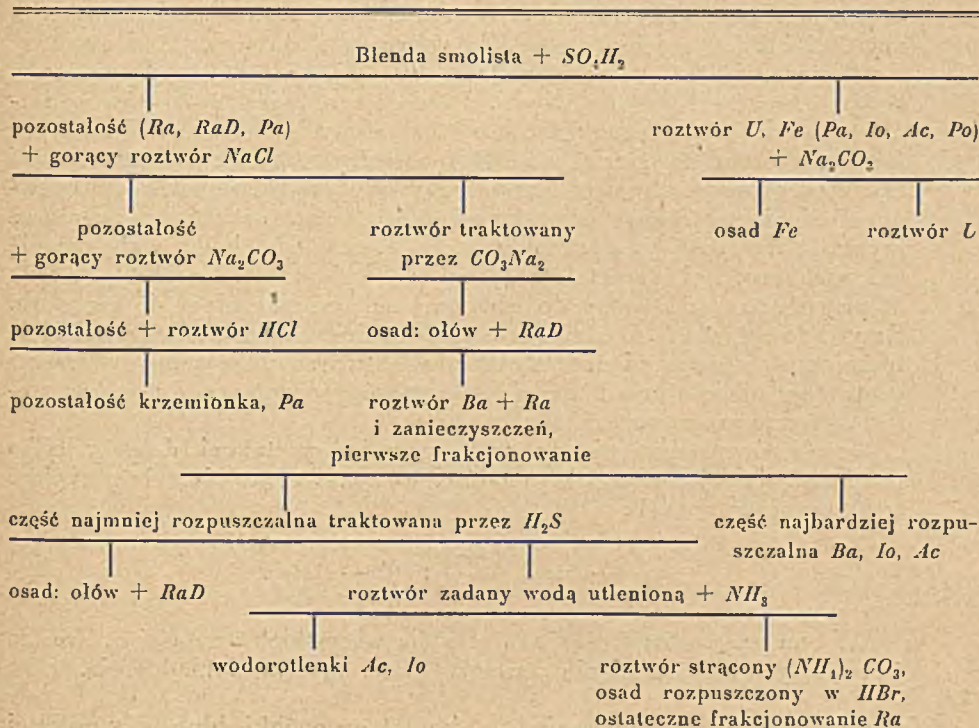
Schemat frakcjonowania jest przedstawiony na rys. 61. Najpierw należy sporządzić roztwór soli barowo-radowej (frakcja 1) nasycony w temperaturze zbliżonej do 100°; podczas stygnięcia część soli wypada z roztworu w postaci kryształów, w których stosunek *Ra/Ba* jest większy niż we frakcji 1. Oddzielając kryształy od cieczy macierzystej otrzymujemy frakcje 1<sub>1</sub> (kryształy) i 2<sub>1</sub> (ciecz), z których każdą poddaje się tym samym



Rys. 61.

czynnościom co 1. To frakcjonowanie drugiego rzędu daje trzy frakcje: kryształy z (1<sub>1</sub>), oznaczone jako (1<sub>2</sub>), ciecz macierzysta z (1<sub>1</sub>), którą łączy się z kryształami z (2<sub>1</sub>) i oznacza przez (2<sub>2</sub>), ciecz macierzysta z (2<sub>1</sub>) oznaczoną (3<sub>2</sub>). W podobny sposób frakcjonowanie trzeciego rzędu daje 4 frakcje; tak samo postępuje się w dalszym ciągu aż do

TABLICA I

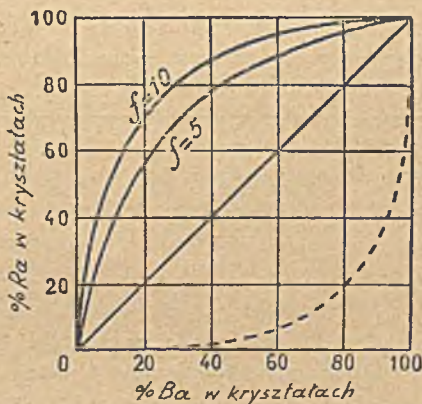


otrzymania cieczy macierzystej, dostatecznie ubogiej pod względem zawartości radu, aby ją można było usunąć, co wskazuje strzałka skierowana na prawo. Z drugiej strony usuwa się również kryształy bardzo skoncentrowane, gdy ich ilość jest zbyt mała dla dalszego frakcjonowania (strzałka wskazująca na lewo). Kryształy wzbogacone zbiera się razem i potem poddaje nowemu frakcjonowaniu; ostatecznym wynikiem wszystkich czynności jest otrzymanie w czołowych kryształach czystej soli radowej.

Jeżeli, jak to dzieje się w tym przypadku, wykrysztalizowuje się sole izomorficzne, tworzące roztwór stały w dowolnej proporcji, wówczas frakcjonowanie odbywa się w sposób bardzo prawidłowy. Krzywe na rys. 62 ilustrują wzajemną zależność  $y$  i  $x$  ilości  $Ra$  i  $Ba$  w kryształach, tj. wyrażonych w % całkowitej ilości

każdego z tych pierwiastków w pierwotnym roztworze. Możemy zdefiniować współczynnik wzbogacania  $y/x$  oraz współczynnik podziału  $f$ :

$$\frac{y}{x} = \frac{\% Ra kr}{\% Ba kr}; \quad f = \frac{Ra kr}{Ba kr} : \frac{Ra roztw.}{Ba roztw.} = \frac{y}{x} : \frac{1-y}{1-x}$$



Rys. 62.

Współczynnik  $f$  zależy od temperatury i od rodzaju użytej soli. Np. w przypadku chlorku mamy  $f = 5$  w  $20^\circ$ ; jeżeli roztwór nasycony między 90% i 100% oziębiny do  $20^\circ$ , wówczas ilość wykrystalizowanego  $BaCl_2$  wynosi 35%, ilość zaś  $RaCl_2$  70%, tj.  $y/x = 2$ . W przypadku bromku  $f = 9$  lub jeszcze więcej. Rad jest rozmieszczony równomiernie w masie krystalicznej; istnienie określonych związków liczbowych świadczy o tym, że podział  $Ra$  i  $Ba$  pomiędzy roztworem i kryształami jest zjawiskiem równowagi faz; równowaga ta może jednak być do pewnego stopnia zakłócona wskutek niejednorodności roztworu, a zwłaszcza kryształów. Jeżeli  $f = 1$ , mamy  $y/x = 1$ , tj. nie zachodzi wzbogacanie ani roztworu, ani kryształów (przypadek pierwiastków izotopowych). W przypadku  $f < 1$  mamy do czynienia ze wzbogacaniem się roztworu. Krzywa kropkowana, ilustrująca ten przypadek, przedstawia krystalizację frakcjonowaną szczawianów  $La$  i  $Ac$  w roztworze zakwaszonym kwasem azotowym; odcięte przedstawiają zawartość procentową  $La$  w kryształach, rzędne zaś zawartość  $Ac$ .

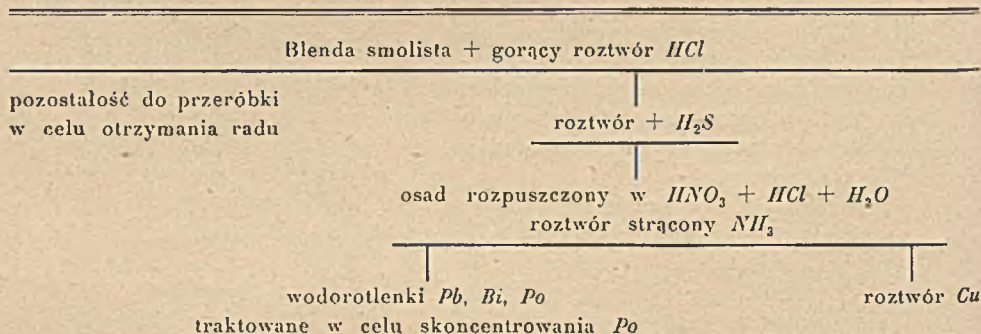
Jeżeli równowaga między roztworem i kryształami dotyczy tylko powierzchniowej warstwy kryształów, wówczas równanie należy napisać w następujący sposób:

$$\frac{dy}{dx} = \Delta \frac{1-y}{1-x}; \quad (\Delta - \text{stała}).$$

W tym przypadku  $f$  nie jest stałe dla wszystkich wartości  $x$ . Zresztą żadna z tych zależności nie sprawdza się z zupełną dokładnością.

Na tablicy II jest przedstawiony schemat przeróbki blendy smolistej w celu otrzymywania polonu. Oddzielenie polonu od bizmutu, ołowiu i innych łatwo redukujących się metali opiera się na zastosowaniu własności chemicznych i elektrochemicznych polonu opisanych w § 39.

TABLICA II.

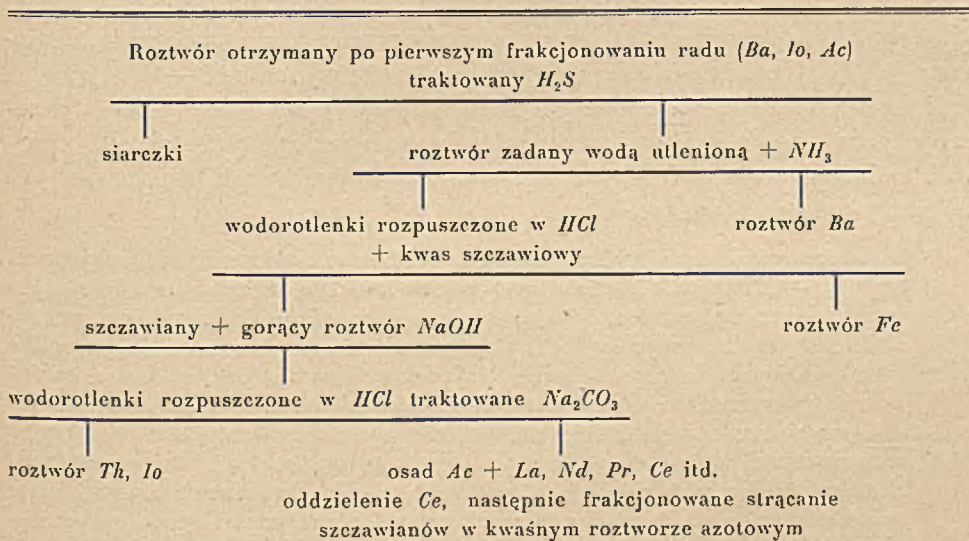


Jak widać na tablicy I, radioołów (ołów +  $RaD$ ) jest jednym z ubocznych produktów fabrykacji radu; pierwiastek ten daje się oddzielić od minerału prawie całkowicie, stosunkowa zawartość  $RaD$  jest tym większa, im minerał zawiera mniej nieaktywnego, tj. zwykłego ołowiu. Radioołów bywa używany jako źródło polonu, który powstaje z  $RaD$ . Istnieje kilka sposobów wydobywania polonu nagromadzonego w radioołowiu:

1), strąca się ołów kwasem solnym w kwaśnym roztworze azotowym, przy czym polon pozostaje w roztworze. 2), polon osadza się drogą elektrochemiczną na blaszkach miedzianych lub srebrnych zanurzonych w roztworze radioołowiu; 3) polon porywa się koloidalnym osadem wodorotlenku żelazowego.

Spośród innych ubocznych produktów fabrykacji radu należy wymienić protaktyn, który znajduje się bądź w ostatecznej pozostałości procesu rozpuszczania, składającej się głównie (p. tablica I) z krzemionki, bądź w kwaśnym siarkowym roztworze uranu. Jon i aktyn znajdują się również częściowo w tym roztworze, częściowo zaś pozostają razem z nierozpuszczalnymi siarczanami i podczas pierwszej fazy frakcjonowania są przeważnie usuwane razem z frakcjami zawierającymi bar. Tablica III podaje schemat przeróbki służącej do wydobycia tych ciał, mianowicie z jednej strony mieszaniny toru i jonu, z drugiej zaś aktynu towarzyszącego lantanowi. W tej przeróbce można zastąpić kwas szczawiowy fluorowodorem, o ile rozporządza się odpowiednimi naczyniami.

TABLICA III.



Ograniczymy się tylko do niektórych wskazówek, dotyczących przeróbki innych minerałów używanych w przemyśle radu. Główne operacje są te same co w przypadku blendy smolistej, ale sposoby używane do rozpuszczania minerału i do otrzymywania siarczanów w postaci surowej mogą być różne, w zależności od natury minerału.

Karnotył, wanadzan uranu, znajdujący się głównie w Stanach Zjednoczonych i autunit, fosforan uranu i wapnia, wydobywany przeważnie w Portugalii, mogą być rozpuszczane w niektórych przypadkach na gorąco w rozcieńczonym kwasie solnym; z roztworu wytrąca się następnie su-

rowe siarczany. W innych przypadkach jest rzeczą korzystną poprzedzić działanie rozcieńczonego kwasu solnego stopieniem z węglanem sodu.

Betafit, mineral z Madagaskaru, zawierający uran wraz z kwasem niobowym, tytanowym i tantalowym stapia się z ługiem sodowym i węglanem sodu w celu rozpuszczenia kwasów rzadkich ziem. Można również dokonać stopienia z kwaśnym siarczanem sodu i zalać wodą; radio-nośny siarczan baru pozostaje w osadzie wraz z kwasami rzadkich ziem, które można następnie oddzielić za pomocą fluorowodoru lub stopienia z ługiem sodowym.

#### § 42. Minerale torowo-uranowe.

Niektóre minerale torowe z bardzo małą domieszką uranu, np. toryty, są interesujące pod względem naukowym z tego powodu, że zawierają prawie wyłącznie pochodne toru. Jednakże minerale używane w przemyśle (torianit, monazyt) charakteryzują się dosyć znacznym stosunkiem uranu do toru, toteż w promieniowaniu biorą udział pochodne obu pierwiastków w porównywalnych proporcjach.

Torianit jest to mineral z dużą zawartością toru, znajdujący się na Cejlonie w postaci małych kryształów sześciennych. Przeróbka kilkuset kilogramów tego mineralu doprowadziła do odkrycia mezotoru i radiotoru (§ 39). Zawartość toru w torianicie może wynosić 60 — 80%, zawartość uranu 10 do 20%. Monazyt jest uboższy w tor, jest jednak przetwarzany na wielką skalę w przemyśle koszulek gazowo-żarowych, ponieważ znajduje się w wielkiej ilości w Brazylii i Stanach Zjednoczonych w tzw. piaskach monazytowych.

Monazyt, jest to krystaliczny fosforan rzadkich ziem, zawierający na ogół 6 — 12% toru. Mineral rozpuszcza się na gorąco w kwasie siarkowym, siarczany rozpuszczalne są usuwane; wśród siarczanów nierozpuszczalnych znajduje się bar, a razem z nim rad i mezotor 1. Przeróbka tych surowych siarczanów nie różni się w zasadzie od tej, którą opisaliśmy poprzednio. W cząstkowej krystalizacji rad i mezotor 1 oddzielają się w czołowych frakcjach, w końcowych zaś — radiotor powstający stopniowo z mezotoru. Krystalizację posuwa się aż do otrzymania chlorku lub bromku radowego, wolnego od *Ba* i zawierającego mezotor w ilości niedostrzegalnej za pomocą wagi; dalsze krystalizacje nie zmieniają już substancji otrzymanej w ten sposób. Wszelako udział drobnej ilości mezotoru w promieniowaniu jest tak znaczny, że niektóre produkty dają w miesiac po przyrządzeniu promienie  $\gamma$ , których 75% pochodzi od mezotoru (wskutek utworzenia się mezotoru 2), 25% zaś od radu (wskutek utworzenia się *RaC*). Całkowite promieniowanie  $\gamma$  wzrasta jeszcze w ciągu około trzech lat wskutek powstawania radiotoru i ciał od niego pochodnych. Promieniowanie osiąga następnie maximum, po czym zmniejsza się ponieważ mezotor 1 ulega zanikowi; po upływie 50 lat promieniowanie pochodzi, praktycznie biorąc, od radu, którego ilość jest wówczas o 2% mniejsza od początkowej.

## ROZDZIAŁ IX

### GAZY PROMIENIOTWÓRCZE

#### § 43. Emanacje.

Wśród krótkotrwałych pierwiastków pochodzących od uranu i toru spotykamy trzy promieniotwórcze gazy zwane dawniej powszechnie *emanacjami* radu, toru i aktynu;<sup>1)</sup> obecnie przyjęte są inne nazwy, mianowicie: radon, toron i aktynon (symbole: *Rn*, *Tn*, *An*). Radon wydziela się ze związków radu, który jest jego bezpośrednim rodzicem; toron powstaje ze związków toru, zawierających substancję macierzystą toronu *X*; wreszcie aktynon pochodzi od aktynu za pośrednictwem radioaktywności i aktynu *X*.

W celu otrzymania któregośkolwiek z tych gazów wystarczy zebrać powietrze, które pozostawało w ciągu pewnego czasu w zetknięciu z substancjami macierzystymi; prąd jakiegokolwiek gazu, przechodzący przez te substancje unosi wytwarzane przez nie emanacje. Wszystkie emanacje zachowują się w ten sam sposób co zwykle, bardzo rozcieńczone gazy.

Możemy wykryć istnienie emanacji w badanym gazie wprowadzając go do komory jonizacyjnej lub do naczynia, zawierającego jakąś substancję fosforyzującą, np. siarczek cynku; ciała tego rodzaju świecą w obecności emanacji.

Każda z trzech emanacji ulega przemianie dając początek szeregowi pierwiastków pochodnych, nazwanych *osadem aktywnym*, ponieważ są to ciała stałe, osiadające na ściankach znajdujących się w zetknięciu z emanacją. Osady aktywne posiadają własne promieniowanie, składające się z promieni  $\alpha$ ,  $\beta$  i  $\gamma$ . Emanacje wysyłają promienie  $\alpha$ ; jak dotąd, stwierdzono istnienie promieni przenikliwych tylko w przypadku aktynonu. Emanacje mogą być badane w określonych warunkach za pomocą promieni przenikliwych, wysyłanych przez należące do nich aktywne osady. W następnym rozdziale zajmiemy się szczegółowo zagadnieniem osadów aktywnych.



## § 44. Wyznaczanie stałej zaniku emanacyj.

Każdy radiopierwiastek ulega przemianom w ten sposób, że jego ilość  $q$  w chwili  $t$  wyraża się wzorem:

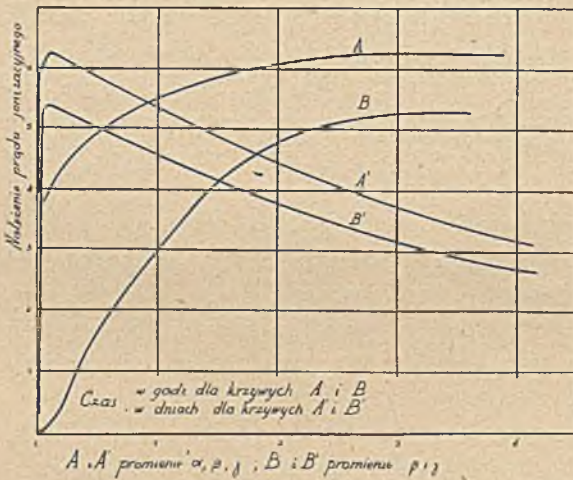
$$q = q_0 e^{-\lambda t},$$

gdzie  $q_0$  jest to ilość początkowa,  $\lambda$  stała zaniku charakteryzująca dany pierwiastek (rozdz. XI); ilość  $q$  zmniejsza się do połowy w ciągu czasu  $T$ , niezależnego od  $q$  i zwanego okresem:

$$e^{\lambda T} = 2; \quad \lambda T = \ln 2 = 0,693.$$

Krzywa przedstawiająca zależność  $\log q$  od  $t$  jest to prosta, z której nachylenia można wyliczyć  $\lambda$ .

*Radon.* W najprostszej metodzie badania stałej radonu wprowadza się gaz zawierający stosowną ilość radonu, powstającego w roztworze radu, do szczelnej, uprzednio opróżnionej, komory jonizacyjnej. Na rys. 63 krzywe  $A$  i  $A'$  (narysowane w różnych skalach czasu) przedstawiają natężenie prądu jonowego, jako funkcji czasu, w założeniu, że wprowadzenie gazu odbyło się



Rys. 63.

w ciągu czasu nieskończenie krótkiego. Prąd posiada wartość początkową  $I_0$  i wzrasta najpierw szybko, potem wolniej, przechodzi przez maximum po upływie około 3 godzin, po czym zmniejsza się w sposób prawidłowy. Prawo zaniku dąży do postaci wykładniczej z okresem zbliżonym do 3,8 dni, charakterystycznym dla radonu. Prąd początkowy pochodzi od promieni  $\alpha$  radonu; wzrost obserwowany pod-

czas pierwszych trzech godzin jest spowodowany stopniowym powstawaniem osadu promieniotwórczego, którego działanie pochodzi głównie od promieniowania  $\alpha$ , częściowo jednak również od promieniowania  $\beta$  i  $\gamma$ . Po upływie trzech godzin ustala się określony, niezmienny stosunek między ilością radonu a ilościami składników osadu; całość zmniejsza się wówczas zgodnie z prawem zaniku radonu (§ 62).

Zamiast wprowadzać radon do komory jonizacyjnej, można również zamknąć go w zalutowanej ampułce szklanej i mierzyć promieniowanie przenikliwe jako funkcję czasu (rys. 64). Po upływie trzech godzin od chwili wprowadzenia radonu do ampułki stwierdzamy, że prawo zaniku

jest takie samo jak w poprzednim doświadczeniu, efekt początkowy jest jednak w tym przypadku równy zeru (rys. 63, krzywe  $B$  i  $B'$ )<sup>1)</sup>, co dowodzi, że promienie  $\beta$  i  $\gamma$  należy przypisywać osadowi promieniotwórczemu, nie zaś radonowi.

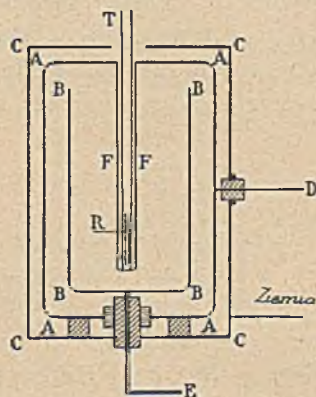
Następująca metoda pozwala badać zanik radonu niezależnie od osadu promieniotwórczego: daną ilość radonu dzielimy w *znanym stosunku* na kilka części; te części wprowadza się kolejno w określonych chwilach do komory jonizacyjnej; w każdym przypadku mierzy się prąd początkowy, po czym komorę się opróżnia, aby mogła być użyta do następnej frakcji. Wszystkie opisane tu metody dały wyniki zupełnie zgodne.

Ponieważ stała radonu ma wielkie znaczenie zarówno z punktu widzenia teoretycznego jak i praktycznego, przeto była przedmiotem pomiarów, wykonanych za pomocą specjalnie opracowanych precyzyjnych metod (*Bothe, I. Curie i C. Chamie*). Sądźmy dziś, że wartość tej stałej jest znana z dokładnością do 0,05% i wynosi

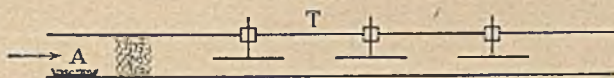
$$\lambda = 2,0985 \cdot 10^{-6} \text{ sek}^{-1}, \quad T = 3,823 \text{ dni.}$$

*Toron.* Toron otrzymujemy zazwyczaj drogą wydzielania ze stałego wodorotlenku toru. Można go wpuszczać wraz z powietrzem otaczającym substancję, w której powstaje, do gazowej komory jonizacyjnej i badać za pomocą metody stałego odchylenia natężenie prądu jonizacyjnego w zależności od czasu (§ 4). Natężenie prądu spada szybko wskutek zaniku toronu, natomiast ciała  $B$  i  $C$  tworzą się tak wolno, że nie odgrywają żadnej roli (p. § 54).

Można również używać metody prądu gazowego (rys. 65). Substancję wydzielającą toron umieszcza się w łożeczce  $A$ ; filtrowany przez watę



Rys. 64.  $A$  — komora jonizacyjna połączona w  $D$  z baterią;  $B$  — elektroda połączona w  $E$  z elektrometrem;  $C$  — osłona elektrostatyczna połączona z ziemią;  $T$  — rurka wchodząca w zamknięty u dołu walec przymocowany do górnej podstawy komory  $A$ ;  $R$  — rurka zawierająca radon umieszczona w rurce  $T$ . Jonizacja w komorze  $A$  jest wytworzona przez promienie  $\beta$  i  $\gamma$  wychodzące z  $R$  po przejściu przez ścianki rurek  $T$  i  $F$ .



Rys. 65.

prąd powietrza, którego prędkość jest znana, porywa toron wzdłuż rury  $T$ , zawierającej elektrody rozmieszczone w równych odległościach. Mierzmy jonowy prąd nasycenia, płynący między rurą i każdą z elektrod,

<sup>1)</sup> Wyrysowane w różnych skalach czasu.

nateżenie prądu maleje wraz z odległością od substancji wskutek zaniku toronu podczas przepływu.

Za pomocą obu opisanych metod znaleziono, że okres toronu wynosi 54,5 sekund.

*Aktynon.* Zanik aktynonu jest jeszcze szybszy niż toronu, toteż mógł być badany tylko za pomocą metody prądu gazowego; jako źródła aktynonu używa się jakiegokolwiek ziemi rzadkiej, zawierającej aktyn. Osad aktywny tworzy się szybko i nie może być zaniedbany; jeżeli prąd powietrza przepływa ze stałą prędkością w ciągu trzech godzin, ilość osadu aktynowego na ściankach rury i na elektrodach osiąga wartość proporcjonalną do koncentracji w okolicy danego przekroju rury. Wartość okresu wynosi 3,9 sekund (*Debierne*).

#### § 45. Dyfuzja. Wpływ.

Emanacje dyfundują w powietrzu jak zwykle gazy w stanie bardzo wielkiego rozcieńczenia, jednakże odległość na jaką mogą oddalić się od miejsca powstawania, jest zależna od czasu ich życia, gdyż emanacje ulegają zanikowi podczas dyfuzji. Tak np. w zwykłym powietrzu radon może wypełnić równomiernie nawet naczynie o dużych rozmiarach, w którym znajduje się roztwór radu, jeżeli zaś mamy dwa zbiorniki połączone, to w każdym z nich ustala się ilość proporcjonalna do objętości o ile temperatury są jednakowe. Natomiast w przypadku toronu i aktynonu, a zwłaszcza tego ostatniego, koncentracja w powietrzu zmniejsza się wraz z odległością od źródła. W naczyniu opróżnionym wszystkie emanacje osiągają jednostajną koncentrację.

Współczynnik dyfuzji  $D$  emanacji w powietrzu lub w innym gazie określamy wzorem

$$n u_x = - D \frac{\partial n}{\partial x},$$

gdzie  $n$  jest to koncentracja emanacji w danym punkcie,  $\frac{\partial n}{\partial x}$  składowa gradienta koncentracji w kierunku  $x$ ,  $u_x$  składowa prędkości dyfuzji w tym samym kierunku; inaczej mówiąc  $n u_x$  jest to ilość emanacji, przechodząca w jednostce czasu przez jednostkę powierzchni prostopadłej do kierunku  $x$ .

W celu wyznaczenia współczynnika  $D$  radonu zastosowano następującą metodę (*Curie i Danne*). Radon znajduje się w zbiorniku  $A$  o objętości  $v$  (rys. 66), który możemy połączyć z wielkim zbiornikiem  $B$  za pomocą rury włoskowatej o długości  $l$  i przekroju  $s$ . Za pomocą promieniowania przenikliwego, wchodzącego do komory jonizacyjnej, wyznacza się ilość radonu w zbiorniku  $A$  po ustaleniu się równowagi z osadem promieniotwórczym. Dopóki połączenie z rurką włoskowatą jest zamknięte, promieniowanie zmniejsza się zgodnie ze zwykłym prawem wykładniczym radonu

$$q = q_0 e^{-\lambda t}; \quad dq/dt = -\lambda q.$$

Z chwilą jednak, gdy połączenie jest otwarte, spadek staje się szybszy wskutek odpływu emanacji przez rurkę. Jeżeli zbiornik  $B$  jest dostatecznie wielki, aby można było zaniedbać koncentrację radonu przy końcu rurki, wówczas w stanie statecznym gradient koncentracji w rurce posiada wartość stałą i równą  $n/l$ , gdzie  $n$  jest to koncentracja w zbiorniku  $A$ ; przez każdy przekrój rurki przechodzi zatem w jednostce czasu ilość radonu równa  $Dns/l = Dqs/lv$ . Prawo zmniejszania się  $q$  jest wówczas następujące

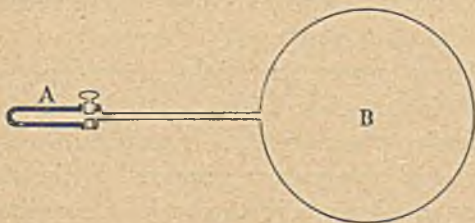
$$dq/dt = -(\lambda + Ds/lv)q = -\mu q, \text{ gdzie } \mu = \lambda + Ds/lv.$$

Promieniowanie zbiornika  $A$  zmniejsza się zgodnie z prawem wykładniczym; wyznaczając doświadczalnie wartość wykładnika  $\mu$  możemy wyliczyć  $D$ . Podczas trwania doświadczenia ciśnienie i temperatura w całej aparaturze muszą pozostawać niezmiennie.

Znaleziono, że współczynnik dyfuzji radonu w powietrzu w normalnych warunkach temperatury i ciśnienia wynosi  $D = 0,100 \text{ cm}^2/\text{sek}$ . Zgodnie z wymaganiami teorii kinetycznej gazów, współczynnik  $D$  wzrasta wraz z temperaturą i jest odwrotnie proporcjonalny do ciśnienia.

Opisana metoda nie nadaje się do pomiaru współczynników dyfuzji toronu i aktynonu, gdyż ich życie jest zbyt krótkie. W tym przypadku można używać metody następującej (*Rutherford, Debiere*).

Weźmy pod uwagę dyfuzję jednego z tych gazów w kierunku  $Ox$  (rys. 67) wewnątrz zbiornika, posiadającego niewielki przekrój  $A$  (naczynie cylindryczne lub pryzmatyczne o prostokątnym przekroju). Na dnie



Rys. 66.



Rys. 67.

zbiornika, na poziomie  $x = 0$ , znajduje się substancja  $R$ , wydzielająca ze stałą szybkością toron i aktynon, które wskutek samorzutnego rozpadu mają ograniczoną możność wznoszenia się w górę. W tych warunkach ustala się stan, w którym koncentracja  $n$  zmniejsza się wraz ze wzrostem  $x$ ; możemy założyć, że przy górnym końcu naczynia koncentracja jest znikomo mała. Zakładając, że w stanie statecznym ilość toronu lub aktynonu, zanikająca w warstwie grubości  $dx$ , równa się różnicy między ilością wchodzącą przez dolny przekrój i wychodzącą przez górny przekrój warstwy, otrzymujemy równanie:

$$D \frac{d^2 n}{dx^2} = \lambda n,$$

którego całka, z warunkiem  $n_0 = 0$  dla  $x = 0$ , jest

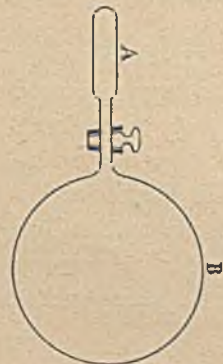
$$n = n_0 e^{-x\sqrt{\lambda D}},$$

gdzie  $n_0$  jest to koncentracja w punkcie  $x = 0$ .

Widzimy zatem, że koncentracja  $n$  maleje wraz ze wzrostem wysokości  $x$  według prawa wykładniczego,  $\log n$  zmniejsza się zatem liniowo, co pozwala wyliczyć  $D$ , jeżeli znamy  $\lambda$ . Koncentracji  $n$  nie mierzymy bezpośrednio, lecz drogą badania osadu powstającego na ściance  $P$  wstawionej poprzecznie do naczynia; koncentracja osadu jest w każdym miejscu proporcjonalna do  $D$ . Znalezione, że pod ciśnieniem normalnym i w temperaturze  $15^\circ D$  toronu w powietrzu wynosi 0,09 do 0,1,  $D$  aktywny: 0,112 w powietrzu, 0,027 w bezwodniku węglowym i 0,412 w wodorze (*A. Debierne, G. Bruhat*). W przypadku aktywnonu stwierdzono, że  $D$  jest odwrotnie proporcjonalne do ciśnienia.

Wszystkie trzy emanacje posiadają współczynniki dyfuzji w powietrzu tego samego rzędu wielkości co gazy lub pary, których ciężar drobinowy jest dosyć znaczny, jak np. para eteru lub alkoholu. Ciężar drobinowy emanacji jest jednak znacznie większy niżby to wynikało z wartości współczynnika dyfuzji. W założeniu, że drobina tego gazu jest jednoatomowa i że powstaje z atomu radu ( $Ra = 226$ ) drogą utraty atomu helu ( $He = 4$ ) obliczono, że ciężar drobinowy radonu powinien wynosić 222. W przypadku toronu i aktywnonu powinniśmy mieć 220 i 219. Wnioski teoretyczne, dotyczące radonu, sprawdzono w doświadczeniach, w których radon ważono bezpośrednio za pomocą czułej mikrowagi (*Ramsay i Gray*). Analogiczny wynik otrzymano przez zastosowanie metody wypływu.

Metoda ta polega na badaniu prędkości z jaką gaz wypływa przez otwór w cienkiej ściance. Teoria zjawiska jest bardzo prosta w przypadku mieszaniny gazów znajdujących się pod bardzo niskim ciśnieniem (*Knudsen*); mianowicie każdy gaz wypływa z prędkością niezależną od obecności innych gazów; jego ciśnienie cząstkowe w zbiorniku  $A$ , zawierającym początkowo mieszaninę, zmniejsza się z czasem według prawa wykładniczego  $p = p_0 e^{-\mu t}$ , jeżeli ciśnienie w zbiorniku  $B$ , do którego gazy odpływają, jest znikomo małe. W danych warunkach doświadczalnych współczynnik  $\mu$  jest odwrotnie proporcjonalny do ciężaru drobinowego gazu.



Rys. 68.

*A. Debierne* zastosował to prawo do wyznaczenia ciężaru drobinowego radonu, ściślej biorąc, stosunku tego ciężaru do znanych ciężarów drobinowych tlenu i argonu. Zbiornik cylindryczny  $A$  zawierający radon można było łączyć z kolbą o pojemności  $B$  za pomocą kranu z szerokim otworem (rys. 68); kanał kranu był zamknięty cienką blaszką platynową, w której

zrobiono bardzo mały otworek. W doświadczeniach z czystym tlenem i czystym argonem ciśnienie początkowe wynosiło od 0,2 mm do 0,002 mm, spadek ciśnienia w zbiorniku *A* badano za pomocą miarki *Mac Leoda*. W doświadczeniach wykonanych z radonem ciśnienie było wielokrotnie mniejsze, toteż ilość radonu wyznaczano na podstawie przenikliwego promieniowania wychodzącego ze zbiornika *A*; należało przy tym wziąć pod uwagę rozpad promieniotwórczy radonu. Jako ciężar drobinowy radonu otrzymano 221; w granicach dokładności doświadczenia wartość ta zgadza się doskonale z teorią.

Dokonano również próby zastosowania tej metody do toronu. Trudności doświadczalne były w tym przypadku znacznie większe, tym niemniej otrzymano wartość zbliżoną do poprzedniej<sup>1)</sup>.

#### § 46. Absorpcja w cieczech i ciałach stałych. Rozpuszczalność. Kondensacja w niskich temperaturach.

Emanacje są do pewnego stopnia rozpuszczalne w wodzie i innych cieczech, są również absorbowane przez niektóre ciała stałe, jednakże w znacznie mniejszym stopniu<sup>2)</sup>.

Radon dyfunduje w wodzie podobnie jak w powietrzu; zdołano nawet wyznaczyć współczynnik dyfuzji w podobny sposób jak w przypadku dyfuzji aktywnu i toronu w powietrzu; znaleziona wartość wynosi 0,91  $cm^2/sek$  w temperaturze 18°.

Badanie rozpuszczalności radonu w wodzie ma duże znaczenie praktyczne, wynikające stąd, że radon znajduje się w wodach źródeł naturalnych i że roztwory radonu bywają sporządzane w celach leczniczych. Zgodnie z prawem rozpuszczalności gazów współczynnik rozpuszczalności radonu w cieczy definiujemy jako stosunek  $\alpha$  koncentracji w cieczy i w powietrzu nad wodą, w stanie równowagi i w określonej temperaturze. Jeżeli objętości powietrza i cieczy pozostających z sobą w zetknięciu wynoszą  $v$  i  $v'$ , jeżeli  $q, q'$  są to ilości radonu w powietrzu i cieczy w stanie równowagi,  $c$  i  $c'$  koncentracje radonu, odpowiadające tym ilościom,  $\alpha$  — współczynnik rozpuszczalności, wówczas mamy

$$q = cv, \quad q' = c'v', \quad c'/c = \alpha,$$

$$q + q' = cv + c'v' = c(v + \alpha v').$$

Jeżeli zatem objętości  $v$  i  $v'$  są znane, można obliczyć  $\alpha$  wyznaczając całkowitą ilość radonu oraz jego koncentrację w powietrzu. W celu osiągnięcia równowagi między fazą gazową i ciekłą należy ciecz wy-

<sup>1)</sup> Prędkość dyfuzji gazów izotopowych w tym samym obcym gazie powinna być tym większa, im ciężar cząsteczkowy jest mniejszy; toron powinien zatem dyfundować szybciej niż radon. Sprawdzenie tego wniosku wymagałoby doświadczeń dokładniejszych niż tu opisane.

<sup>2)</sup> P. Curie, A. Debierne, F. Himstedt, H. Mache, Rausch v. Traubenberg i in.

klócać bądź wstrząsając mieszaninę gazu i cieczy, bądź przepuszczając prąd gazu, krążący przez ciecz w zamkniętym obiegu.

Rys. 69 przedstawia proste urządzenie do mierzenia rozpuszczalności (*E. Ramstedt*): dwa jednakowe zbiorniki *A* i *B* są połączone kranem o szerokim otworze; do zbiornika *A* wprowadza się ciecz, do zbiornika *B* powietrze zawierające radon, którego ilość mierzy się za pomocą promieniowania przenikliwego; następnie otwiera się kran i przyspiesza się osiągnięcie równowagi odwracając kilkakrotnie aparat tak, aby gaz mieszał się z cieczą; wreszcie gaz oddziela się znowu od cieczy i mierzy się ilość radonu, pozostała w zbiorniku, po upływie czasu potrzebnego do osiągnięcia równowagi między radonem i osadem promieniotwórczym. Należy przy tym wziąć pod uwagę znikanie radonu wskutek promieniotwórczości.



Rys. 69.

Wartości  $\alpha$  otrzymane przez różnych badaczy w przypadku wody w 15° wahają się od 0,25 do 0,30; innymi słowy, jeżeli objętości wody i powietrza są w przybliżeniu równe, wówczas czwarta część ilości radonu znajduje się w wodzie, trzy czwarte zaś w powietrzu.  $\alpha$  zmniejsza się wraz ze wzrostem temperatury; wrzenie całkowicie wypędza radon z cieczy. Radon jest mniej rozpuszczalny w roztworach niektórych soli niż w czystej wodzie, natomiast rozpuszcza się znacznie więcej w niektórych cieczach organicznych, które z tego powodu można traktować jako absorbenty radonu, zwłaszcza w niskich temperaturach (nafta, dwusiarczek węgla).

Załączona tablica zawiera wartości współczynników rozpuszczalności w wodzie i niektórych innych cieczach. Rozpuszczalność toronu i aktyonu nie była dotąd przedmiotem dokładnych wyznaczeń:

	$\alpha$ (18—20°)	Woda w t°	$\alpha$
Woda . . . . .	0,25	5°	0,51
Alkohol. . . . .	62	10°	0,35
Nafta . . . . .	10	20°	0,25
Benzol . . . . .	13	30°	0,20
Heksan. . . . .	17	50°	0,14
Dwusiarczek węgla . . . . .	23	80°	0,11
		100°	0,10

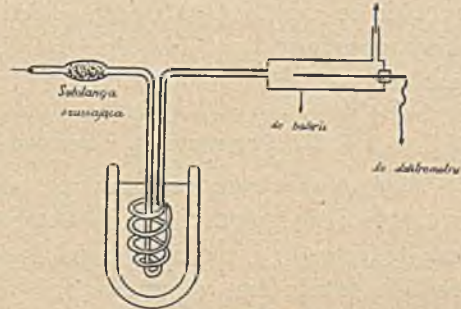
Ścianki szklane lub metalowe pochłaniają w zwykłej temperaturze tylko ślady radonu; silniej absorbują radon substancje tłuszczowe oraz kauczuk. Najwydatniejszy efekt absorpcji zachodzi jednak na węglu, który nawet w zwykłej temperaturze może pochłaniać całkowitą ilość radonu pozostającego z nim w zetknięciu; gdy następnie ogrzewamy węgiel, radon wydziela się stopniowo, w zupełności zaś w temperaturze

wynoszącej od 300-400°; skuteczność absorpcji zależy od rodzaju użytego węgla<sup>1)</sup>.

Wszystkie ciała, nawet nie pochłaniające radonu w zwykłej temperaturze, kondensują go w bardzo silnym stopniu w niskich temperaturach (*Rutherford i Soddy*); toron i aktynon zachowują się w podobny sposób. Można to pokazać za pomocą następującego urządzenia (rys. 70). Prąd osuszonego gazu zawierającego radon przepływa przez wężownicę zanurzoną w kąpieli chłodzącej i wchodzi do komory jonizacyjnej A. Jeżeli kąpiel posiada temperaturę ciekłego powietrza ( $-180^{\circ}$ ), emanacja jest całkowicie skondensowana w wężownicy. Gdy następnie temperatura kąpieli się podnosi, dostrzegamy nagłe pojawienie się prądu w komorze jonizacyjnej, odpowiadające temperaturze zbliżonej do  $-152^{\circ}$ .

Kondensacja radonu w temperaturze ciekłego powietrza znalazła zastosowanie jako powszechnie używany sposób oczyszczania radonu. Kondensujemy radon w rurce szklanej (rurka zatopiona na końcu lub rurka w kształcie litery U zanurzona w kąpieli); osad tworzy się na niewielkiej powierzchni, której silna luminescencja bardzo ułatwia obserwację zjawiska.

Kondensacja jest zjawiskiem różnym od skraplania radonu, zachodzącego pod ciśnieniem atmosferycznym w temperaturze  $-65^{\circ}$ . Na ogół nie obserwujemy skraplania radonu, gdyż stopień rozcieńczenia tego gazu jest zbyt wielki, aby mogła utworzyć się równowaga między fazą ciekłą i gazową. Kondensacja w niskich temperaturach jest to zjawisko zależne od adsorpcji radonu na ściankach.



Rys. 70.

#### § 47. Własności chemiczne. Promieniowanie.

Emanacje traktujemy jako izotopowe gazy szlachetne, reprezentujące wyższy homolog ksenonu w grupie gazów szlachetnych. W istocie nie zauważono nigdy oznaki jakiegokolwiek połączenia emanacji pod działaniem różnych czynników chemicznych (próby utlenienia, redukcji, pochłaniania w roztworach kwaśnych lub zasadowych, stosowanie wyładowań elektrycznych). Zakładamy, że drobina emanacji jest jednoatomowa i że liczba atomowa wynosi 86, co wynika z teorii przemian promieniotwórczych.

Emanacjom przypisujemy promieniowanie  $\alpha$ . Jeżeli prąd powietrza zawierającego którąkolwiek z emanacji przechodzi przez płaskie pu-

<sup>1)</sup> Jest to zjawisko absorpcji na ściankach mikrostruktury węgla; węgiel aktywny znalazł zastosowanie do pochłaniania radonu.



delko, przykryte cienką ścianką (np. folią glinową grubości 0,1 mm) nie dostrzega się zrazu żadnego promieniowania przenikającego przez tę ściankę; promieniowanie to pojawia się jednak stopniowo wskutek nagromadzania się aktywnego osadu na wewnętrznej powierzchni pudełka. Poprzednio wspominaliśmy, że rurka, zalutowana natychmiast po wprowadzeniu do niej radonu, również nie daje żadnego promieniowania przenikliwego w chwili początkowej. Wszelako w przypadku aktywnu dokładniejsze doświadczenia wykazały obecność promieni  $\beta$  i  $\gamma$ .

Usiłowano stwierdzić czy emanacje, a w szczególności radon, posiadają w zwykłych warunkach ładunek elektryczny. Następujący fakt dowodzi, że tak nie jest: pole elektryczne przyłożone poprzecznie do wąskiej rurki, nie ma żadnego wpływu na zachodzącą wzdłuż rurki dyfuzję radonu.

#### § 48. Powstawanie i nagromadzanie się radonu. Definicja curie.

Przemiana radu jest bardzo powolna, toteż można przyjąć, że radon wytwarza się z szybkością, praktycznie biorąc, niezmienną, proporcjonalną do ilości radu i niezależną od żadnych innych okoliczności. Utworzony radon ulatnia się w przestrzeni otaczającej substancję macierzystą: zbadamy zatem prawo nagromadzania się radonu w zamkniętym naczyniu, zawierającym stałą sól lub roztwór radu.

Niech będzie  $p$  masa radu zawartego w zbiorniku,  $\Delta$ —ilość emanacji wytwarzanej w jednostce czasu przez gram radu,  $q$ —ilość radonu w zbiorniku w chwili  $t$ ,  $\lambda$ —stała zaniku radonu; szybkość wzrastania  $q$  równa się różnicy między szybkością wytwarzania i szybkością samorzutnego zaniku; mamy zatem:

$$\frac{dq}{dt} = p\Delta - \lambda q.$$

Całka tego równania z warunkiem:  $q = q_0$  w chwili  $t = 0$ , jest

$$q = q_0 e^{-\lambda t} + \frac{p\Delta}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}).$$

Pierwszy wyraz po prawej stronie równania oznacza pozostałość w chwili  $t = 0$  ilości  $q_0$ , która znajdowała się początkowo w zbiorniku, drugi wyraz przedstawia stopniowe narastanie radonu począwszy od stanu, w którym radon był całkowicie usunięty z aparatury. Niezależnie jednak od warunków początkowych, ilość  $q$  dąży zawsze do określonej granicy

$$q_\infty = \frac{p\Delta}{\lambda};$$

jest to ilość radonu w równowadze promieniotwórczej z daną ilością  $p$  radu.

Rys. 71 przedstawia prawo narastania radonu,  $q = q_\infty (1 - e^{-\lambda t})$  tudzież prawo samorzutnego zaniku ilości  $q_\infty$ , oddzielonej od radu. Odpowiednie

krzywe nazywamy *dopełniającymi się*, ponieważ suma rzędnych odpowiadających tej samej chwili jest stała i równa  $q_\infty$ .

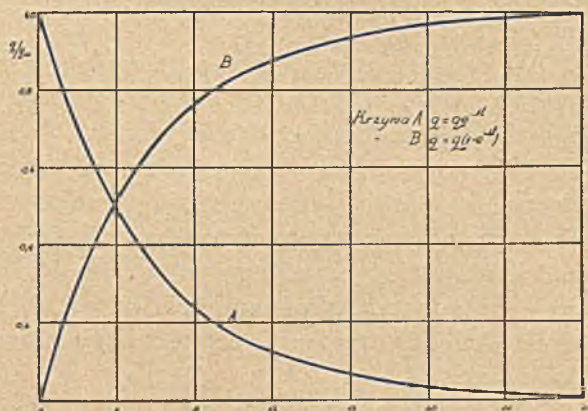
Wartość otrzymana po upływie miesiąca różni się tylko o 0,5% od wartości granicznej, połowa tej wartości jest osiągnięta po upływie 3,82 dni, czyli okresu radonu.

Niech będzie  $q$  ilość radonu utworzona w ciągu czasu  $t$ , dana przez powyższy wzór. Obliczmy jaki czas byłby potrzebny do otrzymania tej samej ilości, gdyby zanikanie samorzutne nie miało miejsca: otrzymamy w ten sposób tzw. *zredukowany czas*  $t_r$  wyrażony wzorem:

$$q = p \Delta t_r; \quad t_r = \frac{1}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}).$$

Czas zredukowany jest zawsze mniejszy od  $t$  i wzrasta wraz z  $t$  od 0 do wartości granicznej  $\theta = \frac{1}{\lambda}$

zwanej *średnim czasem życia radonu*. Mamy  $\lambda = 0,00755 \text{ godz}^{-1}$ ,  $\theta = 132,4 \text{ godz} = 5,525 \text{ dni}$ .



Rys. 71.

W wielu zagadnieniach teoretycznych i doświadczalnych jest rzeczą bardzo ważną charakteryzowanie ilości radonu za pomocą ilości radu pozostającej z nią w równowadze. Kongres Nauki o Promieniotwórczości, odbyty w Brukseli w 1910 r., postanowił utworzyć jednostkę radonu: *curie* określoną jako *ilość radonu w równowadze promieniotwórczej z jednym gramem radu*. Ta jednostka jest obecnie używana powszechnie podobnie jak mniejsze jednostki pochodne: *milicurie*, *mikrocurie* i *milimikrocurie*.

Ilość radonu, utworzona przez gram radu w jednostce czasu, wyrażona w curie równa się liczbowo stałej  $\lambda$ ; mianowicie 0,0075 curie lub 7,5 milicurie, jeżeli jako jednostkę czasu obieramy godzinę.

Świeżo wykrystalizowana sól radu nie zawiera ani radonu, ani osadu aktywnego; mówimy że rad znajduje się w *minimum aktywności*. Aktywność wzrasta następnie stopniowo wskutek narastania radonu i osadu aktywnego. Jeżeli radon pozostaje uwięziony w ziarnkach soli i jeżeli strata wskutek dyfuzji jest znikomo mała, wówczas ilość radonu wzrasta według tego samego prawa, co w zamkniętym naczyniu; równowaga jest osiągnięta w przybliżeniu po upływie miesiąca. Aktywność, mierzona za pomocą promieni  $\alpha$  po osiągnięciu maximum, jest 5 razy większa od aktywności początkowej. Jeżeli natomiast mierzymy tylko działanie pro-

mieni  $\beta$  i  $\gamma$ , stwierdzamy, że aktywność początkowa soli jest równa zeru i wzrasta zgodnie z prawem wytwarzania się radonu. Jeżeli radon wydziela się z soli, aktywność jest zmniejszona w obu przypadkach.

#### § 49. Oznaczanie radonu. Oznaczanie radu za pomocą utworzonego radonu.

W tym ustępie zajmiemy się pomiarami małych ilości radonu i radu za pomocą komór jonizacyjnych do badania gazów. W innej części książki (§ 97) będzie mowa o pomiarach wykonywanych za pomocą promieni  $\gamma$ .

W celu oznaczenia ilości radonu mierzymy prąd nasycenia dawany przez tę ilość w szczelnej komorze jonizacyjnej. Należy przy tym wziąć pod uwagę następujące okoliczności:

1°. Ponieważ prąd jest zależny od czasu, należy dokładnie oznaczyć chwilę, w której wykonywa się pomiar. Najczęściej obiera się chwilę przejścia prądu przez maximum, co ma miejsce wtedy, kiedy osad aktywny jest całkowicie utworzony i znajduje się w równowadze promieniotwórczej z radonem. Maximum jest szerokie, można przeto obrać dowolną chwilę między trzema i czterema godzinami po wprowadzeniu radonu do komory

2°. Prąd zmierzony w określonej chwili zależy od rozmiarów i od kształtu użytej komory jonizacyjnej; w komorach podobnego kształtu wzrasta wraz z rozmiarami, z powodu coraz zupełniejszego wykorzystania promieni. Prąd wzrasta również wraz z gęstością powietrza zawartego w komorze.

3°. W celu otrzymania wartości bezwzględnych należy wycechować komorę; czynność ta polega na mierzeniu prądu nasycenia, otrzymywanego w stanie równowagi promieniotwórczej po wprowadzeniu do komory *znanej* ilości radonu, np. ilości nagromadzonej w ciągu określonego czasu w roztworze wzorcowym, zawierającym znaną ilość radu.

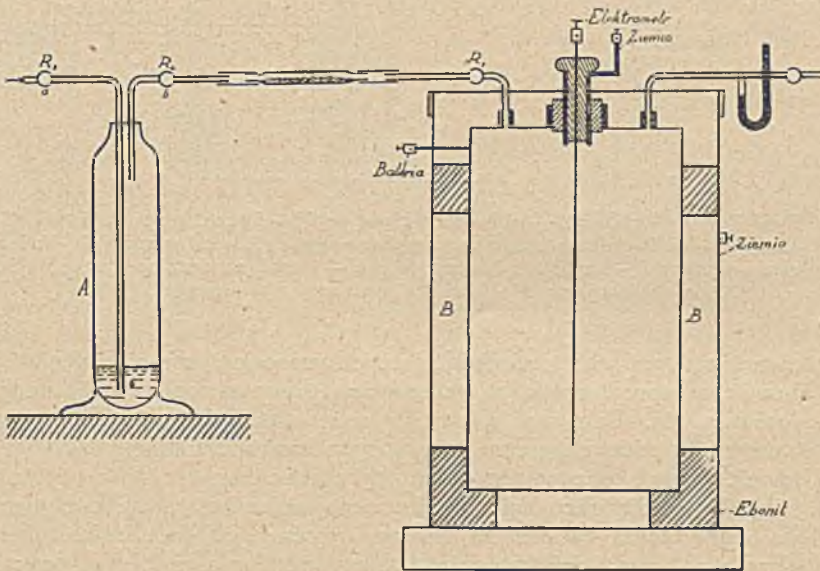
Za pomocą tej metody można oznaczać dokładnie ilości radonu od jednego mikrocurie do jednego milimikrocurie ( $10^{-6}$  do  $10^{-9}$  curie), a nawet jeszcze mniejsze.

Z tego, co było powiedziane poprzednio, wynika, że jest to zarazem metoda oznaczania małych ilości radu. Niechaj roztwór zawiera  $p$  gramów radu; założmy, że najpierw całkowicie usunięto radon z roztworu, następnie zbierano go w szczelnie zamkniętym naczyniu w ciągu znanego czasu  $t$ , wreszcie przeniesiono radon w całości do wycechowanej komory jonizacyjnej, w której w stanie równowagi otrzymano prąd nasycenia  $I$ . Niech  $t_r$  będzie to czas zredukowany, odpowiadający czasowi  $t$ ; stosunek  $\frac{I}{t_r}$  jest niezależny od czasu nagromadzania radonu i jest proporcjonalny do  $p$ , może zatem służyć do obliczenia  $p$ .

W oznaczeniach tego rodzaju radon bywa najczęściej ekstrahowany

drogą płukania w temperaturze pokojowej, lub doprowadzania radonu do wrzenia. Pierwszy z tych sposobów nadaje się w przypadku roztworów małej objętości (jeden lub kilka centymetrów sześciennych), natomiast drugi sposób, mniej dogodny w użyciu i na ogół mniej dokładny, jest wskazany w przypadku, gdy mamy do czynienia z kilkoma litrami cieczy.

Metoda płukania w temperaturze pokojowej. Roztwór, który chcemy oznaczyć, znajduje się w płuczce szklanej, zaopatrzonej w dwie rurki, *a* i *b* (rys. 72), których objętość jest mała wobec objętości komory jonizacyjnej *B*. Najpierw wypędzamy z roztworu zawarty w nim radon przepuszczając przez płuczkę prąd powietrza w ciągu 10 minut przy pomocy próżniowej pompy; następnie zamykamy płuczkę zapisując chwilę, w której to miało miejsce. Nagromadzenie radonu trwa na ogół od jednego do trzech dni. W celu przeniesienia zebranego radonu do



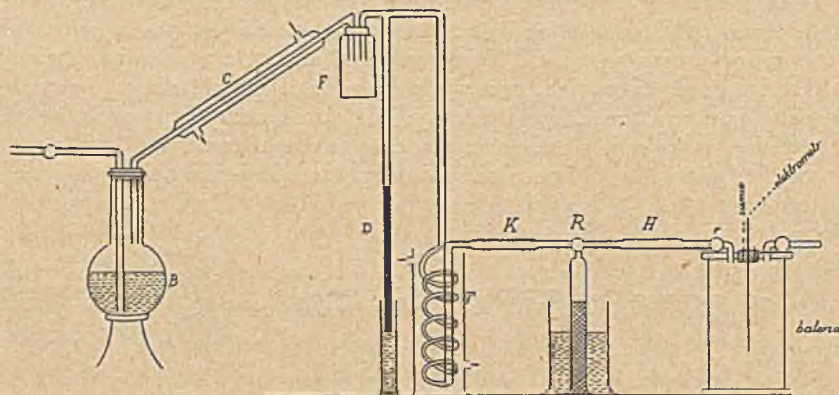
Rys. 72.

komory jonizacyjnej, robimy w tej ostatniej próżnię, po czym łączymy ją z rurką *b* płuczki. Otwierając i zamykając krany  $R_1$ ,  $R_2$ ,  $R_3$  w łatwej kolejności przepędzamy kilkakrotnie gaz z płuczki do komory, po czym przywracamy w komorze ciśnienie atmosferyczne wpuuszczając do niej powietrze z zewnątrz poprzez roztwór; zapisujemy chwilę zakończenia tych czynności; odstęp pomiędzy tą chwilą i zapisaną poprzednio jest to czas nagromadzenia radonu. Pomiar prądu powinien nastąpić w 3 lub 4 godziny po pobraniu radonu.

W oznaczeniach radonu można osiągnąć znaczną dokładność, dochodzącą do 0,5%, muszą one jednak być wykonane z wielką starannością; płuczki muszą być dobrze oczyszczone, roztwory klarowne, należy wreszcie unikać rozpryskiwania cieczy. Za pomocą poprawki ustalonej doświadczalnie sprowadza się wszystkie pomiary do określonej gęstości

powietrza w komorze. Komora nie powinna posiadać «biegu własnego»; należy przeto po każdym pomiarze usuwać wszelkie ślady pozostałego w niej radonu.

**Metoda wrzenia.** Roztwór umieszcza się w kolbie o pojemności 1 do 3 litrów (rys. 73) i doprowadza się go do wrzenia w celu wypędzenia zawartego w nim radonu, następnie zamyka się kolbę na określony przeciąg czasu. W celu zebrania wytworzonego radonu doprowadza się znowu roztwór do wrzenia, kolba musi być zaopatrzona w chłodnicę



Rys. 73. *B* — kolba; *C* — chłodnica zwrotna; *F* — flakon bezpieczeństwa; *D* — manometr; *T* — węzownica służąca do skraplania wydzielonych gazów; *G* — kloz do zbierania gazów; *R* — kran trójdrożny; *K* i *H* — rurki zawierające watę szklaną i reaktywy osuszające; *A* — komora jonizacyjna zaopatrzona w krany *r* i *r'*.

zwrotną, gazy zaś przechodzą do odwróconej, wypełnionej rtęcią próbówki, z której można je skierować do poprzednio opróżnionej komory jonizacyjnej. Ten sam przyrząd może służyć do oznaczania radonu zawartego w różnych cieczach, np. w wodzie pochodzącej ze źródeł leczniczych. W tym przypadku należy przenieść roztwór do kolby w taki sposób, aby strata gazu była możliwie najmniejsza i natychmiast przystąpić do wypędzania radonu za pomocą wrzenia. Należy dokładnie zapisać chwilę pobrania próbki ze źródła, co umożliwi zrobienie poprawki wynikającej z samorzutnego znikania radonu.

**Zastosowania.** Metoda przepłukiwania w temperaturze pokojowej jest używana głównie do oznaczania radonu w minerałach uranowych. W tym celu proszkuje się niewielką ilość (1—2 g) minerału, do którego dodaje się ok. 0,1 g chlorku baru, służącego do porywania radu. Mieszaninę tę należy poddać czynnościom chemicznym mającym na celu całkowite wydzielenie radonośnego baru; roztwór otrzymanej soli barowej wprowadza się do płuczki i oznacza się zawartość radu w próbce. W ten sposób można zbadać dowolną substancję zawierającą rad w ilości porównywalnej z ilością radu w minerałach. Jeżeli ta ilość jest zbyt wielka dla bezpośredniego pomiaru, pobiera się określoną część substancji lub roztworu.

Można również oznaczać rad w minerałach za pomocą metody wrzenia, mianowicie w przypadku gdy otrzymuje się roztwór klarowny, lecz zawierający zbyt wiele substancji, aby skoncentrowanie go w małej objętości było możliwe. Ta sama metoda bywa używana w zastosowaniu

do wód mineralnych naturalnych lub do sztucznych płynów promieniotwórczych, jeżeli do pomiaru konieczne jest pobranie jednego lub dwóch litrów.

Niekiedy bywa używany jeszcze inny sposób oznaczania radu, polegający na tym, że substancję radonośną poddaje się działaniu czynników chemicznych powodujących wydzielanie się radonu (np. stężony gorący  $H_2SO_4$ ; stopienie z kwaśnymi siarczanami alkalicznymi itp.). Doświadczenie wykazuje, że substancja stopiona lub rozłożona może wydzielić całkowicie radon.

**Cechowanie komór.** Roztwory i sole wzorcowe. Podstawą cechowania jest dokładne oznaczenie ciężaru czystej i dobrze określonej soli radowej. Dla otrzymania dostatecznej dokładności należy użyć 10—20 mg soli oczyszczonej i zważonej z taką samą starannością, jak do oznaczenia ciężaru atomowego. Z tej soli sporządza się roztwór pierwotny, następnie roztwór wtórny drogą rozcieńczenia określonej części tego ostatniego; wreszcie z roztworu wtórnego pobiera się próbki do płuczek.

Jeżeli laboratorium posiada wzorzec radowy (§ 97), tj. zalutowaną ampulkę zawierającą znaną ilość radu, to można oznaczyć ilość radu użytą do roztworu pierwotnego na podstawie promieniowania  $\gamma$ , które porównywa się z promieniowaniem wzorca; w tym przypadku można użyć soli mniej czystej niż do oznaczeń wagowych.

Roztwory wzorcowe są przechowywane w zamkniętych flakonach lub zalutowanych ampulkach; w celu zachowania ich przez długi czas w dobrym stanie należy je sporządzać z wielką starannością i używać możliwie najczystszych reaktywów i naczyń. Można również przyrządzać sól wzorcową, np. radonośny węglan baru otrzymany w stanie jednorodnej mieszaniny drogą strącenia w odpowiednich warunkach; mianowicie dobiera się koncentrację radu w ten sposób, aby ilość odpowiednia dla jednej płuczki wynosiła od 1—2 decygramów soli, a zatem mogła być dokładnie zważona; do rozpuszczenia tej soli wystarcza mała ilość rozcieńzonego kwasu solnego.

W celu wycechowania komory trzeba zmierzyć w chwili maximum prąd jonizacyjny, pochodzący od radonu wytworzonego w ciągu określonego czasu w roztworze wzorcowym i ekstrahowanego metodą przeplukiwania w temperaturze pokojowej<sup>1)</sup>.

Dla przykładu podajemy szczegóły ilościowe, dotyczące aparatury używanej w Paryskim Instytucie Radowym.

Komora jonizacyjna: wysokość 12,5 cm, średnica wewnętrzna 6,7 cm, objętość 440 cm<sup>3</sup>; elektroda wewnętrzna ma postać pręta o średnicy 3 mm, którego dolny koniec znajduje się 1 cm ponad dnem. Jeżeli komora jest napełniona powietrzem w temperaturze 15° i pod ciśnieniem normalnym, wówczas maksymalny prąd nasycenia na 1 gram radu i 1 godzinę zredukowanego czasu wynosi  $I = 1,62 \cdot 10^4$  j.es. Maksymalny prąd nasycenia na 1 curie wynosi  $I \times \theta$ , gdzie  $\theta$  jest to średni czas życia radonu: mamy  $I \cdot \theta = 2,62 \cdot 10^4 \times 132,4 = 3,47 \cdot 10^6$  j.es.

Przy końcu książki znajduje się tablica służąca do ułatwienia rachunków, dotyczących zanikania radonu i oznaczania radu na podstawie wytworzonego radonu (tabl. 13, 14, Przypisy).

<sup>1)</sup> Niektóre laboratoria dostarczają osobom zainteresowanym roztwory wzorcowe lub próbki soli wzorcowej.

### § 50. Wytwarzanie i wydzielanie się toronu i aktyonu.

Prace eksperymentalne z gazami krótkotrwałymi, toronem i aktyonem, są trudniejsze niż z radonem i dlatego te ciała nie zostały zbadane w tym samym stopniu. Stwierdzono, że roztwór toru jest stałym źródłem powstawania toronu, jednakże tylko w tym przypadku, gdy tor jest w równowadze ze swymi pierwiastkami pochodnymi, w szczególności z torem X, bezpośrednim rodzicem toronu.

Na ogół nie używa się roztworów do otrzymywania toronu i aktyonu; najczęściej posługujemy się w tym celu substancjami stałymi; w przypadku toronu — wodorotlenkiem toru, zawierającym pochodne toru aż do toru X; w przypadku aktyonu — wodorotlenkiem rzadkich ziem, zawierających aktyń, radioaktyń i aktyń X. Są to substancje bardzo rozdrobnione i wydzielające obficie toron lub aktynon; natomiast przenie zamienia je na tlenki bardziej spójne i wskutek tego dające znacznie mniejszą wydajność emanacji.

Robiono próby oznaczania toru i aktynu drogą przepędzania wytworzonego i wydzielonego toronu lub aktyonu do komory jonizacyjnej stałym prądem powietrza. Technika tych pomiarów nie została udoskonalona w tym stopniu, co w przypadku radonu i nie weszła w powszechne użycie; należy przy tym zaznaczyć, że oznaczenie nie dotyczy głównej substancji macierzystej, lecz tylko bezpośredniego rodzica, tj. toru X lub aktynu X; ta niedogodność nie zachodzi przy oznaczaniu radu za pomocą radonu.

### § 51. Otrzymywanie czystego radonu. Widmo. Objętość jednego curie.

Radon zdołano wydzielić w czystym stanie; jest to fakt wielkiego znaczenia dla nauki o promieniotwórczości. Preparaty silnie skoncentrowanego radonu są często używane w badaniach naukowych lub w lecznictwie. Technika otrzymywania preparatów tego rodzaju jest obecnie bardzo udoskonalona.

Radon otrzymuje się z roztworu chlorku lub bromku radu. Roztwór tych soli wydziela stale tlen i wodór, które powstają wskutek tego, że promienie radu i jego pochodnych (głównie promienie  $\alpha$ ) rozkładają wodę. W mieszaninie gazów znajdujemy również parę wodną, niewielką ilość gazów zawierających węgiel i pochodzących z utlenienia śladów substancyj organicznych (np. smar do kranów), wreszcie w niezmiernie małej ilości hel, utworzony w przemianie promieniotwórczej radu i jego pochodnych oraz radon, powstający z radu.

Objętość gazu piorunującego utworzonego w jednostce czasu zależy od stopnia zużytkowania promieni w aparaturze, a zatem od jej kształtu; objętość ta jest rzędu wielkości  $1 \text{ cm}^3$  gazu na godzinę i na gram radu. Ponieważ roztwór radu znajduje się w naczyniu pozbawionym powietrza,

ciśnienie gazów stopniowo wzrasta, toteż należy je usuwać w określonych odstępach czasu; wszelako zdarza się, że ciśnienie przybiera wartość stateczną wskutek łączenia się wodoru z tlenem (również pod działaniem promieni), kompensującego powstawanie tych gazów. Radon narasta zgodnie z prawem podanym poprzednio (§ 48), aż do osiągnięcia granicy zależnej od ilości radu.

W celu oddzielenia radonu od gazów, z którymi jest zmieszany, najpierw wyciąga się mieszaninę za pomocą pompy rtęciowej i wprowadza do doskonale opróżnionej aparatury, w której odbywa się oczyszczanie. W aparaturze znajduje się siatka miedziana i tlenek miedzi, ogrzane do czerwoności i służące do pochłaniania tlenu oraz utleniania wodoru, bezwodnik fosforowy do pochłaniania pary wodnej i ług potasowy do pochłaniania bezwodnika węglowego. Jeżeli celem doświadczenia nie jest otrzymywanie zupełnie czystego radonu, wystarczy zebrać niewielką pozostałość gazu, zawierającą radon i ślady zanieczyszczeń; w tym celu włącza się tę pozostałość do rurki włoskowatej, którą następnie odlutowuje się za pomocą dmuchawki. Można również skondensować radon w rurce włoskowatej, zamkniętej na końcu i zanurzonej w ciekłym powietrzu i odlutować tę rurkę w chwili, gdy kondensacja jest zupełna; kondensacja jest widoczna wskutek świecenia rurki (tabl. XX rys. 3). Schemat aparatu jest przedstawiony na rys. 74.

Dla otrzymania zupełnie czystego radonu jest rzeczą wskazaną dołączyć do głównej aparatury drugą podobną, lecz znacznie mniejszą, w której dokonywa się oczyszczania ostatecznego, polegającego między innymi na oddzielaniu radonu od helu; w tym celu należy skondensować radon w rurce oziębionej do temperatury ciekłego powietrza i usunąć hel łącząc aparaturę na krótki przeciąg czasu z pompą próżniową. Następnie, po wyparowaniu skondensowanego radonu, włącza się rtęcią czysty gaz do rurki włoskowatej; doświadczenie może być wykonane w ten sposób, aby można było sfotografować widmo czystego radonu i zmierzyć jego objętość pod znanym ciśnieniem.

Czysty radon posiada charakterystyczne widmo iskrowe zbadane najpierw przez *Rutherforda* i *Roydsa*<sup>1)</sup>.

Oto niektóre główne prążki radonu w angströmach:

3664,6	3982,0	4308,3	4625,9
3753,6	4018,0	4350,3	4644,7
3957,5	4166,6	4460,0	4681,1
3971,9	4203,7	4509,0	5582,2

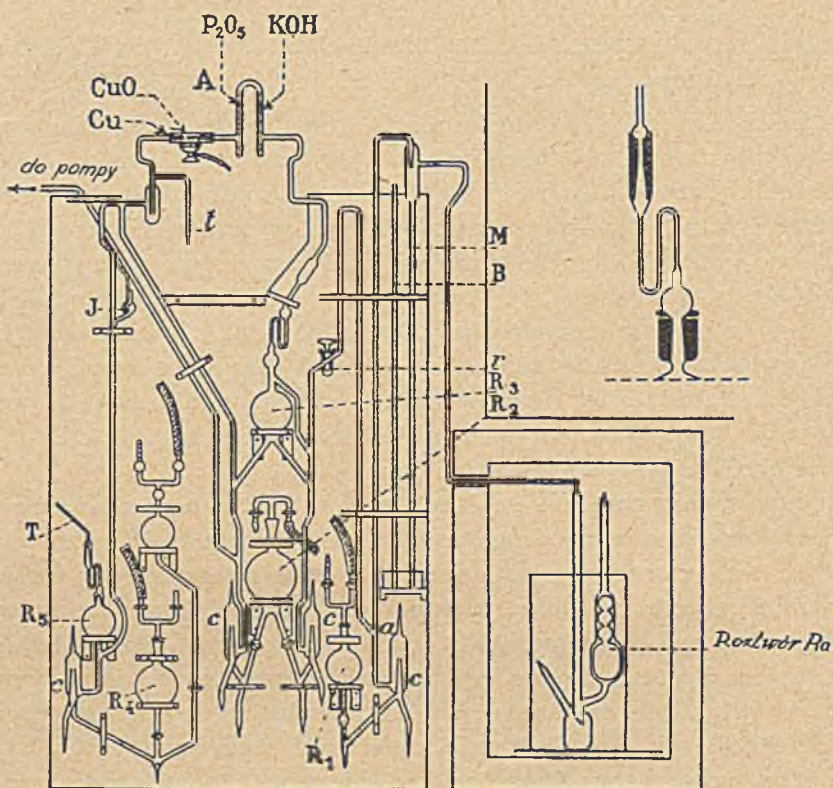
Natychmiast po przyrządzeniu radon daje tylko własne widmo. Ponieważ jednak hel powstaje w dostrzegalnej ilości już po krótkim czasie

<sup>1)</sup> *Rasmussen* zbadał szczegółowo widmo radonu i podał jego interpretację na podstawie dzisiejszych poglądów teoretycznych (L. W.).



wskutek przemiany radonu i osadu aktywnego, przeto stopniowo pojawia się widmo helu nakładające się na widmo radonu, to ostatnie zaś staje się coraz słabsze i znika po upływie około miesiąca.

Objętość czystego radonu zmienia się wraz z ciśnieniem zgodnie z prawami gazów szlachetnych. Wszelako na samym początku doświadczenia daje się zauważyć szybkie kurczenie się gazu, aż do pewnej gra-



Rys. 74. Roztwór *Ra* znajduje się w zbiorniku kwarcowym, umieszczonym dla bezpieczeństwa w innym naczyniu; *M* i *B* — manometr i barometr do mierzenia ciśnienia gazów nad roztworem; *R*<sub>1</sub> — zbiornik rtęciowy służący do podnoszenia rtęci tak, aby można było odciąć połączenie między roztworem i aparaturą *A* lub też otworzyć to połączenie po uprzednim zrobieniu dobrej próżni w *A*; *r* — kran służący do wpuszczania gazów do przyrządu *A*; *R*<sub>2</sub> i *R*<sub>3</sub> — zbiorniki rtęci służące jako pompa do wyciągania gazów i wtłaczania ich do *A*; *J* — miarka *Mac Leoda* do mierzenia ciśnienia gazów pozostałych po oczyszczeniu mieszaniny gazowej za pomocą reagentów umieszczonych w przyrządzie *A*; *R*<sub>4</sub> i *R*<sub>5</sub> — zbiorniki służące jako pompa do wyciągania oczyszczonych gazów i wtłaczania ich w włoskowata rurkę *T*; *t* — rurka włoskowata, którą można zanurzyć w ciekłym powietrzu w celu skroplenia radonu; *cccc* — pluczki służące do usuwania pęcherzyków powietrza porwany przez rtęć.

nicznej objętości. Jak się zdaje, zjawisko to polega na pochłanianiu śladów zanieczyszczeń przez ścianki wskutek zderzeń z cząstkami  $\alpha$ .

Mierząc ciśnienie radonu w zależności od jego objętości i w różnych temperaturach, możemy zaobserwować skraplanie się radonu, oznaczyć ciśnienie jego pary nasyconej oraz temperaturę wrzenia wynoszącą — 65°

(*Ramsay, Rutherford*). *Ramsay* podaje, że radon zestala się w temperaturze  $-71^{\circ}$ , czego oznaką ma być pojawienie się silnie błyszczącego punktu na ściankach rurki.

Objętość jednego curie jest to jedna z podstawowych stałych nauki o promieniotwórczości; dla oznaczenia tej wielkości należy w zasadzie zmierzyć objętość czystego radonu, wydzielonego przez znaną ilość radu w ciągu znanego czasu. Ponieważ jednak nie można liczyć na to, że wytworzony radon został wydobyty w całości, przeto lepiej jest oznaczyć ilość radonu w rurce drogą porównania jej promieniowania  $\gamma$  z promieniowaniem wzorca radowego. W ten sposób znaleziono, że objętość jednego curie w normalnych warunkach ciśnienia i temperatury wynosi około  $0,6 \text{ mm}^3$  (*Rutherford, Ramsay, Debiarne, Wertenstein*<sup>1)</sup>); wartość ta jest zgodna z przewidywaniami teoretycznymi (por. § 71 i 72).

Ilości radonu użyte w tych doświadczeniach były rzędu 100 milicurie; taka ilość zajmuje pod ciśnieniem atmosferycznym długość ok.  $2 \text{ mm}$  w rurce o średnicy wewnętrznej  $0,2 \text{ mm}$ .

Wskutek stopniowego powstawania helu objętość wzrasta w miarę znikania radonu, ponieważ zamiast każdego znikającego atomu radonu powstają kolejno trzy atomy helu; zjawisko jednak jest skomplikowane, gdyż część wyrzucanych atomów helu zostaje okludowana w ściankach.

---

<sup>1)</sup> W doświadczeniach *Wertensteina* zastosowano metodę mierzenia współczynnika tłumienia drgań nici kwarcowej w celu badania czystości gazu i oznaczania ilości domieszek.

## ROZDZIAŁ X

### OSADY AKTYWNE

#### § 52. Promieniotwórczość wzbudzona.<sup>1)</sup> Ogólne cechy. Osad aktywny.

Przemijająca aktywność, uzyskiwana przez ciała umieszczone w pobliżu związków radu, toru lub aktynu, otrzymała nazwę promieniotwórczości wzbudzonej. W ten sposób można aktywować kartki papieru lub płytki metalowe, które następnie wysyłają promieniowanie składające się z promieni  $\alpha$ ,  $\beta$  i  $\gamma$ .<sup>2)</sup>

Główne prawa rządzące tym zjawiskiem są następujące:

Aktywacja zachodzi wtedy, kiedy jakieś ciało stałe znajduje się w bezpośrednim zetknięciu z jedną z emanacyj, tj. z radonem, toronem lub aktynonem. W celu zaktywowania ciała można je umieścić bądź w zamkniętym naczyniu, zawierającym nieco radu, toru lub aktynu, bądź w prądzie powietrza unoszącym jedną z emanacyj; w przypadku radonu wystarcza wprowadzić radon do naczynia, w którym znajduje się ciało aktywowane.

Jeżeli za pomocą odpowiedniego urządzenia utrzymujemy niezmienną koncentrację emanacji w naczyniu, wówczas wszystkie ciała, umieszczone w tym naczyniu, uzyskują promieniotwórczość wzbudzoną; ta *aktywacja* wzrasta zgodnie z określonym prawem i dąży do granicy zwanej *aktywacją nasyconą*. W przypadku radonu i aktynonu granica jest osiągnięta po upływie około trzech godzin, w przypadku toronu po upływie trzech dni. Zjawisko aktywacji jest niezależne od rodzaju aktywowanej materii (papier, metal itp.).

Ciało aktywowane, usunięte z naczynia i nie znajdujące się w zetknięciu z emanacją, wykazuje aktywność, która zmienia się z czasem według określonego prawa i w końcu zanika po upływie czasu tego samego rzędu wielkości, co czas potrzebny do uzyskania aktywacji nasyconej. Prawo dezaktywacji, podobnie jak prawo aktywacji, jest charakterystyczne dla substancji aktywującej i pozwala ją rozpoznać w sposób jednoznaczny.

---

<sup>1)</sup> Termin «promieniotwórczość wzbudzona» nie jest obecnie używany, gdyż wobec odkrycia sztucznej promieniotwórczości może prowadzić do nieporozumień (L.W.).

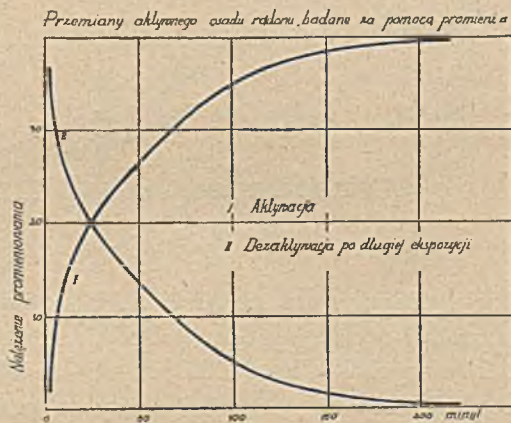
<sup>2)</sup> P. Curie i M. Curie, E. Rutherford i F. Soddy, A. Debierne.

Jeżeli aktywacja odbywa się w gazie, którego gęstość jest normalna, aktywność wzbudzona skupia się głównie na ciałach naładowanych ujemnie; w gazach rozrzedzonych różnica ta nie występuje. Ponadto w zwykłych warunkach ciśnienia można stwierdzić, że aktywacja powierzchni ciała stałego jest tym wydatniejsza, im większa jest swobodna przestrzeń w pobliżu tej powierzchni, oczywiście w założeniu, że koncentracja emanacji w naczyniu jest wszędzie jednakowa.

Interpretacja tych wszystkich zjawisk jest następująca. Przemiana atomów każdej z emanacji prowadzi do powstawania atomów substancji promieniotwórczej o własnościach ciała stałego, tworzących w powietrzu niezmiernie subtelną zawiesinę, która stopniowo dyfunduje ku powierzchniom ciał stałych i przylega do nich siłami spójności, tworząc *aktywny osad* danej emanacji. W gazie rozrzedzonym atomy osadu mogą bezpośrednio dosięgnąć ścianek naczynia, ponieważ w chwili powstawania uzyskują pewną prędkość początkową. W gazie, którego ciśnienie jest normalne, atomy zatrzymują się po przebyciu bardzo krótkiej drogi; ponieważ jednak są naładowane, zachowują się jak jony i mogą być uniesione działaniem pola elektrycznego. Wszystkie trzy rodzaje osadu aktywnego są złożone i stanowią mieszaniny składników analogicznych; wszelako w przypadku radonu osad aktywny, stosunkowo krótkotrwały, daje pozostałość zwaną *długotrwałym osadem aktywnym*, ponieważ można go obserwować w ciągu kilku lat; toron i aktynon nie tworzą żadnej podobnej pozostałości.

§ 53. Przemiany aktywnego osadu radonu. Ciała A, B, C.  
Osad długotrwały: ciała D, E i F.

W celu zbadania przemian osadu aktywnego aktywujemy zazwyczaj płytkę metalową z jednej tylko strony, eksponując ją w powietrzu zawierającym emanację, w polu elektrycznym lub bez pola; następnie badamy w komorze jonizacyjnej promieniowanie płytki w zależności od czasu; można przy tym mierzyć bądź promieniowanie całkowite (promienie  $\alpha$ ), bądź też tylko promienie przenikliwe (promienie  $\beta$  i  $\gamma$ ), tj. przechodzące przez ekrany pochłaniające promienie  $\alpha$ . Prawo zmian promieniowania w czasie ma postać zależną od rodzaju użytkowanego promieniowania i od czasu aktywacji  $\tau$  zwanego także czasem ekspozycji.



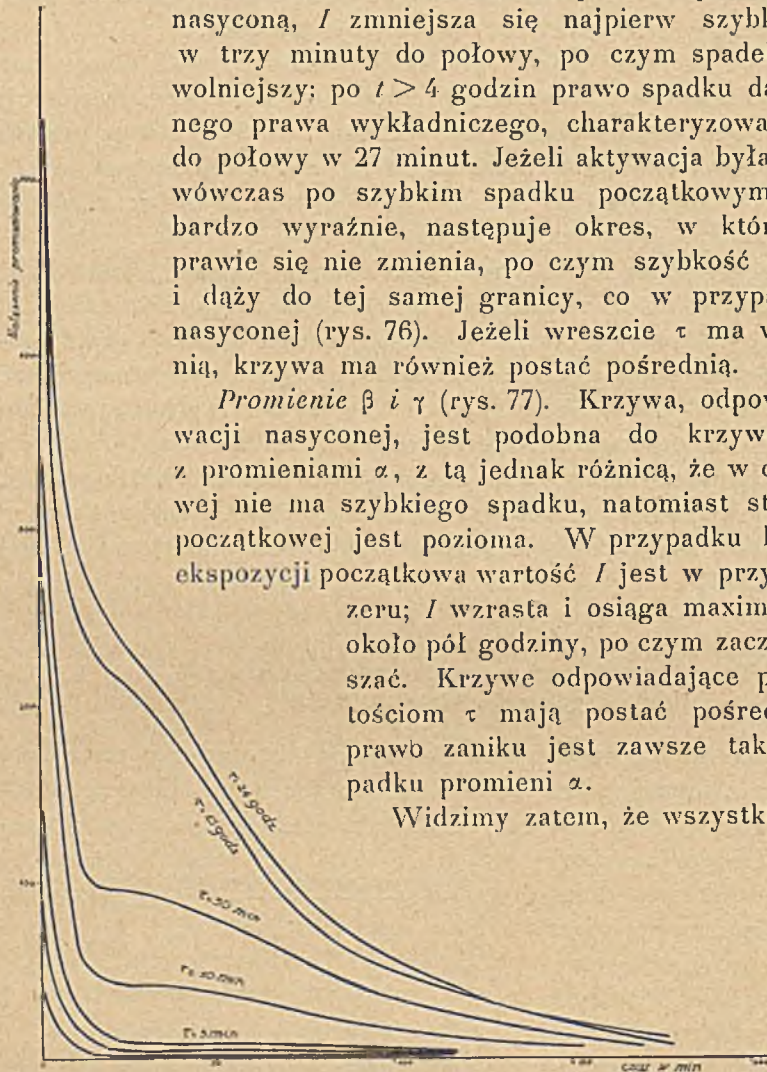
Rys. 75.

Krzywe na rysunku 75, 76 i 77 przedstawiają, w zależności od czasu, natężenie  $I$  promieniowania  $\alpha$  oraz promieniowania  $\beta$  i  $\gamma$  płytki aktywowanej w ciągu czasu  $\tau$ , którego wartość jest różna na różnych krzywych i waha się od czasu bardzo krótkiego do czasu wystarczającego dla aktywacji nasyconej.

*Promienie  $\alpha$ .* Jeżeli mamy do czynienia z aktywacją nasyconą,  $I$  zmniejsza się najpierw szybko, mianowicie w trzy minuty do połowy, po czym spadek staje się powolniejszy; po  $t > 4$  godzin prawo spadku dąży do granicznego prawa wykładniczego, charakteryzowanego spadkiem do połowy w 27 minut. Jeżeli aktywacja była bardzo krótka, wówczas po szybkim spadku początkowym, zaznaczonym bardzo wyraźnie, następuje okres, w którym aktywność prawie się nie zmienia, po czym szybkość zaniku wzrasta i dąży do tej samej granicy, co w przypadku aktywacji nasyconej (rys. 76). Jeżeli wreszcie  $\tau$  ma wartość pośrednią, krzywa ma również postać pośrednią.

*Promienie  $\beta$  i  $\gamma$  (rys. 77).* Krzywa, odpowiadająca aktywacji nasyconej, jest podobna do krzywej, otrzymanej z promieniami  $\alpha$ , z tą jednak różnicą, że w części początkowej nie ma szybkiego spadku, natomiast styczna w chwili początkowej jest pozioma. W przypadku bardzo krótkiej ekspozycji początkowa wartość  $I$  jest w przybliżeniu równa zeru;  $I$  wzrasta i osiąga maximum po upływie około pół godziny, po czym zaczyna się zmniejszać. Krzywe odpowiadające pośrednim wartościom  $\tau$  mają postać pośrednią. Końcowe prawo zaniku jest zawsze takie, jak w przypadku promieni  $\alpha$ .

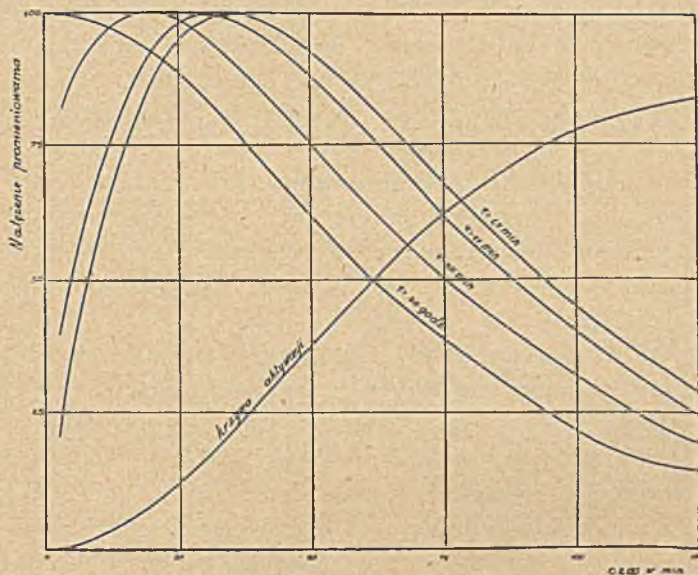
Widzimy zatem, że wszystkie krzywe ewo-



Rys. 76.

lucji promieniotwórczości wzbudzonej pochodzącej od radu posiadają wspólną cechę: spadek końcowy, przebiegający zgodnie z prawem wykładniczym o okresie 27 minut. Jeżeli zatem przedstawimy  $\log I$  jako funkcję czasu, wszystkie krzywe przechodzą w granicy w proste równoległe.

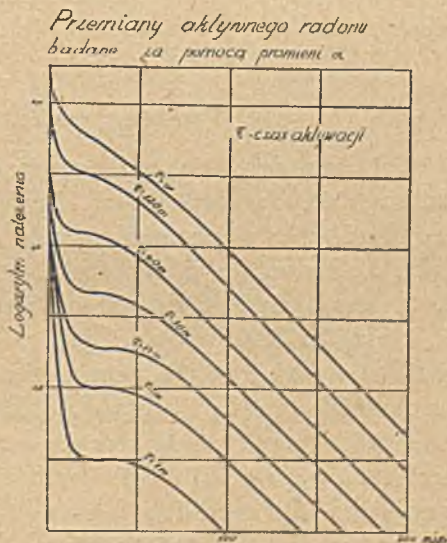
Badanie tych krzywych wykazuje, że nie możemy traktować aktywnego osadu radonu jako substancji prostej. W celu interpretacji krzywych czynimy założenie, że osad składa się z trzech pierwiastków: rad  $A$ , wytwarzany bezpośrednio przez radon, zamienia się na rad  $B$ ,



Rys. 77.

który z kolei przeobraża się w rad  $C$ . Rad  $A$  posiada okres równy 3 minutom i wysyła promienie  $\alpha$ ; rad  $B$ , którego okres wynosi 27 minut, wysyła promienie  $\beta$  i  $\gamma$ . Początkowy szybki spadek promieniotwórczości  $\alpha$  pochodzi od radu  $A$ , początkowy wzrost promieniotwórczości  $\beta$  i  $\gamma$ , obserwowany po krótkiej ekspozycji, tłumaczy się stopniowym powstawaniem radu  $B$  i radu  $C$  z zanikającego radu  $A$ ; wreszcie końcowe prawo wykładnicze ( $T = 27 \text{ min.}$ ) odpowiada ustaleniu się równowagi przejściowej między radem  $C$  i  $B$  i posiada okres radu  $B$ , ponieważ ten ostatni jest dłuższy od okresu radu  $C$  (§ 62).

W późniejszych badaniach wykryto, że  $RaC$  ulega dwójakiej przemianie. Znaczna większość atomów  $RaC$  zamienia się na  $RaC'$  i wysyła promienie  $\beta$ ; drobny ułamek liczby tych atomów wysyła promienie  $\alpha$ .



Rys. 78.

i zamienia się na  $RaC''$ . Pierwiastki pochodne  $RaC'$  i  $RaC''$  są bardzo krótkotrwałe (§ 128).

Na tablicy 14 Przypisów czytelnik znajdzie dokładne dane liczbowe, dotyczące spadku aktywnego osadu radonu po aktywacji nasyconej.

*Pozostałość długotrwała.* Badanie tej pozostałości jest tym łatwiejsze, im aktywacja była dłuższa i ilość radonu większa. Po upływie jednego dnia krótkotrwały osad aktywny znika całkowicie, aktywowana płytką wysyła jednak promienie  $\alpha$  i  $\beta$ , których natężenie powoli wzrasta. Promieniowanie  $\beta$  osiąga kres po upływie około miesiąca i odtąd pozostaje z pozoru niezmiennie, promieniowanie  $\alpha$  wzrasta w ciągu dwóch lat i również dąży do wartości granicznej, wszelako pomiary czynione w ciągu dostatecznie długiego czasu wykazały, że po przejściu przez maximum natężenie promieni  $\beta$  jak również i promieni  $\alpha$  zmniejsza się bardzo powoli.

Zjawiska te tłumaczymy w następujący sposób; rad ( $C + C' + C''$ ), ostatni złożony składnik krótkotrwałego osadu aktywnego, ulega zanikowi zamieniając się na rad  $D$ , pierwiastek długotrwały, posiadający okres 22 lat i wysyłający promienie  $\beta$  pozbawione dostrzegalnej zdolności jonizacyjnej; pierwiastek ten zamienia się na  $RaE$ , który wysyła promienie  $\beta$  i zanika do połowy w 5 dni; wreszcie  $RaE$  zamienia się na  $RaF$ , który wysyła promienie  $\alpha$  i posiada okres równy 140 dniom. Wzrastanie promieniowania  $\beta$  i  $\alpha$  jest wynikiem powstawania ciał  $E$  i  $F$  z radu  $D$ , końcowy zanik odbywa się z okresem radu  $D$ , ponieważ ustala się równowaga przejściowa pomiędzy  $RaD$  i jego pochodnymi.  $RaF$  został zidentyfikowany z polonem, ponieważ ma dokładnie ten sam okres, jednakowe promieniowanie, jednakowe własności chemiczne; zarazem udowodniono, że polon znajdujący w minerałach promieniotwórczych pochodzi z przemiany radu.

#### § 54. Przemiany osadów aktywnych toronu i aktyonu.

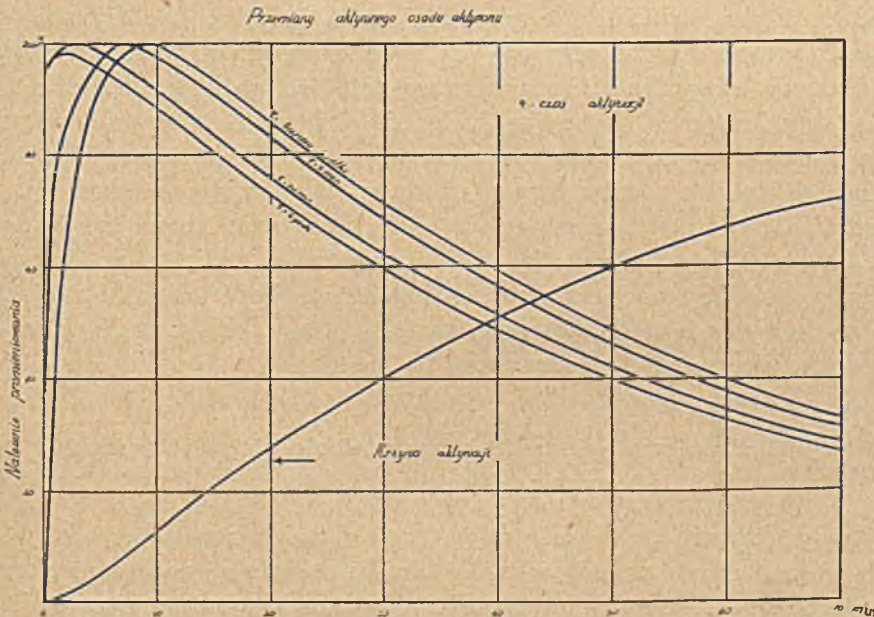
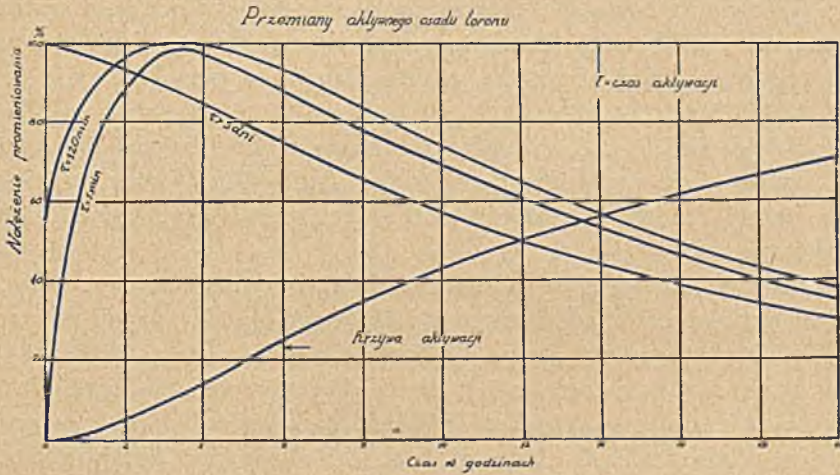
Te przemiany są przedstawione na krzywych rys. 79 i 80 w przypadku różnych wartości  $\tau$ . Prawo dezaktywacji, otrzymane za pomocą promieni  $\alpha$  czy promieniowania przenikliwego  $\beta + \gamma$ , ma postać podobną. Prawo to interpretujemy w pierwszym przybliżeniu zakładając, że każdy z osadów składa się z dwóch ciał: toru  $B$ , toru  $C$  oraz aktynu  $B$  i aktynu  $C$ . Podobnie jak w przypadku osadu aktywnego radonu, ciała  $B$  wysyłają tylko promienie  $\beta$  i  $\gamma$ , gdy tymczasem ciała  $C$  są bardziej krótkotrwałe i wysyłają promienie  $\alpha$ ,  $\beta$  i  $\gamma$ ; promienie przenikliwe ciał  $B$  jonizują stosunkowo nieznacznie. Jeżeli aktywacja jest nasycona, promieniowanie pozostaje przez pewien czas prawie niezmiennie, potem zmniejsza się zgodnie z prawem, które w granicy staje się identyczne z prawem ciał  $B$ . Jeżeli aktywacja była bardzo krótka, to w chwili początkowej istnieją tylko ciała  $B$ , a ponieważ ich promieniowanie jest

słabe, przeto stopniowe powstawanie ciał  $C$  sprawia, że promieniowanie najpierw wzrasta, później przechodzi przez maximum i wreszcie zanika; prawo graniczne jest takie samo, jak w przypadku aktywacji nasyconej.

Otrzymano następujące wartości okresów:

Tor  $B$  . . . . .  $T = 10,6$  godz.      aktywność  $B$  . . . . .  $T = 36$  min.  
 „  $C$  . . . . .  $T = 60,5$  min.      „  $C$  . . . . .  $T = 2,16$  min.

Na podstawie analogii między kolejnością przemian trzech osadów aktywnych można było przypuszczać, że istnieją również pierwiastki tor





i aktyn  $A$ , analogiczne do radu  $A$ , nie dostrzeżone z powodu zbyt krótkiego życia. W istocie udało się wykryć te ciała za pomocą specjalnie opracowanych metod. Podajemy opis jednej z tych metod.

Substancja aktywująca znajduje się w łódeczce, umieszczonej w pudełku zaopatrzoną w dwa przeciwległe otwory, przez które przesuwają się ciąglym ruchem wstążka bez końca. Przechodząc ponad substancją wstążka aktywuje się, po czym po wyjściu z pudełka działa na ekran powleczony siarczkiem cynku, który w tych warunkach rozświetla się. Jeżeli odległość ekranu od pudełka jest odpowiednio dobrana i jeżeli prędkość wstążki jest dostateczna, to można zaobserwować świecenie ekranu pochodzące od ciał bardzo krótkotrwałych i wysyłających promienie  $\alpha$ ; w ten sposób stwierdzono, że okres toru  $A$  wynosi 0,2 sek, okres aktynu  $A$  0,002 sek.

Substancje  $ThC$  i  $AcC$  ulegają przemianom podobnym do przemian radu  $C$ , mianowicie wytwarzają pochodne  $ThC'$  i  $ThC''$  oraz  $AcC'$  i  $AcC''$ . Istnieje zatem zupełna analogia pomiędzy trzema krótkotrwałymi osadami aktywnymi.

Na tablicach 15 i 16 Przypisów znajdują się dane liczbowe, dotyczące przemian aktywnych osadów toronu i aktynonu po ekspozycji nasyconej.

Osady aktywne mogą służyć do rozpoznawania natury substancyj, od których pochodzą; w istocie każdy osad aktywny posiada zupełnie charakterystyczne prawo graniczne; doświadczenia wykonywane w ciągu dostatecznie długiego czasu pozwalają bądź rozpoznać każdy z osadów, bądź stwierdzić, że ma się do czynienia z ich mieszaniną. Substancję aktywującą stałą lub ciekłą umieszcza się w płytkiej kuwecie, na którą zamiast przykrywką nakłada się aktywowaną płytkę. Należy przy tym zwracać uwagę na to, aby nie było bezpośredniego zetknięcia płytki z substancją aktywującą; eksponowaną w ten sposób płytkę pozostawia się na pewien czas, po czym bada się jej promieniowanie w ciągu kilku dni.

Osad aktywny toronu bywa używany w pomiarach służących do oznaczania radiotoru, zawartego w związkach toru; konieczne jest przy tym, aby tor  $X$  znajdował się w równowadze z radiotorem; oznaczane roztwory powinny zawierać zawsze jednakową ilość materii i znajdować się w naczyniach jednakowego kształtu; w takim samym naczyniu umieszcza się roztwór wzorcowy.

#### § 55. Chemiczne i elektrochemiczne własności aktywnych osadów.

##### Destylacja. Oddzielanie składników.

Osady aktywne są to substancje stałe, znajdujące się na aktywowanych ciałach w niezmiernie małej ilości; pocierając papierem aktywną powierzchnię możemy zabrać część aktywności, a nawet usunąć ją zupełnie, jeżeli tarcie było dosyć energiczne.

Można również oddzielić aktywny osad od podłoża, rozpuszczając go w rozcieńczonym kwasie. Jeżeli płytka aktywna jest wyrobiona ze szlachetnego metalu, np. z platyny lub ze złota i jeżeli traktujemy ją na gorąco rozcieńczonym kwasem azotowym lub solnym, wówczas aktywny osad przechodzi do roztworu.

Składniki *A*, *B*, *C* każdego osadu aktywnego posiadają określone własności chemiczne. Ciała te mogą być strącone z roztworów za pomocą różnych reaktywów w obecności związków, które posiadają własność «porywania» osadów. Doświadczenia wykonane drogą strącania i cząstkowej krystalizacji pozwalają rozpoznać naturę chemiczną osadu (patrz § 118). W ten sposób udowodniono, że trzy ciała *B* są to izotopy ołowiu, trzy zaś ciała *C* — izotopy bizmutu. Rad *A* jest to izotop polonu; zakładamy również, że to samo stosuje się do toru *A* i aktynu *A*. Spośród pierwiastków długotrwałego osadu radonu rad *D* jest to izotop ołowiu, rad *E* — bizmutu; natomiast polon reprezentuje własny typ chemiczny (liczba atomowa 84).

Substancje, z których składają się osady aktywne, mogą być wydzielane z roztworów za pomocą elektrolizy lub elektrochemicznego strącania na odpowiednio dobranym metalu, zanurzone w roztworze (*Lerch*). Otrzymane wyniki są zgodne z wynikami przewidywanymi na podstawie własności chemicznych.

Aktywny osad, zebrany na drucie metalowym lub na płytce, ulatnia się w dostatecznie wysokiej temperaturze; można go przedestylować na ochłodzoną powierzchnię umieszczoną w bezpośrednim sąsiedztwie źródła.

Jeżeli wykonywamy jakiegokolwiek czynności chemiczne lub elektrochemiczne z osadem aktywnym lub jeżeli poddajemy go destylacji, otrzymujemy na ogół częściowe oddzielenie składników. Tak np. zanurzając płytkę niklową w roztworze osadu aktywnego w kwasie solnym, otrzymujemy na płytce tylko ciało *C* bez śladu obecności ciała *B*, co można stwierdzić na podstawie prawa zaniku aktywności; podobnie w roztworze długotrwałego osadu rad *F* (polon) osiada na srebrze, gdy tymczasem rad *D* i rad *E* pozostają w roztworze.

#### § 56. Pochodzenie osadu aktywnego. Zjawisko odskoku.

Zgodnie z teorią przemian promieniotwórczych rad *A*, pierwszy składnik aktywnego osadu, jest to pozostałość atomu radonu po wyrzuceniu jądra helu w postaci cząstki  $\alpha$ . Jak wynika z prawa zachowania pędu, ta pozostała część atomu musi być odrzucona w przeciwną stronę, stosunek uzyskanej przez nią początkowej prędkości do prędkości cząstki  $\alpha$  jest równy odwrotności stosunku mas, wynosi zatem około 0,02. W ten sposób powstaje pocisk «odskoku», który w rozrzedzonym powietrzu przebiega dosyć znaczną odległość, posiada jednak bardzo krótki zasięg rzędu 0,1 mm w powietrzu pod ciśnieniem atmosferycznym. Po utracie prędkości atomy radu *A* pozostają w powietrzu w stanie zawie-

siny naładowanej dodatnio i posiadającej własności jonów dodatnich; atomy te mogą ulegać rekombinacji z jonami ujemnymi, znajdującymi się w gazie lub też wędrować ku katodzie w polu elektrycznym.

W podobny sposób powstawaniu atomu radu  $B$  z atomu radu  $A$  towarzyszy emisja cząstki  $\alpha$  oraz promieniotwórczy odskok pozostałości atomowej. Płytkę metalową  $P$ , świeżo aktywowaną radonem, stanowi źródło odskoku atomów radu  $B$  dopóty, dopóki na niej znajduje się jeszcze rad  $A$ . Jeżeli doświadczenie jest wykonane w próżni, to wyrzucone atomy radu  $B$  mogą być zebrane na płytce  $Q$  umieszczonej na wprost  $P$ , natomiast pod ciśnieniem atmosferycznym wyrzucone atomy



Rys. 81.

zatrzymują się jako dodatnie jony tuż przy płytce  $P$  i mogą być również przeniesione na płytkę  $Q$  przy pomocy pola elektrycznego, skierowanego od  $P$  do  $Q$  (rys. 81). Opisane tu sposoby pozwalają zatem otrzymywać na płytce  $Q$  czysty rad  $B$ , który następnie zamienia się stopniowo na rad  $C$ . Ruchliwość  $K$  jonów radu  $B$ , oznaczona metodą zmiennego pola (§ 7), wynosi  $K = 1,3 \text{ cm/sek}$  w powietrzu oraz  $5,6 \text{ cm/sek}$  w wodrze (pole w woltach na centymetr), jest zatem bardzo zbliżona do ruchliwości jonów dodatnich w gazach.

Teoria odskoku promieniotwórczego pozwoliła odkryć kilka bardzo krótkotrwałych radiopierwiastków, które udało się oddzielić dzięki zjawisku odskoku towarzyszącego emisji cząstek  $\alpha$  z ciała  $C$  (Hahn i Meitner): są to rad  $C''$ , tor  $C''$  i aktywność  $C''$ , pierwiastki towarzyszące ciałom  $C$ ; przypisujemy im promieniowanie  $\beta$  oraz  $\gamma$ .

Istnieje również zjawisko odskoku towarzyszące emisji promieni  $\beta$ , wszelako pęd i energia wyrzucanego atomu są znacznie słabsze w tym przypadku niż w poprzednim, co czyni obserwację zjawiska znacznie trudniejszą.

Na podstawie analizy krzywych dezaktywacji można obrachować względne liczby atomów ciał  $A$ ,  $B$  i  $C$ , osadzonych na powierzchni ciała stałego (§ 63). Jeżeli aktywacja odbywa się w radonie między dwiema zbliżonymi do siebie płytkami, między którymi istnieje pole elektryczne, to rad  $A$  jest usuwany z gazu w miarę jak powstaje i na katodzie osiada tylko rad  $A$ , ponieważ w tych warunkach ani rad  $B$ , ani rad  $C$  nie mogą nagromadzać się w gazie. Rad  $B$  i rad  $C$ , wykrywane na katodzie aktywowanej w ten sposób, pochodzą zatem z przemian osadzonego radu  $A$ . Jeżeli natomiast odległość między płytkami jest znaczna, pole zaś nie istnieje lub jest bardzo słabe, wówczas dodatnie jony radu  $A$  ulegają rekombinacji przed osiągnięciem katody i ich przemiany promieniotwórcze odbywają się w gazie; stąd wynika, że w gazie znajduje się rad  $B$  i  $C$  w stanie jonów, których część osiada bezpośrednio na katodzie. Krzywe otrzymane doświadczalnie najczęściej odpowiadają ilościom osadzania nieomal czystego radu  $A$ ; zdołano jednak zreali-

zować również przypadek, w którym ciało aktywowane pobiera z gazu nie tylko rad *A*, lecz również rad *B* i rad *C*. Anoda otrzymuje na ogół niewielką ilość osadu aktywnego, co dowodzi, że gaz zawiera ujemne jony radu *A*; dodatni jon tego pierwiastka może zatem ulec rekombinacji z jonem ujemnym, a następnie schwytać jon ujemny lub elektron. Te zjawiska wymiany jonowej są tym żywsze, im jonizacja jest silniejsza.

Jeżeli koncentracja jonów jest wielka, to siły elektryczne wywierane na jony przekazują się masie gazu i powodują zjawisko «wiatru elektrycznego», modyfikujące rozkład osadu aktywnego w przestrzeni.

W gazach rozrzedzonych aktywacja odbywa się głównie drogą odskoku; na powierzchni wystawionej na działanie radonu osiada tylko rad *A*, jeżeli atomy odskoku, pochodzące z wszystkich części gazu, mogą dobiec do tej powierzchni.

Analogiczne rozważania stosują się również do aktywnych osadów toronu i aktynonu. Zagadnieniem odskoku zajmiemy się bardziej szczegółowo w ustępach 76 i 87.

---

## ROZDZIAŁ XI

### TEORIA PRZEMIAN PROMIENIOTWÓRCZYCH

#### § 57. Wykładnicze prawo przemiany radiopierwiastka. Dwa rodzaje przemian.

Podstawowe prawo przemiany radiopierwiastka opiewa, że ilość tego pierwiastka, ulegająca przemianie w jednostce czasu, jest proporcjonalna do ilości istniejącej w danej chwili. W ten sam sposób charakteryzujemy każdą nieodwracalną reakcją monomolekularną.

Niechaj będzie  $N$  liczba atomów radiopierwiastka w chwili  $t$ ,  $N_0$  wartość  $N$  w chwili początkowej; możemy napisać:

$$dN/dt = -\lambda N, \quad N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad \ln N = \ln N_0 - \lambda t,$$

gdzie  $\lambda$  jest to współczynnik charakterystyczny dla danego pierwiastka, zwany *stałą zaniku*; jest to zarazem styczna kąta nachylenia prostej przedstawiającej zmniejszanie się  $\ln N$  jako funkcji czasu. Jeżeli zamiast logarytmów naturalnych używamy dziesiętnych, to obliczamy  $\lambda$  na podstawie równania:

$$\log N = \log N_0 - \lambda t \log e, \quad \text{gdzie } \log e = 0,4343.$$

Prawo wykładnicze wyraża po prostu, że traktujemy przemianę promieniotwórczą jako zdarzenie przypadkowe, którego doznają kolejno niektóre atomy, gdy inne pozostają jeszcze nietknięte. Współczynnik  $\lambda$  odgrywa w tym ujęciu rolę *prawdopodobieństwa przemiany* odniesionego do jednostki czasu. Niektóre atomy ciała posiadają życie bardzo krótkie, natomiast inne zachowują istnienie w ciągu znacznie dłuższego czasu. Możemy obliczyć ich średni czas życia  $\theta$ . Jeżeli  $dN$  jest to liczba atomów, które uległy zanikowi w czasie zawartym między  $t$  i  $t + dt$ , to możemy powiedzieć, że te atomy przeżyły czas  $t$ ; średni czas życia  $N_0$  atomów równa się zatem:

$$\theta = -\frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} t dN = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} N dt = \int_0^{\infty} e^{-\lambda t} dt = \frac{1}{\lambda}.$$

Średni czas życia może służyć do charakteryzowania radiopierwiastka podobnie jak stała zaniku.

Między okresem  $T$  radiopierwiastka, czyli czasem zaniku jego ilości do połowy oraz  $\lambda$  i  $\theta$  istnieją następujące zależności:

$$\lambda T = \ln 2 = 0,693, \quad T = \theta \ln 2.$$

Istnieją dwa rodzaje przemian promieniotwórczych: przemiany, którym towarzyszy emisja promieni  $\alpha$  oraz przemiany związane z emisją promieni  $\beta$ . W pierwszym przypadku z jądra atomowego wybiega z wielką prędkością cząstka  $\alpha$ , tj. jądro helu; pozostała część jądra stanowi jądro nowego atomu, którego masa atomowa jest o 4 jednostki mniejsza od masy pierwotnego atomu, ładunek zaś jest mniejszy o 2 jednostki od pierwotnego ładunku. W drugim przypadku mamy do czynienia z emisją elektronu jądrowego, czyli cząstki  $\beta$ ; utworzony atom posiada w przybliżeniu tę samą masę, co atom pierwotny, wszelako ładunek jądrowy jest o jednostkę większy.

Na ogół tylko jeden z tych rodzajów przemiany jest właściwy atomom danego radiopierwiastka; znamy jednak kilka przykładów przemian wielorakich zwanych rozgałęzieniami, w których określona liczba atomów doznaje przemiany z emisją promieni  $\alpha$ , pozostała zaś część ulega przemianie z emisją promieni  $\beta$ .

Całkowita stała zaniku równa się w tym przypadku sumie dwóch częściowych stałych zaniku.

Widzimy zatem, że promieniowanie jest związane w istotny sposób z przemianą promieniotwórczą i może być traktowane jako widomy objaw tej przemiany. Liczba cząstek  $\alpha$  wysyłanych przez ciało promieniotwórcze jest równa liczbie przeobrażonych atomów; to samo stosuje się do pierwotnych promieni  $\beta$ . Na ogół jednak emisji promieni  $\beta$  towarzyszy emisja promieni  $\gamma$ , powodująca emisję promieni  $\beta$  wtórnych; wskutek tego całkowita liczba cząstek  $\beta$  powiększa się w określonym stosunku (§ 91). We wszystkich przypadkach natężenie promieniowania czystego radiopierwiastka, zmierzone w danej komorze jonizacyjnej, daje się przedstawić wzorem:

$$I = k \lambda N,$$

gdzie  $k$  jest to *współczynnik aktywności*, zależny od rodzaju promieniowania i jego mniej lub więcej zupełnego zużytkowania w komorze.

#### § 58. Zastosowanie teorii prawdopodobieństwa. Fluktuacje promieniotwórczości.

Wykładnicze prawo przemian promieniotwórczych ma charakter prawa statystycznego i jako takie stosuje się z tym większą dokładnością, im większa jest badana liczba atomów; teoria prawdopodobieństwa przewiduje odstępstwa przebiegu obserwowanego od obliczonego; odstępstwa te noszą nazwę *fluktuacyj promieniotwórczości* (E. von Schweidler).

Weźmy pod uwagę radiopierwiastek, którego ilość pozostaje prawie

niezmienna podczas pomiarów, i podzielmy czas  $t$  na  $m$  równych odstępów  $\tau$  tak, iż  $t$  równa się  $m\tau$ . Jeżeli  $\lambda t N$  jest to całkowita liczba atomów, które uległy przemianie w ciągu czasu  $t$ , to w ciągu czasu  $\tau$  zanika średnio  $\nu = \lambda\tau N$ ; jednakże liczba atomów, które uległy przemianie w ciągu każdego z odstępów  $\tau$  nie równa się na ogół  $\nu$ , lecz  $\nu + \Delta$ , gdzie  $\Delta$  jest to *odchylenie bezwzględne*, czyli *fluktuacja*; odchylenia  $\Delta$  mogą być dodatnie lub ujemne, ich suma jest równa zero. W celu scharakteryzowania wielkości fluktuacyj tworzymy sumę kwadratów odchyleń bezwzględnych  $\Delta$  lub sumę kwadratów odchyleń względnych  $\varepsilon = \Delta/\nu$ .

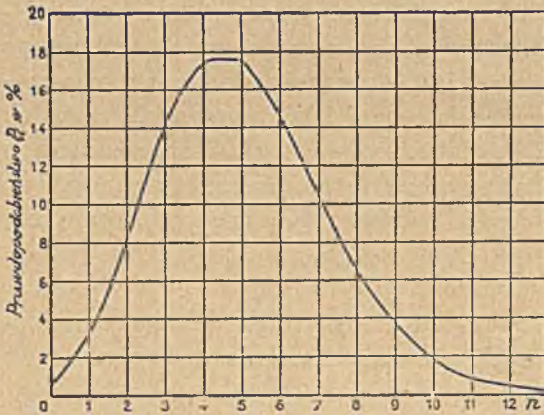
Można dowieść, że:

$$\overline{\Delta^2} = \overline{\Delta^2}/(m-1) = \nu \text{ i } \overline{\varepsilon^2} = \overline{\Sigma \varepsilon^2}/(m-1) = 1/\nu;$$

te wzory stosują się z tym większą dokładnością, im liczba pomiarów jest większa;  $\overline{\Delta^2}$  i  $\overline{\varepsilon^2}$  są to: średnie kwadratowe odchylenie i średnie kwadratowe odchylenie względne;  $\nu$  i  $1/\nu$  są to najprawdopodobniejsze wartości tych wielkości.

Prawdopodobieństwo  $p_n$  odchylenia  $\Delta$ , czyli prawdopodobieństwo, iż w ciągu czasu  $\tau$  liczba atomów  $n = \nu + \Delta$  ulegnie przemianie, jest dane wzorem:  $p_n = \nu^n e^{-\nu}/n!$ . Na rysunku 82 znajduje się krzywa, przedstawiająca  $p_n$  w zależności od  $n$  w przypadku  $\nu = 5$ . Jeżeli  $m$  jest wielkie, wzór przybiera postać  $p_n = 1/\sqrt{2\pi\nu} \cdot e^{-\Delta^2/2\nu}$  (prawo błędów *Gaussa*).

Biorąc ogólniej, niech  $Z = N_0(1 - e^{-\lambda t})$  będzie liczba atomów, które uległyby przemianie w ciągu czasu  $t$ , gdyby prawo wykładnicze było do-



Rys. 82.

kładnie spełnione, oraz  $Z + \Delta$  liczba atomów zaobserwowana w danym doświadczeniu. Najbardziej prawdopodobne wartości  $\Delta^2$  i  $\varepsilon^2$  ( $\varepsilon = \Delta/Z$ ) są  $\overline{\Delta^2} = Z(1 - Z/N_0)$  oraz  $\overline{\varepsilon^2} = 1/Z - 1/N_0$ , czyli praktycznie biorąc,  $Z$  oraz  $1/Z$ , jeżeli  $Z/N_0$  jest dostatecznie małe.

To samo zjawisko może być rozpatrywane z innego punktu widzenia; z teorii wynika, że odstępym między następującymi po sobie chwila-

mi przemiany atomu nie są równe, lecz wahają się w sposób nieprzewidywalny. Niech będzie  $n_0$  liczba kolejnych odstępów w czasie  $X$ , w ciągu którego wykonywamy obserwację,  $n$ —liczba odstępów dłuższych od  $t$ ; można dowieść, że:

$$n = n_0 e^{-t/t_m},$$

gdzie  $t_m$  jest to *średni odstęp*,  $t_m = X/n_0$ . Krótkie odstępym są zatem najczęstsze, długie odstępym są stosunkowo rzadkie.

Te wnioski teoretyczne zostały potwierdzone drogą doświadczalnego badania fluktuacyj promieniotwórczości. Zastosowane metody polegają bądź na mierzeniu prądu jonowego, bądź na liczeniu oddzielnych przemian atomowych.

W pierwszym przypadku mierzymy starannie, za pomocą przyrządu oddziaływającego możliwie szybko, prąd jonowy wytworzony przez substancję promieniotwórczą, której ilość pozostaje, praktycznie biorąc, niezmienna podczas trwania pomiarów. Gdyby nie było fluktuacyj promieniotwórczości, liczba cząstek wysyłanych w jednostce czasu, a zatem i liczba wytworzonych jonów byłaby stała; w rzeczywistości jednak wartości prądu otrzymane w kolejnych pomiarach ulegają wahaniom. Jeżeli jonizacja pochodzi od promieni  $\alpha$ , wahania dają się łatwo zauważyć; są one mniej wyraźne przy użyciu promieni  $\beta$  lub  $\gamma$ , gdyż liczba jonów  $k$ , obliczona na każdą przemianę atomową, jest w tym przypadku znacznie mniejsza, skąd wynika, że temu samemu natężeniu prądu  $i$  odpowiada znacznie większa liczba przemian atomowych  $Z/t$  w jednostce czasu. Ponieważ zaś zgodnie z teorią względne odchylenie prądu  $i$  jest proporcjonalne do  $1/\sqrt{Z}$ , przeto jest znacznie mniejsze w przypadku promieni  $\beta$  lub  $\gamma$  niż w przypadku promieni  $\alpha$ ; to samo stosuje się do odchylenia bezwzględnego, które jest również proporcjonalne do  $1/\sqrt{Z}$  lub do  $\sqrt{k}$ , jeżeli  $i$  jest dane.

Dla ilustracji liczbowej damy następujący przykład: polon umieszczony w komorze jonizacyjnej, w której promienie  $\alpha$  są całkowicie pochłonięte, wytwarza prąd o natężeniu  $I = 0,1 \text{ j.es.}$ , co odpowiada emisji 1380 cząstek w sekundzie. Jeżeli pomiar chwilowego prądu całkuje jonizację wytworzoną w ciągu 30 sek, to odpowiada mu liczba cząstek  $\alpha = 41400$ ; odchylenie prawdopodobne równa się pierwiastkowi kwadratowemu z tej liczby, mianowicie 204, co odpowiada zmianie prądu o  $5 \cdot 10^{-4} \text{ j.es.}$ , czyli 0,5% zmierzonego natężenia.

Promieniotwórcze fluktuacje prądu, obserwowane doświadczalnie bądź w zwykłych pomiarach, bądź za pomocą przyrządu samozapisującego, są zgodne z teorią (*Kohlrausch, Geiger, Bormann* itd.). Interpretacja tych doświadczeń jest jednak trudna. Bardziej bezpośrednia metoda polega na obserwowaniu scyntylacji pochodzących od cząstek  $\alpha$ . Każda scyntylacja jest skutkiem przemiany jednego atomu. Rozkład liczby scyntylacji w równych kolejnych odstępach czasu daje się przedstawić za pomocą krzywych podobnych do krzywej rys. 82 (*Rutherford i Geiger*).

Istnieje jeszcze inna metoda liczenia przemian atomowych, posługująca się urządzeniami elektrycznymi do liczenia cząstek  $\alpha$ . Otrzymujemy w tym przypadku wykres, na którym emisja każdej cząstki  $\alpha$  jest widoczna jako wyskok krzywej wznoszący się nader szybko; odległość między dwoma kolejnymi wyskokami mierzona równoległe do osi czasów jest to odstęp czasu między dwiema emisjami, a zatem między dwiema kolejnymi przemianami atomowymi (tabl. XI, fig. 1 i 2).



Na wykresach doświadczalnych wyznacza się długości odstępów; po otrzymaniu dostatecznej liczby danych można je rozklasyfikować według długości i sprawdzić wzór rozkładu. Statystyka tego rodzaju, obejmująca 10000 odstępów między emisjami cząstek  $\alpha$  polonu, wykazała bardzo dobrą zgodność doświadczenia z teorią (*Maria Curie*).

Widzimy zatem, że z powodu istnienia fluktuacyj promieniotwórczości dokładność pomiaru prądu jonowego jest ograniczona; wykonywając pomiary w ciągu dłuższego czasu zmniejszamy wynikającą stąd niepewność<sup>1)</sup>.

#### § 59. Niezmiennność stałych zaniku. Hipotezy dotyczące pochodzenia promieniotwórczości.

Najbardziej uderzającym rysem przemian promieniotwórczych jest ich niezależność od warunków zewnętrznych. W żadnym przypadku nie udało się dotąd stwierdzić z pewnością jakiegokolwiek zmiany stałej zaniku. Z tego powodu stałe te stanowią naturalne wzorce czasu, jak to zauważył *Piotr Curie*.

W celu wykrycia ewentualnego działania czynników zewnętrznych musimy posługiwać się promieniowaniem. W niektórych doświadczeniach badamy, czy promieniowanie jakiejś substancji praktycznie niezmiennej zmienia się pod działaniem tych czynników; w innych doświadczeniach pomiary promieniowania dają możliwość badania zaniku radio-pierwiastka w różnych warunkach.

Pierwsze doświadczenia tego rodzaju wykonane z dokładnością do 1% wykazały, że promieniowanie uranu lub radu nie zmienia się ani pod wpływem oświetlenia, ani zmiany temperatury i że zanik radonu nie zależy ani od jego koncentracji, ani od właściwości zbiornika, w którym jest zawarty, ani od temperatury w granicach od  $-180^{\circ}$  do  $+450^{\circ}$  (*H. Becquerel, Piotr Curie, E. Rutherford*).

Nie możemy tu opisywać wszystkich bardzo licznych doświadczeń, wykonanych w późniejszych czasach. W niektórych przypadkach zastosowano metody bardzo dokładne, pozwalające na wykrycie najej zmiany stałych zaniku. Metody te polegają na ogół na porównywaniu promieniowania dwóch próbek ciała promieniotwórczego, z których tylko jedna jest poddana działaniu badanego czynnika; mierzy się różnicę promieniowania obu próbek (metoda kompensacji), co daje wielką dokładność zwłaszcza wtedy, kiedy się używa bardzo przenikliwego promieniowania  $\gamma$ . W ten sposób znaleziono, że promieniowanie rurki z ra-

<sup>1)</sup> W doświadczalnych badaniach fluktuacyj należy odróżniać metody zużytkowujące wszystkie promienie wysyłane przez źródło od metod, w których jest wykorzystana tylko część promieniowania ograniczona stosunkowo niewielkim kątem bryłowym. Tylko w pierwszym przypadku eksperymentator ma bezpośrednio do czynienia z fluktuacjami cząstek  $\alpha$  w czasie; w drugim przypadku odgrywają rolę również fluktuacje rozmieszczenia przestrzennego.

dem (rad w równowadze z radonem i ciałami  $A$ ,  $B$ ,  $C$ ) jest jednakowe w zwykłej temperaturze i w temperaturze ciekłego wodoru (z dokładnością do  $2/10000$ ) (*Maria Curie i Kammerlingh-Onnes*).

Promieniowanie nie zmienia się również, jeżeli rad jest umieszczony w silnym polu magnetycznym (*P. Weiss*).

Niektóre doświadczenia pozostają w związku z określonymi hipotezami, dotyczącymi pochodzenia promieniotwórczości. Można doszukiwać się przyczyny destrukcji atomu bądź w jego wewnętrznej budowie, bądź w działaniu zewnętrznym, np. w promieniowaniu niezmiernie przenikliwym, którego domniemane źródło znajduje się w przestrzeni kosmicznej lub we wnętrzu ziemi (*Piotr Curie i Maria Curie, J. Perrin*).

Między innymi próbowano zastosować własne promienie  $\alpha$ ,  $\beta$  i  $\gamma$  radiopierwiastków, jako czynnik zakłócający równowagę atomu promieniotwórczego<sup>1</sup>); z drugiej strony wykonano doświadczenia w celu wykrycia ewentualnego działania promieni różnej natury.

Opiszemy jedno z doświadczeń tego typu: porównywano zanik skoncentrowanego radonu (ciśnienie  $Rn$   $0,5 atm.$ ) zawartego w małej kulce o objętości  $0,2 mm^3$  z zanikiem radonu zawartego w podłużnej rurce i dwadzieścia razy bardziej rozcieńczonego: celem pracy było wykrycie działania na skoncentrowany radon jego własnych promieni oraz promieni pierwiastków pochodnych; okazało się, że prawo zaniku pozostaje niezmiennie z dokładnością do  $1/2000$  (*Maria Curie*). Próbowano również działać przenikliwymi promieniami radu na zanik polonu (*Maria Curie*) i uranu  $X$  (*Hevesy*), promieniami  $\alpha$  polonu na równowagę między radem  $D$ ,  $E$  i  $F$  (*Maria Curie*); w żadnym przypadku nie znaleziono efektu w granicach dokładności do  $1/1000$ .

W celu zbadania, czy nie ma żadnego działania promieni pochodzących od słońca, porównywano aktywność uranu w południe i o północy; zakładano przy tym, że promienie czynne mogą ulegać osłabieniu wskutek przejścia przez całą ziemię (*Piotr i Maria Curie*). Z drugiej strony aktywność uranu została zmierzona w kopalni na głębokości  $750 m$  (*Elster i Geitel*). Zanik uranu  $X$  był dokładnie badany w przypadku dwóch próbek przechowywanych na wysokości  $500$  i  $3500 m$  (*Piccard i Stahel*). Nie dostrzeżono żadnej różnicy<sup>2</sup>).

#### § 60. Zagadnienie dwóch substancyj.

Zagadnienie to polega na obliczaniu ilości radiopierwiastka zanikającego samorzutnie i jednocześnie wytwarzanego przez substancję macierzystą. Niechaj będą:  $N_1$  liczba atomów pierwiastka macierzystego,  $N_2$

<sup>1</sup>) Za pomocą promieni  $\alpha$  wielkiej prędkości zdołano osiągnąć przemiany atomowe niektórych lekkich pierwiastków (rozd. XXI).

<sup>2</sup>) Niektórzy autorowie podają, że istnieją pewne anomalie w zachowaniu się ciał promieniotwórczych, które, ich zdaniem, pochodzą od słońca; wyniki te wymagają dokładniejszych badań.

pierwiastka pochodnego,  $\lambda_1$  i  $\lambda_2$  ich stałe zaniku. Będziemy mieli dla pierwszego pierwiastka:

$$(1) \quad dN_1/dt = -\lambda_1 N_1, \quad N_1 = N_{1,0} e^{-\lambda_1 t},$$

gdzie  $N_{1,0}$  jest to liczba atomów w chwili  $t = 0$ .

Jeżeli każdy atom pierwiastka 1 daje zanikając jeden atom pierwiastka 2, to w jednostce czasu powstaje  $\lambda_1 N_1$  atomów tego ostatniego, ponieważ zaś jednocześnie zanika  $\lambda_2 N_2$  atomów, przeto mamy:

$$(2) \quad dN_2/dt = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2;$$

jest to równanie znanego typu, którego całka jest następująca:

$$N_2 = N_{2,0} e^{-\lambda_2 t} + \lambda_1 N_{1,0} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) / (\lambda_2 - \lambda_1),$$

jeżeli wartości początkowe są:  $N_2 = N_{2,0}$  dla  $t = 0$ .

Widzimy zatem, że  $N_2$  składa się z dwóch wyrazów:

$$(3) \quad N_{2,1} = \lambda_1 N_{1,0} \frac{(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t})}{\lambda_2 - \lambda_1}; \quad N_{2,2} = N_{2,0} e^{-\lambda_2 t}.$$

Wyraz  $N_{2,2}$  reprezentuje pozostałą w chwili  $t$  ilość drugiego pierwiastka, którego ilość początkowa wynosi  $N_{2,0}$ ;  $N_{2,1}$  jest to ilość utworzona aż do chwili  $t$  przez pierwszy pierwiastek.  $N_{2,2}$  zmniejsza się według prostego prawa wykładniczego, natomiast  $N_{2,1}$  zmienia się w sposób bardziej skomplikowany; wyraz ten, z początku równy 0, przechodzi przez maximum w chwili  $\tau$  danej wzorem:

$$e^{(\lambda_1 - \lambda_2)\tau} = \lambda_2 / \lambda_1$$

i następnie zmniejsza się według prawa, które w granicy jest identyczne z prawem wykładniczym, odpowiadającym mniejszej z dwóch stałych  $\lambda_1$  i  $\lambda_2$ .

Należy rozróżnić dwa przypadki:

I)  $\lambda_1 > \lambda_2$ ; po dostatecznie długim czasie pozostaje tylko ciało 2, ciało 1 zaś zniknęło.

II)  $\lambda_1 < \lambda_2$ ; ciała 1 i 2 współistnieją aż do zupełnego zaniku; stosunek ich ilości przybiera w granicy wartość stałą, równą:

$$\lim N_2/N_1 = \lambda_1 / (\lambda_2 - \lambda_1) \quad \text{lub} \quad \lim \lambda_2 N_2 / \lambda_1 N_1 = \lambda_2 / (\lambda_2 - \lambda_1).$$

Mówimy, że między ciałem 1 i pochodnym ciałem 2 ustaliła się *równowaga przejściowa*.

Jeżeli  $\lambda_1$  jest znikomo małe wobec  $\lambda_2$ , możemy napisać:

$$\lim N_2/N_1 = \lambda_1 / \lambda_2; \quad \lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2.$$

Liczba atomów obu ciał ulegających zanikowi w ciągu tego samego czasu jest wówczas jednakowa, gdyż zanik ciała 2 jest dokładnie skompensowany jego powstawaniem. Mówimy wówczas, że ciała 1 i 2 po-

zostają w równowadze promieniotwórczej; liczby atomów  $N_1$  i  $N_2$  mają się do siebie jak odwrotności stałych zaniku  $\lambda_1$  i  $\lambda_2$ , są zatem proporcjonalne do okresów  $T_1$  i  $T_2$ .

Jeżeli ciało 1 jest, praktycznie biorąc, niezmiennie, mamy:

$$(4) \quad N_2 = \lambda_1 N_1 (1 - e^{-\lambda_2 t}) / \lambda_2.$$

Należy zaznaczyć, że związek  $\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2$  zachodzi w chwili, gdy  $N_2$  przybiera wartość maximum; wzór (2);  $dN_2/dt = 0$ ; wzór ten można by obrać jako definicję równowagi promieniotwórczej.

Przykłady. Pierwszy składnik osadu aktywnego  $RaA$ ,  $ThA$  lub  $AcA$  osadzony na aktywowanym ciele ulega zanikowi przechodząc w pierwszy pierwiastek pochodny  $RaB$ ,  $ThB$  lub  $AcB$ ; zanik substancji macierzystej jest w tym przypadku szybszy niż zanik substancji pochodnej.

Rad  $A$ , pierwszy pierwiastek pochodny radonu, osiąga równowagę przejściową z radonem; liczby atomów są nieomal dokładnie proporcjonalne do okresów.

Radon, pierwszy pochodny pierwiastek radu, osiąga stan równowagi z tym ostatnim; liczby atomów obliczone na curie radonu i gram radu są proporcjonalne do okresów. Wzór nagromadzenia radonu (patrz § 48) ma postać:

$$q = p \Delta (1 - e^{-\lambda t}) / \lambda,$$

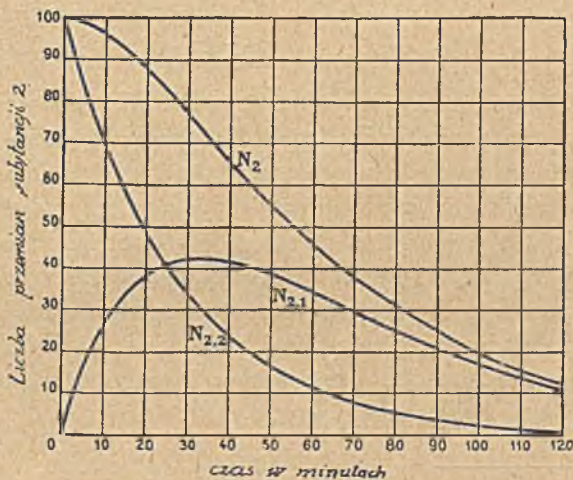
jak widzimy, identyczną z wzorem (4).

W zagadnieniu dwóch substancyj natężenie  $I$  prądu jonowego, wytworzonego przez promieniowanie, wyraża się wzorem

$$I = k_1 \lambda_1 N_1 + k_2 \lambda_2 N_2,$$

gdzie  $k_1$  i  $k_2$  są to współczynniki aktywności charakteryzujące stopień użytkowania promieni ciał 1 i 2 w komorze jonizacyjnej. Widzimy, że  $I$  jest to liniowa funkcja dwóch funkcji wykładniczych; względna wartość obu wyrazów, a zatem postać krzywej  $I = f(t)$  zależy od warunków doświadczalnych. W przypadku szczególnym, w którym promieniowanie pierwszego ciała jest znikomo małe,  $I$  jest proporcjonalne tylko do ilości drugiego ciała i prawo zmian  $I$  jest niezależne od aparatury pomiarowej.

Na rys. 83 jest przedstawiona ewolucja ciała 2 w obecności ciała 1. Uczyniono przy tym założenie,



Rys. 83. Krzywe  $N_2$ ,  $N_{2,1}$ ,  $N_{2,2}$ . Krzywa  $N_{2,2}$  przedstawia powstawanie  $RaC$  z  $RaB$ ; krzywa  $N_{2,1}$  — zanik początkowej ilości  $RaC$ . Rzędne krzywej  $N_2$  są to sumy rzędnych dwóch poprzednich krzywych.

że w chwili  $t = 0$  liczba atomów każdego ciała, zanikających w jednostce czasu, jest jednakowa:  $\lambda_1 N_{1,0} = \lambda_2 N_{2,0}$ , że zatem zachodzi równowaga promieniotwórcza między obu ciałami. Okresy wzięte do wykreślenia krzywych są to okresy radu  $B$  i radu  $C$ ; otrzymana krzywa  $N_2$  jest podobna do krzywej charakteryzującej ewolucję promieniowania aktywnego osadu radu (rys. 77, promieniowanie  $\beta$  i  $\gamma$ , długa ekspozycja<sup>1)</sup>).

### § 61. Zagadnienie trzech substancyj. Zagadnienie $n$ substancyj.

W przypadku trzech kolejnych pierwiastków należy uzupełnić poprzednie rachunki wzorami przedstawiającymi ewolucję trzeciego pierwiastka. Jeżeli atom pierwiastka 3 powstaje w przemianie atomu pierwiastka 2, mamy:

$$(6) \quad dN_3/dt = \lambda_2 N_2 - \lambda_3 N_3,$$

gdzie  $N_2$  jest to funkcja liniowa funkcji wykładniczych  $e^{-\lambda_1 t}$  i  $e^{-\lambda_2 t}$ . Rozwiązanie ogólne jest funkcją liniową tych samych funkcji wykładniczych, oraz  $e^{-\lambda_3 t}$ ; możemy je napisać w postaci:

$$N_3 = N_{3,1} + N_{3,2} + N_{3,3},$$

gdzie  $N_{3,3}$  jest to pozostałość ilości  $N_{3,0}$  obecnej w chwili początkowej,  $N_{3,2}$  ilość utworzona z  $N_{2,0}$ ,  $N_{3,1}$  zaś ilość, która powstała z  $N_{1,0}$  za pośrednictwem  $N_2$ . Obliczanie  $N_{3,3}$  i  $N_{3,2}$  jest analogiczne do traktowanych już zagadnień jednego i dwóch ciał; pozostaje zatem do obliczenia wyraz  $N_{3,1}$ , stanowiący rozwiązanie równania różniczkowego (6) z warunkami początkowymi  $N_{2,0} = 0$ ;  $N_{3,0} = 0$ . Otrzymujemy:

$$(7) \quad N_{3,1} = \lambda_1 \lambda_2 N_{1,0} [e^{-\lambda_1 t}/(\lambda_3 - \lambda_1)(\lambda_2 - \lambda_1) + e^{-\lambda_2 t}/(\lambda_3 - \lambda_2)(\lambda_1 - \lambda_2) + e^{-\lambda_3 t}/(\lambda_1 - \lambda_3)(\lambda_2 - \lambda_3)].$$

Wyraz ten, równy 0 w chwili początkowej, przechodzi przez maximum, a następnie znika według prawa zgodnego w granicy z prawem wykładniczym charakteryzującym ciało, którego stała jest najmniejsza; otrzymana krzywa różni się od krzywej przedstawiającej  $N_{2,1}$  tym, że jest na początku styczna do osi czasów, ponieważ powstawanie  $N_3$  z  $N_1$  jest *opóźnione* wskutek powstawania pośredniego ciała  $N_2$ . Rys. 84 przedstawia krzywą tego typu, odpowiadającą powstawaniu  $RaC$  z  $RaA$  za pośrednictwem  $RaB$ .  $N_{3,1}$  jest to liczba atomów  $RaC$  utworzonych w ten sposób, wyrażona w % całkowitej początkowej ilości  $N_{3,0}$  po aktywacji nasyconej.

<sup>1)</sup> Mówiąc dokładniej, krzywa  $N_2$  przedstawia ewolucję promieniowania w przypadku, gdy  $RaB$  i  $RaC$  pozostają w równowadze promieniotwórczej w chwili  $t = 0$  (w nieobecności  $RaA$ ) i kiedy promieniowanie  $RaB$  może być zaniedbane wobec promieniowania  $RaC$  w przyrządzie użytym do pomiaru; ten przypadek może być zrealizowany doświadczalnie.

Rachunek powyższy może być łatwo uogólniony w przypadku  $n$  kolejnych ciał. Liczba atomów  $N_n$  jest to suma  $n$  wyrazów:

$$N_n = N_{n,1} + N_{n,2} + \dots + N_{n,n-1} + N_{n,n},$$

z których każdy przedstawia ilość  $n$ -tej substancji, utworzonej z początkowych ilości  $N_{1,0}, N_{2,0} \dots N_{n-2,0}, N_{n-1,0}$ , każdej z substancji poprzedzających.

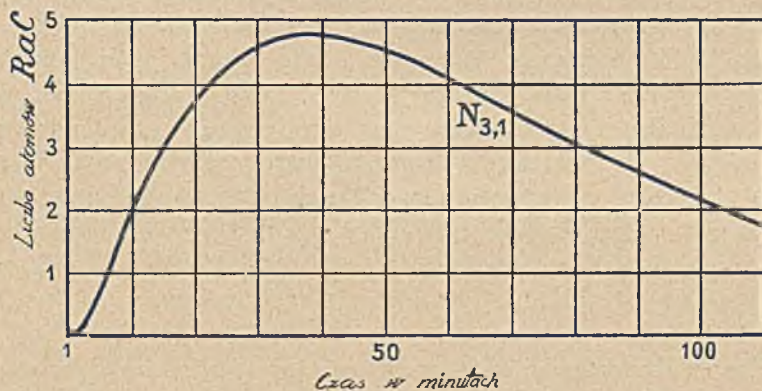
Tylko pierwszy wyraz odpowiada zagadnieniu  $n$  ciał; obliczamy go całkując równanie różniczkowe:

$$(8) \quad dN_n/dt = \lambda_{n-1} N_{n-1} - \lambda_n N_n,$$

w którym znamy postać wyrazu  $N_{n-1}$  i w którym początkowe ilości wszystkich ciał z wyjątkiem pierwszego są przyjęte jako równe zero. Możemy natychmiast napisać ten wyraz na mocy oczywistego uogólnienia wzoru (7)

$$N_{n,1} = \lambda_1 \lambda_2 \dots \lambda_{n-1} N_{1,0} [e^{-\lambda_1 t}/(\lambda_2 - \lambda_1) \dots (\lambda_n - \lambda_1) + e^{-\lambda_2 t}/(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_2) \dots (\lambda_n - \lambda_2) + \dots + e^{-\lambda_n t}/(\lambda_1 - \lambda_n) \dots (\lambda_{n-1} - \lambda_n)];$$

jest to funkcja liniowa  $n$  funkcji wykładniczych, równa zero w chwili  $t=0$ , przechodząca przez maximum i następnie zmniejszająca się zgodnie z prawem, które w granicy staje się identyczne z prawem wykładniczym,



Rys. 84.

charakteryzującym ciało o najmniejszej stałej; rząd styczności krzywej  $N_{n,1} = f(t)$  z osią stycznych w punkcie początkowym jest tym wyższy, im  $n$  jest większe.

Jeżeli mamy do czynienia z przemianą wieloraką, tj. z rozgałęzieniem, wówczas należy wziąć pod uwagę względne ilości atomów, których zanik prowadzi do powstawania każdej z gałęzi.

W przypadku obecności  $n$  ciał natężenie promieniowania  $I$  w komorze jonizacyjnej wyraża się wzorem:

$$I = k_1 \lambda_1 N_1 + k_2 \lambda_2 N_2 + \dots + k_n \lambda_n N_n,$$

gdzie  $k_1, k_2, \dots, k_n$  są to współczynniki aktywności, różne dla różnych ciał i zależne od rodzaju ich promieniowania i wykorzystania tych promieni w komorze.

### § 62. Równowaga przejściowa. Równowaga promieniotwórcza.

Weźmy pod uwagę przypadek, gdy substancja macierzysta posiada życie znacznie dłuższe od wszystkich swoich pochodnych; we wzorze dającym obraz przemiany któregośkolwiek pierwiastka pochodnego pozostaje po dostatecznie długim czasie, praktycznie biorąc, tylko funkcja wykładnicza  $e^{-\lambda_1 t}$ ; innymi słowy, stosunek pomiędzy ilością substancji macierzystej i ilością pierwiastka pochodnego dąży w granicy do wartości stałej. Jeżeli jest to pierwiastek pochodny rzędu  $n$ , mamy:

$$\lim N_n/N_1 = \lambda_1 \lambda_2 \dots \lambda_n / (\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1) \dots (\lambda_n - \lambda_1).$$

Całkowity układ składający się z substancji macierzystej i jej pochodnych zmniejsza się wówczas zgodnie z prawem charakteryzującym substancję macierzystą; wszystko dzieje się tak, jak gdybyśmy mieli do czynienia z jedną tylko substancją, posiadającą promieniowanie złożone w określonym stosunku z promieniowania substancji macierzystej i wszystkich jej pochodnych. Taki stan nazywa się *równowagą przejściową* między substancją macierzystą i pochodnymi.

Tak np. radon osiąga po upływie około trzech godzin równowagę przejściową z pochodnymi  $RaA$ ,  $RaB$ ,  $RaC$ ; zanik radonu może być wówczas badany bądź za pomocą całkowitego promieniowania mieszaniny, bądź za pomocą przenikliwego promieniowania ostatniego pierwiastka  $C$  (§ 44). W niektórych innych przypadkach równowaga ustala się tak szybko, iż jest rzeczą prawie niemożliwą zaobserwować substancję macierzystą inaczej niż w równowadze z pierwiastkiem pochodnym; stosuje się to do toronu i aktynonu, które występują zawsze razem z  $ThA$  i  $AcA$ .

Jeżeli można traktować substancję macierzystą jako, praktycznie biorąc, niezmienną w ciągu czasu pomiarów i jeżeli można zaniedbać jej stałą zaniku wobec stałych charakteryzujących pierwiastki pochodne, wówczas mamy do czynienia z *równowagą promieniotwórczą*; liczby atomów różnych rodzajów ulegających zanikowi w jednostce czasu są jednakowe, mianowicie wynoszą  $\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 = \dots = \lambda_n N_n$ ;  $N_1, N_2, \dots, N_n$  są proporcjonalne do okresów  $T_1, T_2, \dots, T_n$ .

Jako przykład podamy rad, który szybko (po upływie miesiąca) osiąga równowagę promieniotwórczą z radonem i pochodnymi  $RaA$ ,  $RaB$  i  $RaC$ . Okoliczność, że minerały uranowe i torowe zawierają wraz z tymi pierwiastkami pierwiastki pochodne w ilościach proporcjonalnych do okresów, tłumaczy się również istnieniem równowagi promieniotwórczej.

Biorąc rzeczcy ogólniej, między dwoma następującymi po sobie pier-

wiastkami należącymi do tej samej rodziny istnieje równowaga przejściowa w chwili, kiedy ilość pierwiastka pochodnego przechodzi przez maximum, wtedy jego zanik jest kompensowany narastaniem. Ilości obu pierwiastków mają się do siebie jak okresy.

Powstawanie pierwiastków pochodnych w obecności substancji macierzystej, praktycznie niezmiennej, podlega bardzo ogólnemu prawu tzw. *ewolucji uzupełniającej*. Weźmy pod uwagę substancję macierzystą 1 w równowadze promieniotwórczej z wszystkimi pochodnymi. Ilość każdego składnika pozostaje w tym układzie niezmienna. Jeżeli oddzielimy od substancji macierzystej wszystkie jej pochodne, otrzymamy dwa układy: I, II, z których każdy osobno ulega przemianom; jasne jest jednak, że suma ilości każdego składnika musi pozostać niezmienna. Jeżeli zatem prawo wyrażające zanikanie jednego ze składników w układzie II ma postać  $q = q_{\infty} f(t)$ , gdzie  $q_{\infty}$  jest to ilość graniczna, to narastanie tego samego składnika w układzie I wyrazi się prawem  $q' = q_{\infty} [(1 - f(t))]$ , tak iż suma obu odpowiadających sobie rzędnych  $q$  i  $q'$  pozostanie stała. Na rys. 71 jest przedstawiony przykład ewolucji uzupełniającej radonu.

Stosowanie wzorów dotyczących wielu ciał wymaga niekiedy uciążliwych rachunków. Rachunki upraszczają się, jeżeli bierzemy pod uwagę równowagę przejściową i jeżeli radiopierwiastek, pozostający w warunkach doświadczenia w równowadze z pochodnymi, traktujemy razem z pochodnymi jako jeden pierwiastek. Tak np. powstawanie polonu z radu może być traktowane jako zagadnienie trzech ciał:  $Ra$ ,  $RaD$  i  $RaF$ . Uproszczenie polega na tym, że radon oraz krótkotrwałe osady ujmujemy razem z radem jako całość; podobnie rad  $E$  z radem  $D^1$ ).

Istnieją tablice liczbowe, służące do ułatwienia rachunków dotyczących częściej używanych radiopierwiastków (tabl. 13 i 16 Przypisów). W braku specjalnych tablic można posługiwać się tablicą dającą wartości  $e^{-x}$  jako funkcji  $x = \gamma t$  (tabl. 1 Przypisów).

### § 63. Zastosowanie teorii do analizy krzywych dezaktywacji.

Ciało radioaktywne, złożone z jednego pierwiastka, wytwarza prąd jonowy  $I$ , zmieniający się w czasie zgodnie z prostym prawem wykładniczym; innymi słowy, zależność  $\ln I$  od czasu jest liniowa. Jeżeli jednak  $\ln I$  zmniejsza się liniowo, nie mamy jeszcze dostatecznej podstawy do twierdzenia, że źródłem jonizacji jest tylko jeden pierwiastek. W istocie widzieliśmy, że równowaga przejściowa pomiędzy substancją macierzystą i jej pochodnymi charakteryzuje się zanikaniem całej mieszaniny zgodnie z prawem wykładniczym substancji macierzystej. W celu wykrycia złożonej budowy takiego ciała należy wykonać próbę oddzielenia składników drogą chemiczną lub za pomocą innych metod.

<sup>1)</sup> Te przybliżenia mogą być stosowane dopiero po upływie czasu koniecznego dla utworzenia się ciał pośrednich, np.  $t > 1$  miesiąc w układzie  $Ra - RaD - Po$ .



Jeżeli  $I$  jest to funkcja liniowa kilku funkcji wykładniczych, liczba tych ostatnich jest zarazem najmniejszą możliwą liczbą składników. Weźmy pod uwagę przypadek dwóch funkcji wykładniczych, odpowiadających dwóm oddzielnym pierwiastkom zgodnie z wzorem:

$$I = k_1 \lambda_1 N_1 + k_2 \lambda_2 N_2.$$

Ponieważ jedna z funkcji wykładniczych zanika szybciej niż druga, prawo końcowe ma postać prostej funkcji wykładniczej,  $\ln I$  zaś zanika w granicy według prawa liniowego, odpowiadającego mniejszej z dwóch stałych zaniku, np.  $\lambda_1$ , jeżeli  $\lambda_1 < \lambda_2$ .

a) Jeżeli dwa pierwiastki są niezależne i nie pozostają w żadnym związku genetycznym względem siebie, to każdy z nich zanika według prawa wykładniczego:

$$I = k_1 \lambda_1 N_{1,0} e^{-\lambda_1 t} + k_2 \lambda_2 N_{2,0} e^{-\lambda_2 t}.$$

W chwili  $t = 0$  mamy:

$$I_0 = k_1 \lambda_1 N_{1,0} + k_2 \lambda_2 N_{2,0};$$

możemy położyć

$$I/I_0 = p e^{-\lambda_1 t} + (1 - p) e^{-\lambda_2 t},$$

gdzie

$$p = k_1 \lambda_1 N_1 / (k_1 \lambda_1 N_{1,0} + k_2 \lambda_2 N_{2,0}),$$

czyli

$$0 < p < 1.$$

Prawo graniczne wyraża się równaniem:

$$\log J = \log J_0 - \lambda_1 t \log e; \quad J = J_0 e^{-\lambda_1 t},$$

które pozwala obliczyć  $\lambda_1$  i  $J_0$  w ten sposób, że  $\log J_0$  jest to rzędna początkowa, otrzymana przez ekstrapolację końcowej prostej. Utwórzmy różnicę  $I - J$  oraz jej logarytmy; będziemy mieli:

$$\log (I - J) = \log (I_0 - J_0) - \lambda_2 t \log e; \quad I - J = (I_0 - J_0) e^{-\lambda_2 t}$$

$$I/I_0 = J_0/I_0 \cdot e^{-\lambda_1 t} + (I_0 - J_0)/I_0 \cdot e^{-\lambda_2 t} = p e^{-\lambda_1 t} + (1 - p) e^{-\lambda_2 t}.$$

Opisana tu metoda analizy pozwala zatem obliczyć stałe  $\lambda_1$  i  $\lambda_2$ , podobnie jak i parametr  $p$  charakteryzujący względny udział pierwszego ciała w promieniowaniu w chwili początkowej; udział drugiego ciała w tej samej chwili wynosi  $1 - p$ . Niech będzie  $x = \lambda_2 N_{2,0} / \lambda_1 N_{1,0}$  początkowy stosunek liczb atomów obu rodzajów ulegających zanikowi w jednostce czasu i  $y = k_2 / k_1$  stosunek ładunków elektrycznych wydzielonych na elektrodach i obliczonych na jeden zanikający atom. Widzimy, że  $p = 1/(1 + xy)$ ; znając  $p$  możemy zatem obliczyć  $xy$ . W celu upewnienia się, że oba ciała są to istotnie pierwiastki i że są od siebie niezależne, dokonujemy prób oddzielania i badamy otrzymane frakcje. Chcąc wyznaczyć osobno  $x$  i  $y$  musimy użyć metody pozwalającej oznaczyć liczbę atomów jednego z ciał ulegających zanikowi w jednostce czasu.

Na rysunku 85 jest przedstawiona analiza krzywej w przypadku  $p = 1 - p = 1/2$ ; stałe  $\lambda_1$  i  $\lambda_2$  odpowiadają  $ThC$  i  $RaC$ .

b) Jeżeli oba ciała nie są niezależne, lecz następują po sobie, to mamy wzór:

$$I = k_1 \lambda_1 N_{1,0} e^{-\lambda_1 t} + k_2 \lambda_2 [N_{2,0} e^{-\lambda_2 t} + \lambda_1 N_{1,0} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) / (\lambda_2 - \lambda_1)],$$

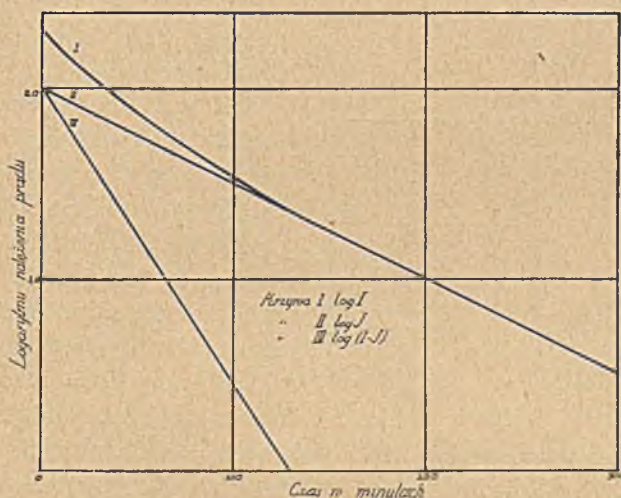
któremu podobnie jak poprzednio można nadać postać<sup>1)</sup>

$$I/I_0 = p e^{-\lambda_1 t} + (1 - p) e^{-\lambda_2 t},$$

gdzie

$$p = [1 + y \lambda_2 / (\lambda_2 - \lambda_1)] / (1 + xy).$$

Zauważmy, że  $\lambda$ , zarówno jak  $x$  i  $y$ , są to dowolne liczby dodatnie, tak iż parametr  $p$  nie zawsze jest ułamkiem zawartym między 0 i 1, jak w poprzednim przykładzie, lecz może przybierać wartości ujemne lub dodatnie, mniejsze lub większe od 1. Prąd  $I$  może być zatem dany bądź jako suma, bądź jako różnica dwóch funkcji wykładniczych; istnienie tej drugiej postaci świadczy o tym, że jedno z ciał powstaje z drugiego (rys. 86).



Rys. 85.

W celu zanalizowania krzywej  $I = f(t)$  postępujemy jak poprzednio, może jednak zdarzyć się, że  $J_0 > I_0$ , gdyż stosunek  $J_0/I_0 = p$ , jeżeli  $\lambda_2 > \lambda_1$  i równa się  $1 - p$ , jeżeli  $\lambda_2 < \lambda_1$ . Podobnie jak w poprzednim przypadku analiza daje wartości  $\lambda_1$  i  $\lambda_2$  oraz parametru  $p$ , który jest funkcją tych stałych, wreszcie  $x$  i  $y$ .

Należy następnie wykonać próbę oddzielenia składników w celu definitywnego ustalenia rodzaju i rzędu związku genetycznego. Dla obliczenia  $x$  i  $y$  można posługiwać się własnościami równowag promieniotwórczych. Jeżeli np. w stanie początkowym istnieje równowaga promieniotwórcza wynikająca z tego że oba ciała zostały oddzielone jednocześnie od długotrwałej substancji macierzystej, to mamy  $x = 1$  i na podstawie wartości  $p$  można obliczyć  $y$ . Z drugiej strony, jeżeli aktywność

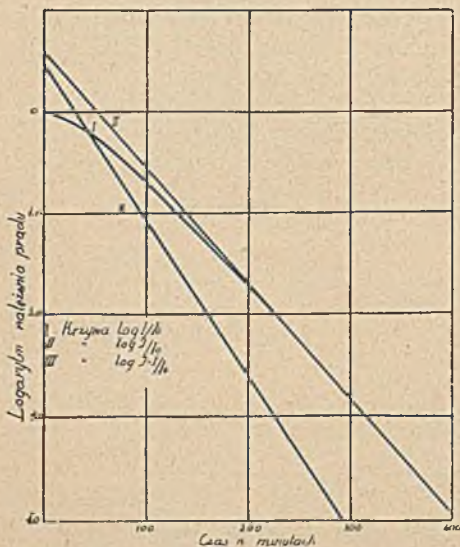
<sup>1)</sup> W przypadku dwóch kolejnych ciał może zdarzyć się, że promieniowanie z początku równe zeru najpierw wzrasta w czasie. Nie tworzymy wówczas  $I/I_0$ , lecz odnosimy  $I$  do jakiejś innej odpowiednio dobranej wartości, np. do maximum rzędnej.

pierwszej substancji odniesiona do jednej przemiany atomowej jest znikomo mała wobec aktywności substancji pochodnej, to  $p = \lambda_2 / (\lambda_2 - \lambda_1) \cdot I/x$  i na podstawie wartości  $p$  można obliczyć  $x$ .

Jeżeli prąd jonowy  $I$  jest funkcją więcej niż dwóch funkcji wykładniczych, analiza staje się trudniejsza. W tym przypadku należy najpierw odjąć część prądu, wyrażoną za pomocą funkcji wykładniczej, której zanik jest najpowolniejszy, następnie wykonać podobną operację z otrzymaną resztą i postępować

w dalszym ciągu w ten sam sposób. Na ogół należy posługiwać się kolejnymi przybliżeniami i jest rzeczą zawsze korzystną, jeżeli można oddzielić składniki w stanie czystym, gdyż wówczas można oznaczyć oddzielnie ich stałe zaniku i rodzaj promieniowania.

Na rys. 83, str. 157 krzywa  $N_2$  przedstawia natężenie promieniowania  $\alpha$  radu  $C$  w zależności od czasu, jeżeli w chwili początkowej istniała równowaga między radem  $C$  i  $B$ . Analizując tę krzywą za pomocą wskazanej poprzednio metody (rys. 86) otrzymujemy wartości stałych  $\lambda_1$  i  $\lambda_2$ ; znajdujemy  $p = \lambda_2 / \lambda_2 - \lambda_1$  w zgodności z warunkami  $x = 1$ ,  $y = \infty$ ,



Rys. 86.

z których pierwszy wyraża, że w chwili  $t = 0$  liczby przemian atomowych  $RaB$  i  $RaC$  w jednostce czasu są sobie równe, natomiast drugi oznacza, że  $RaC$  wysyła promienie  $\alpha$ , rad  $B$  zaś ich nie wysyła<sup>1)</sup>; równanie przybiera wówczas postać:

$$I/I_0 = (\lambda_2/\lambda_2 - \lambda_1) \cdot e^{-\lambda_1 t} - (\lambda_1/\lambda_2 - \lambda_1) \cdot e^{-\lambda_2 t}.$$

<sup>1)</sup> Ten sam warunek stosuje się do bardzo przenikliwych promieni  $\gamma$ , ponieważ rad  $B$  wysyła promienie  $\beta$  i  $\gamma$ , których przenikliwość jest niewielka.

## ROZDZIAŁ XII

### WSTĘPNE WIADOMOŚCI O PROMIENIOWANIU CIAŁ PROMIENIOTWÓRCZYCH

#### § 64. Promienie $\alpha$ , $\beta$ i $\gamma$ . Oddzielanie promieni w polu magnetycznym. Przenikliwość.

Wkrótce po odkryciu radiopierwiastków, kilku uczonych stwierdziło jednocześnie, że istnieją trzy rodzaje promieni, które otrzymały nazwy promieni  $\alpha$ ,  $\beta$  i  $\gamma$ : promienie  $\alpha$  są to promienie korpuskularne, niosące ładunek dodatni, promienie  $\beta$  utworzone z elektronów unoszą ładunek ujemny, promienie  $\gamma$  są natury elektromagnetycznej. Analiza promieniowania była oparta na badaniu absorpcji promieni i ich odchylenia się w polu magnetycznym<sup>1)</sup>.

Można oddzielić trzy rodzaje promieni działaniem pola magnetycznego, jak to pokazuje schemat przedstawiony na rys. 87. Wiązka promieni  $\alpha$ ,  $\beta$  i  $\gamma$  pochodzących od ziarnka soli radowej jest ograniczona za pomocą malej rurki z ołowiu. Jeżeli promienie biegną w jednostajnym polu magnetycznym o dostatecznie wielkim natężeniu, prostopadłym do płaszczyzny rysunku i skierowanym od przodu do tyłu, to promienie  $\gamma$  nie ulegają odchyleniu, natomiast promienie  $\alpha$  są nieznacznie odchyłone na lewo, promienie  $\beta$  zaś silnie zakrzywione na prawo.

Jeżeli radiopierwiastek lub grupa radiopierwiastków wysyła jednocześnie promienie  $\alpha$ ,  $\beta$  i  $\gamma$ , to całkowita energia promieniowania  $\alpha$  jest na ogół znacznie większa od energii promieniowania  $\beta$  i  $\gamma$ . W komorze jonizacyjnej rozmiarów najczęściej używanych, w której promienie wychodzące ze źródła przebiegają w powietrzu kilka centymetrów zanim osiągną ściany, obserwowana jonizacja jest prawie całkowicie następstwem absorpcji promieni  $\alpha$ , udział promieni  $\beta$  w jonizacji nie przekracza 1%, udział zaś promieni  $\gamma$  jest jeszcze mniejszy.



Rys. 87.

<sup>1)</sup> Opis kolejności tych prac znajduje się w dziele «Traité de radioactivité», *M. Curie*, Paryż 1910.

Pomimo jednak wielkiego natężenia efektu jonizacyjnego promieni  $\alpha$  można łatwo usunąć to działanie. Wystarczy przykryć aktywną substancję cienkim ekranem, np. arkuszem papieru, lub folią glinową o grubości 0,1 mm; promienie  $\alpha$  nie przechodzą przez taki ekran, natomiast promienie  $\beta$  mogą przejść przez kilka milimetrów glinu, promienie  $\gamma$  zaś działają nawet poprzez kilka centymetrów ciężkiego metalu, np. ołowiu.

Porównywając przenikliwość promieni  $\alpha$ ,  $\beta$  i  $\gamma$  z przenikliwością analogicznych promieni powstających w rurce *Crookesa* stwierdzamy, że promienie  $\alpha$  są znacznie bardziej przenikliwe od promieni dodatnich (kanalikowych), co dowodzi, że ich prędkość jest znacznie większa. Podobnie promienie  $\beta$  są na ogół bardziej przenikliwe od promieni katodowych, promienie  $\gamma$  zaś od promieni X, co w pierwszym przypadku świadczy o większej prędkości, w drugim zaś przypadku o większej częstotliwości. Należy jednak zaznaczyć, że emisja ciał promieniotwórczych jest niejednorodna i obejmuje również bardzo mało przenikliwe promienie  $\beta$  i  $\gamma$ .

#### § 65. Sposoby badania promieniowania. Metoda wykrywania oddzielnych cząstek.

Do badania promieni  $\alpha$ ,  $\beta$  i  $\gamma$  używa się tych samych metod, co do promieni powstających w rurce *Crookesa*. Najczęściej posługujemy się pomiarami jonizacji wytworzonej w powietrzu lub w innych gazach (metoda elektrometryczna), działaniem promieni na kliszę (metoda fotograficzna) lub na ekran fosforyzujący.

Szczególnie interesujące są metody dające możliwość obserwacji oddzielnych cząstek promieniowania korpuskularnego. Do tego celu nadaje się kilka metod, z których każda pozwala *liczyć* cząstki wysłane w ciągu danego czasu. Opiszemy sposoby używane obecnie w celu wykrywania indywidualnych cząstek.

*Scyntylacje.* Promienie  $\alpha$ ,  $\beta$  i  $\gamma$  wzbudzają świecenie ciał fluoryzujących lub fosforyzujących, np. platynocyjanku baru lub siarczku cynku. Świecenie wywołane przez promienie  $\beta$  lub  $\gamma$  wydaje się ciągle, nawet oglądane przez mikroskop. Natomiast promienie  $\alpha$  wytwarzają świecenie, które wydaje się nieciągle, jeżeli oglądamy je w słabo powiększającym mikroskopie; na ekranie widzimy mrowie punktów świetlnych, z których każdy trwa w ciągu bardzo krótkiego czasu i które nazywamy *scyntylacjami*; każda scyntylacja jest następstwem pojawienia się jednej cząstki  $\alpha$  na ekranie fosforyzującym.

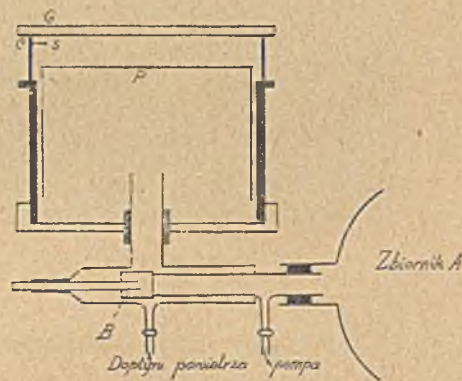
Jako substancji fosforyzującej odpowiedniej do oglądania scyntylacji używa się najczęściej siarczku cynku, przyrządzonego w specjalny sposób, mianowicie zawierającego ślady odpowiednio dobranego metalu, czyli tzw. *fosforogenu*; najczęściej dodaje się w tym celu miedzi. Wilemit i diament, używane niekiedy również, dają znacznie słabsze scyn-

tylacje. Scyntyllacje należy oglądać bądź w zupełnej ciemności, bądź w niezmiernie słabym czerwonym świetle.

Jonizacyjne metody wykrywania cząstek. Ilość elektryczności, wyzwolona w komorze jonizacyjnej wskutek przejścia jednej cząstki  $\alpha$ , jest znacznie większa od ładunku, który może być dostarczony przez cząstkę  $\beta$ ; jest to jednak ilość co najwyżej rzędu  $10^{-4}$  j.es, zbyt mała, aby spowodować dostrzegalne odchylenie w zazwyczaj używanych przyrządach elektrometrycznych. Można jednak wykryć ten ładunek za pomocą metod elektrometrycznych, opartych na zjawisku jonizacji spowodowanej zderzeniami lub za pomocą odpowiednich urządzeń wzmacniających. Metody te, opisane w § 72, mogą być również zastosowane do wykrywania cząstek  $\beta$ , a nawet fotonów  $\gamma$ ; w tym ostatnim przypadku mamy do czynienia z działaniem promieni wtórnych, fotoelektronów lub elektronów *Comptona* (§§ 29 i 30). Istnieją również elektrometry niezmiernie czułe, pozwalające wykryć działanie jonizacyjne jednej cząstki  $\alpha$  bez pomocy przyrządu wzmacniającego.

Metoda śladów mgiełkowych. Metoda ta, o której już była mowa poprzednio i której twórcą jest *C. T. R. Wilson*, urzeczywistnia niejako materializację toru cząstki  $\alpha$  lub  $\beta$ . Jeżeli promienie przenikają do przestrzeni wypełnionej powietrzem, zawierającym parę wodną, przesyconą w odpowiednim stopniu, to dookoła każdego jonu tworzy się natychmiast kropelka i przy dostatecznie silnym oświetleniu stają się widoczne wskutek rozpraszania światła szeregi kropelek rozmieszczonych wzdłuż toru; zjawisko to może być również fotografowane. Stwierdzamy, że promienie  $\alpha$  posiadają tory prostolinijne, które z powodu wielkiej gęstości liniowej utworzonych kropelek wydają się idealnie ciągłe; te tory urywają się nagle i posiadają długość rzędu kilku centymetrów. Tory cząstek  $\beta$  są utworzone z oddzielnych mniej lub więcej oddalonych punktów i często są zakrzywione. W przypadku promieni  $\gamma$  (podobnie jak promieni  $X$ ) nie widzimy własnego ich toru, lecz wykrywamy cienką wiązkę obserwując tory promieni  $\beta$ , których punkty początkowe są rozmieszczone wzdłuż wiązki (fotoelektrony lub elektrony *Comptona*).

Aparat *Wilsona* składa się w zasadzie ze zbiornika cylindrycznego *C* zamkniętego płytą szklaną *G* (rys. 88); wskutek nagłego opadnięcia cylindrycznego tłoka *P*, którego górna powierzchnia jest wilgotna, w zbiorniku powstaje rozprężenie, którego następstwem jest chwilowy stan przesylenia pary wodnej. Jeżeli promienie  $\alpha$  lub  $\beta$  przebie-



Rys. 88.

gają przez komorę w tej samej chwili i jeżeli stopień rozprężenia jest odpowiednio dobrany, to tory stają się widoczne. Dla wywołania rozprężenia należy pociągnąć wentyl  $B$ , wskutek czego przestrzeń znajdująca się pod tłokiem uzyskuje połączenie ze zbiornikiem  $A$ , częściowo opróżnionym. Źródło promieni  $S$  może być umieszczone bądź wewnątrz komory rozprężen, bądź na zewnątrz; w tym ostatnim przypadku promienie przenikają do komory poprzez otwór zrobiony w ścianie i zamknięty cienką blaszką (metal, mika itd.), przylegającą w sposób dokładnie szczelny. Za pomocą odpowiedniej ruchomej zasłony można regulować chwilę i trwanie przenikania promieni.

Inne metody obserwacji i liczenia. Działanie promieni na kliszę fotograficzną znajduje częste zastosowanie w badaniach odchylenia magnetycznego i elektrycznego promieni  $\alpha$  i  $\beta$ , a także w pomiarach natężenia promieniowania za pomocą mikrofotometru.

Wykonano wiele doświadczeń w celu wykrycia indywidualnego działania cząstek na kliszę; trudność polega na tym, że obserwując kliszę przez mikroskop nie zawsze możemy odróżnić ziarna wyświetlone działaniem cząstki od różnych efektów wtórnych, których nie sposób uniknąć nawet wtedy, kiedy klisza została sporządzona z największą starannością. Jednakże promienie  $\alpha$ , przenikające bardzo skośnie do emulsji, wytwarzają szereg ziaren stanowiący obraz toru cząstki w emulsji (tabl. 22, rys. 1 do 4).

Możemy mierzyć natężenie promieniowania  $\alpha$  lub  $\beta$  nie tylko na podstawie wytworzonej jonizacji, lecz również przenoszonego ładunku elektrycznego; ten drugi sposób jest mniej czuły i z tego powodu używany znacznie rzadziej. Pomiar ładunku może jednak służyć do liczenia cząstek, ponieważ wiemy, że ładunek cząstki  $\beta$  wynosi  $-e$ , ładunek cząstki  $\alpha$  zaś  $+2e$ , gdzie  $e$  jest to ładunek elementarny. W celu poprawnego oznaczenia ładunku cząstek należy wykonywać doświadczenia w doskonałej próżni.

TABLICA VII.

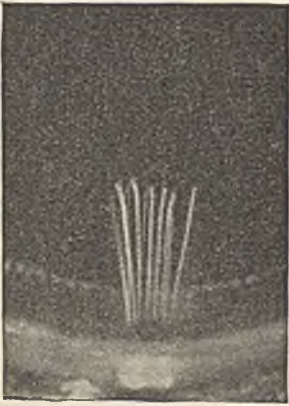


Fig. 1.



Fig. 2.

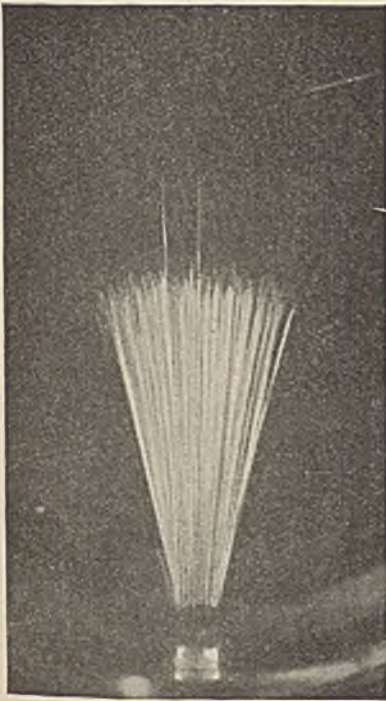


Fig. 3.

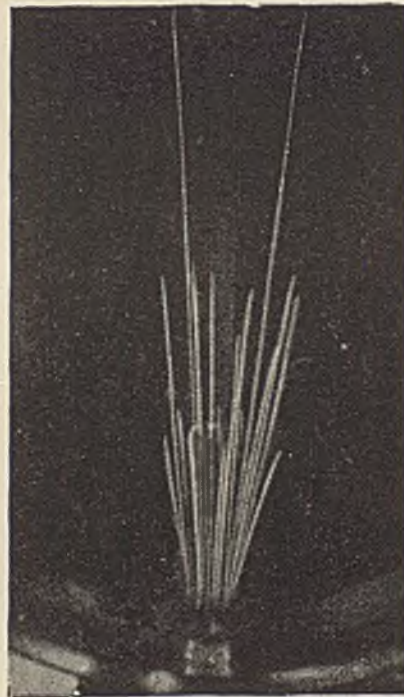


Fig. 4.

Promienie  $\alpha$  wychodzące ze źródła małych rozmiarów i tworzące wiązkę płaską  
(Irena Curie).

Fig. 1. Źródło *Po*. Jedna grupa cząstek  $\alpha$ .

Fig. 2. Źródło *RAc*, 2 grupy zbliżonych do siebie zasięgów.

Fig. 3. Źródło *Ac(C+C')*. Widzimy 2 promienie  $\alpha$  *ACC*.

Fig. 4. Źródło *RTh* wraz z pochodnymi *ThX*, *Tn*, *ThA*, *Th(C+C')*. Sześć grup.





## ROZDZIAŁ XIII

### PROMIENIE $\alpha$

#### § 66. Pochłanianie. Zasięg w powietrzu. Krzywa jonizacji. Grupy promieni.

Obserwując promieniowanie substancji promieniotwórczej wysyłającej, praktycznie biorąc, tylko promienie  $\alpha$  np. polonu<sup>1)</sup>, stwierdzamy, iż najbardziej uderzającym rysem promieniowania jest to, że ono urywa się nagle w odległości około 4 cm od źródła, co nasuwa myśl o pociskach przebiegających w powietrzu ściśle ograniczoną drogę aż do utracenia prędkości (*Maria Curie*). Ponadto można wykazać, że tor każdej cząstki jest prostolinijny i że wszystkie tory są równej długości; ten ostatni warunek jest spełniony, jeżeli substancja promieniotwórcza będąca źródłem promieni jest osadzona na podłożu w postaci niezmiernie cienkiej warstwy, nie pochłaniającej promieniowania w dostrzegalny sposób. Można wnioskować na tej podstawie, że wszystkie cząstki są wysyłane z jednakową prędkością i że w przejściu przez materię ich energia wyczerpuje się stopniowo w jednakowy sposób.

W celu uwidocznienia tego «zasięgu» możemy posługiwać się płytką srebrną, na której został osadzony polon; w ciemnym pokoju przysuwając powoli do źródła ekran powleczony siarczkiem cynku, stwierdzamy, że rozjaśnienie pojawia się nagle, gdy odległość między ekranem a źródłem wynosi 3,9 cm w powietrzu pod ciśnieniem atmosferycznym i w temperaturze 15°.

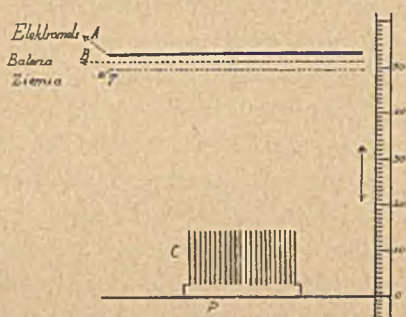
Istnieje inna metoda, jeszcze bardziej efektywna i przejrzysta, mianowicie metoda torów mgielkowych *Wilsona*. Za pomocą odpowiedniego urządzenia wprowadza się do komory promienie wychodzące z bardzo małego źródła i ograniczone do wiązki płaskiej (*Irena Curie*). Promienie są fotografowane na kliszy równoległej do płaszczyzny wiązki. Otrzymany obraz ma wygląd wachlarza utworzonego z prostolinijnych torów wybiegających ze źródła i mających w przybliżeniu jednakową długość (tabl. VII rys. 1 i tabl. VIII rys. 1).

W celu badania stopniowej absorpcji promieni  $\alpha$  w powietrzu *Bragg* i *Kleeman* zastosowali następującą metodę: wiązka promieni  $\alpha$ , wybiega-

<sup>1)</sup> W większości przypadków można zaniedbać słabe promieniowanie  $\gamma$  polonu.

jąca z niezmiernie cienkiej warstwy substancji promieniotwórczej, jest ograniczona w ten sposób, że zawiera tylko promienie prawie prostopadłe do powierzchni promieniującej. Niech będzie  $i$  prąd nasycenia, pochodzący od jonów wytworzonych wzdłuż małego odcinka wiązki i odniesiony do jednostki długości; zgodnie z definicją  $i$  jest to zdolność jonizacyjna, krzywa zaś przedstawiająca  $i$  jako funkcję odległości od źródła nosi nazwę *krzywej jonizacji* lub *krzywej Bragga*.

Substancja promieniotwórcza w postaci bardzo cienkiej warstwy jest umieszczona na płytce  $P$  (rys. 89). Za pomocą układu równoległych rurek  $C$  wybiera się tylko promienie równoległe, przenikające do komory jonizacyjnej, składającej się z płytki  $A$  połączonej z elektrometrem i siatki metalowej  $B$ , do której przyłożono potencjał  $V$ . Jeżeli doświadczenie jest wykonane w zwykłych warunkach temperatury i ciśnienia, głębokość komory (odległość między płytką  $A$  i siatką  $B$ ) nie powinna przekraczać 2 do 3  $mm$ . Promienie użytkowane w komorze są w przybliżeniu



Rys. 89.

prostopadłe do płaszczyzn  $P$ ,  $A$  i  $B$ . Zmierzony prąd jonowy pochodzi od odcinka wiązki ograniczonego siatką  $B$  i płytką  $A$ ; w celu zabezpieczenia się od jonów utworzonych poniżej siatki  $B$  i przenikających do komory wskutek dyfuzji, dodajemy jeszcze jedną siatkę osłonową  $T$ , połączoną z ziemią. Mierzymy prąd jonowy w różnych odległościach  $x$  między źródłem i środkiem komory i następnie wykreślamy krzywą, która przedstawia w zależności od  $x$  średnią zdolność jonizacyjną w części zasięgu objętej komorą. Odpowiednie poprawki pozwalają stąd wyliczyć krzywą  $i = f(x)$ , przedstawiającą graniczny przypadek nieskończonej płytkiej komory. Wskutek obecności urządzenia wybierającego tylko część promieni nie można badać jonizacji w odległości mniejszej od pewnej granicznej wartości, wynoszącej około 15  $mm$ ; jeżeli doświadczenie jest wykonane pod ciśnieniem atmosferycznym; jednakże za pomocą urządzenia, które będzie opisane w dalszych ustępach, można te granice obniżyć i zbadać kształt krzywej aż do jej początku.

Rys. 90 przedstawia krzywą jonizacji, otrzymaną w przypadku, gdy źródłem jest sól radowa w równowadze promieniotwórczej z radonem i z osadem aktywnym, osadzona na płytce  $A$  w postaci bardzo cienkiej warstwy.

Kształt tej krzywej wynika z nakładania się działań jonizacyjnych czterech grup promieni  $\alpha$  wysyłanych przez cztery radiopierwiastki:  $Ra$ ,  $Rn$ ,  $RaA$ ,  $RaC$ . W miarę jak zbliżamy się do źródła, wartość  $i$  wzrasta nagle za każdym razem, gdy do komory przenika nowa grupa; te punkty posiadają na krzywej odcięte  $OP_4$ ,  $OP_3$ ,  $OP_2$ ,  $OP_1$  równe zasięgom  $R_4$ ,  $R_3$ ,  $R_2$ ,  $R_1$ . Otrzymujemy w ten sposób  $R_1 = 3,3$   $cm$  (rad),  $R_2 = 4,1$   $cm$  (radon),  $R_3 = 4,7$   $cm$  (rad  $A$ ),  $R_4 = 7,0$   $cm$  (rad  $C$ ). Są to wartości przy-

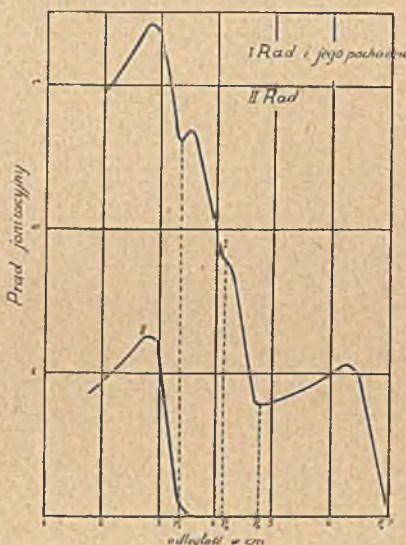
bliżone, otrzymywane w powietrzu pod normalnym ciśnieniem i w zwykłej temperaturze.

Krzywa jonizacji przybiera znacznie prostszą postać, jeżeli substancja promieniotwórcza wysyła tylko jedną grupę promieni  $\alpha$ , np. jeżeli jest to rad pozbawiony pierwiastków pochodnych (rys. 90 II). Postać krzywej jest jeszcze lepiej określona, jeżeli substancja znajduje się w postaci nieskończenie cienkiej warstwy. Daje się to zrealizować w przypadku aktywnego osadu radonu<sup>1)</sup>; po zniknięciu radu  $A$  promienie  $\alpha$

pochodzą tylko od  $RaC$  lub, mówiąc dokładniej, od bardzo krótkotrwałego pierwiastka pochodnego  $RaC'$ <sup>2)</sup>. Krzywa jonizacji jest przedstawiona na rys. 91 I. Zdolność jonizacyjna  $i$  wzrasta wraz z odległością od źródła aż do wartości maksymalnej, którą obieramy jako jednostkę i następnie zmniejsza się bardzo szybko według prawa w przybliżeniu liniowego. Prawo to jednak nie utrzymuje się dokładnie aż do końca zasięgu wskutek istnienia niewielkiej pozostałości jonizacji, która zanika znacznie wolniej; rozpiętość tej końcowej części krzywej wzrasta nieznacznie wraz z natężeniem źródła i czułością przyrządu pomiarowego. Wynika stąd pewna trudność poprawnego określenia zasięgu na podstawie

odległości, w której prąd jonizacyjny zanika. Okazało się rzeczą dogodniejszą posługiwać się pojęciem *ekstrapolowanego zasięgu*, który otrzymujemy przedłużając opadającą raptownie liniową część krzywej jonizacji aż do osi  $Ox$ .

Krzywa II na rys. 91 została otrzymana z polonem osadzonym elektrolitycznie w postaci niezmiernie cienkiej warstwy. Ta krzywa jonizacji jest w części końcowej zupełnie podobna do krzywej  $RaC'$ , co można sprawdzić wyrażając rzędne obu krzywych jako ułamki największej rzędnej, obranej za jednostkę. Jeżeli przesuniemy krzywą II równolegle do osi  $Ox$  w ten sposób, aby rzędne maksymalne nakładały się na siebie, to cała krzywa II nakłada się prawie dokładnie na krzywą I. Widzimy zatem, że zdolność jonizacyjna grupy promieni  $\alpha$  może być określona na podstawie jej zasięgu: promienie  $\alpha$  polonu zachowują się w początko-



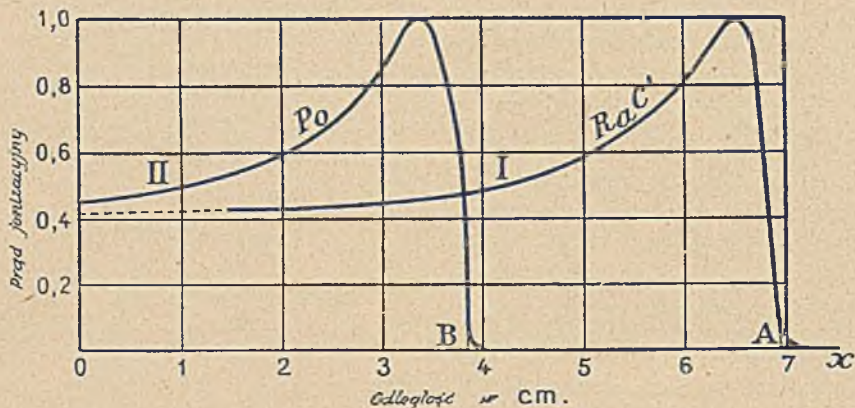
Rys. 90.

<sup>1)</sup> Pomiaru jonizacji powinny być odniesione do tego samego natężenia źródła, przy czym należy wziąć pod uwagę zanik promieniotwórczy źródła.

<sup>2)</sup> Pomijając niewielką liczbę cząstek  $\alpha$  radu  $C$ .

wym punkcie swej drogi dokładnie tak samo, jak promienie  $\alpha$  radu  $C'$  po przebyciu drogi równej różnicy obu zasięgów; innymi słowy, promienie, których zasięg pozostały jest jednakowy, zachowują się w jednakowy sposób, co prowadzi do wniosku, że posiadają również jednakową prędkość.

Możemy zatem założyć, że grupy promieni  $\alpha$  wysyłane przez różne radiopierwiastki różnią się tylko początkową prędkością cząstek  $\alpha$ , od której zależy zasięg w powietrzu w określonych warunkach temperatury



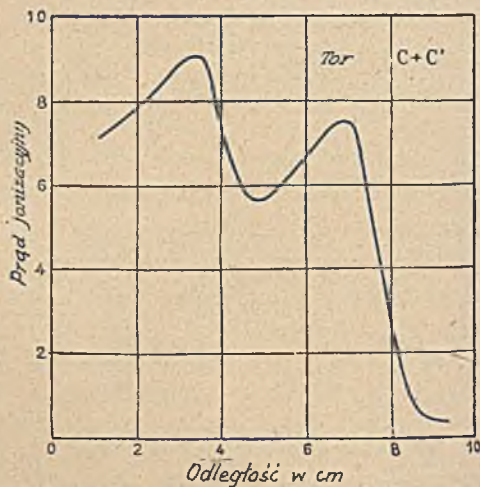
Rys 91. I — promienie  $\alpha$   $RaC'$ ; zasięg ekstrapolowany  $OA = 6,96$  cm  
II — — —  $Po$  — — —  $OB = 3,87$  cm

i ciśnienia; cząstki różnego pochodzenia, których prędkość zmniejszyła się do tej samej wartości, a zatem pozostały zasięg jest ten sam, posiadają zupełnie jednakowe własności.

Na rysunku 92 jest przedstawiona krzywa jonizacji, otrzymana w przypadku aktywnego osadu toru. Rozróżniamy na niej dwie grupy promieni  $\alpha$  (zasięg w  $15^\circ$ :  $4,8$  cm i  $8,6$  cm), które przypisujemy  $ThC$  i  $ThC'$ .

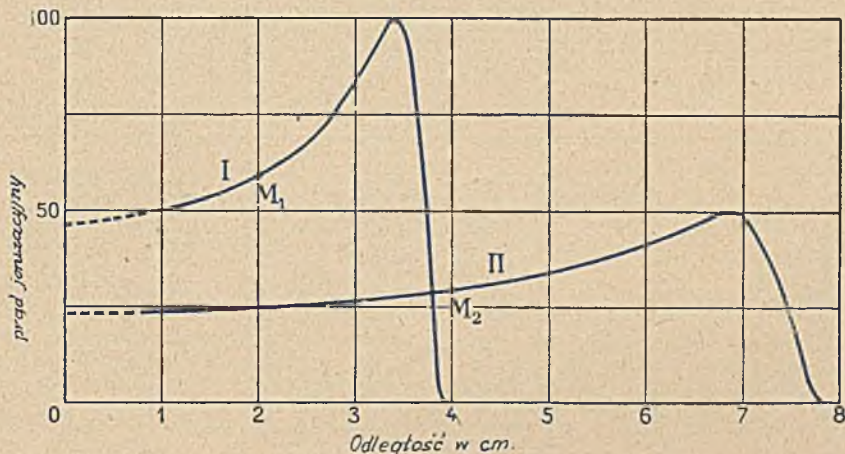
W celu otrzymania krzywej jonizacji w powietrzu pod różnymi ciśnieniami i w różnych temperaturach można używać aparatury *Bragga* umieszczonej w szczelnie zamkniętym naczyniu. Doświadczenie wykazuje, że w suchym powietrzu ekstrapolowany zasięg jest odwrotnie proporcjonalny do gęstości, natomiast zdolność jonizacyjna jest proporcjonalna do gęstości.

Dwie krzywe, otrzymane w przypadku różnych gęstości powietrza,  $D_1$  i  $D_2$ , nakładają się na siebie dokładnie, jeżeli odcięte krzywej II pomnożymy przez stosunek  $D_2/D_1$ , rzędne



Rys. 92.

zaś przez stosunek  $D_1/D_2$ ; mówimy wówczas, że punkt  $M_2$  krzywej *II* nakładający się na punkt  $M_1$  krzywej *I*, tworzy razem z tym ostatnim punktem parę *odpowiadających sobie* punktów; te punkty bowiem charakteryzują jednakowe ilości przebytego powietrza i jednakową prędkość cząstek (rys. 93). Pole zawarte między krzywą jonizacji i osiami przedstawia całkowity prąd jonowy otrzymany w warunkach całkowitej



Rys. 93. Promienie  $\alpha$  polonu w powietrzu. Krzywe jonizacji po uwzględnieniu poprawki na grubość komory. Temperatura  $15^\circ$ . I — ciśnienie normalne  $P$ . II — ciśnienie  $P/2$ .

absorpcji wiązki w powietrzu; wielkość tego pola jest niezależna od gęstości  $D$ . Pole ograniczone odcinkiem krzywej *I*, osią odciętych i dwiema dowolnymi rzędnymi, jest równe polu ograniczonemu w podobny sposób krzywą *II* i dwiema rzędnymi odpowiadającymi rzędnym krzywej *I*.

Jeżeli zatem krzywa jonizacji była otrzymana w suchym powietrzu pod ciśnieniem  $p$  w temperaturze  $t$ , to może być zredukowana do postaci normalnej, odpowiadającej pewnym określonym warunkom, np. ciśnieniu atmosferycznemu i temperaturze  $15^\circ$  lub, jeśli wolimy, temperaturze  $0^\circ$ ; w tym celu należy pomnożyć odcięte i podzielić rzędne przez

$$K_0 = 273p/760(273 + t) \text{ lub } K_{15} = (273 + 15)p/760(273 + t),$$

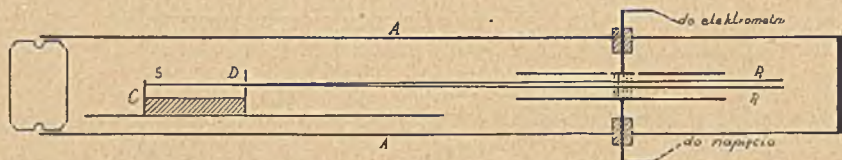
gdzie  $p$  jest mierzone w  $mm$  słupa rtęci,  $t$  zaś w stopniach.

Wspominaliśmy poprzednio, że obecność przyrządu ograniczającego wiązkę uniemożliwia wykreślenie krzywej jonizacji w pobliżu źródła. Niedogodność tę można usunąć, wykonywając doświadczenie pod zniżonym ciśnieniem i w dostatecznie dużym przyrządzie. Im zasięg jest dłuższy, tym jego część stracona dla obserwacji wskutek obecności urządzenia ograniczającego wiązkę jest mniejsza. W doświadczeniach tego rodzaju można używać przyrządu *Bragga* umieszczonego w szczelnym naczyniu (rys. 89). Inne urządzenie doświadczałne jest przedstawione na rys. 94.

Zamiast wykonywać doświadczenie w ten sposób, że ciśnienie w aparacie pozostaje stałe, zmienia się zaś tylko odległość między źródłem i komorą, można również zmieniać ciśnienie w aparacie, w którym poło-

zenia komory i źródła pozostają niezmiennie. Należy tylko wykonać rachunki polegające na redukowaniu pomiarów do stałej gęstości; kolejne pomiary stają się wówczas porównywalne.

Krzywe jonizacji otrzymane przez różnych autorów różnią się w niektórych szczegółach, co się tłumaczy zjawiskami mniejszego znaczenia, o których dotąd nie było mowy; tak np. nieznaczna część liczb cząstek  $\alpha$  ulega odbiciu od ścianek przyrządu ograniczającego wiązkę lub zmienia kierunek, na ogół nieznacznie, wskutek zderzeń z cząsteczkami gazu (§ 79). Niektóre zakłócenia są również następstwem umieszczenia



Rys. 94.  $A$  jest to szczelny zbiornik metalowy. Na podstawie  $C$  są umocowane: źródło  $S$  o małych rozmiarach i diafragma  $D$  ograniczająca wiązkę. Podstawa  $C$ , ruchoma na szynach, może być umieszczana w różnych odległościach od komory jonizacyjnej utworzonej z 2 płytek  $P_1$  i  $P_2$ , pomiędzy którymi przebiega wiązka nie dotykając żadnej z nich. Prąd mierzony w elektrometrze odpowiada wąskiemu skrawkowi wyciętemu w płycie  $P_1$  i izolowanemu od niej.

siatek metalowych. Względne znaczenie tych efektów jest zależne od użytej aparatury, jest przeto rzeczą korzystną zdefiniować *normalną* krzywą jonizacji, np. otrzymaną w następujących określonych warunkach: przyrząd do ograniczania wiązki umieszczony jest na początku drogi i utworzony z otworów w cienkich ściankach zamiast równoległych rurek. Pierwszy warunek nie może być spełniony zupełnie dokładnie, można jednak zrealizować go w dostatecznym przybliżeniu zmniejszając ciśnienie w aparacie. Przyrząd przedstawiony na rysunku 94 pozwala otrzymać krzywą normalną w dużym stopniu przybliżenia.

Krzywa jonizacji w powietrzu  $i = F(x)$  może być przedstawiona za pomocą następującego przybliżonego wzoru, stosującego się do wartości  $x$ , mniejszych od odciętej odpowiadającej maximum:

$$i = C(R - x)^{-1/3},$$

gdzie  $C$  jest to stały współczynnik,  $R$  — zasięg.

Całka  $I$ , równa  $\int_0^R i dx = C'R^{2/3}$ , przedstawia prąd jonowy, otrzymany w warunkach całkowitej absorpcji wiązki w powietrzu; jest to wzór przybliżony, gdyż wyraża prawo nie stosujące się do końcowej części zasięgu. Jeżeli weźmiemy pod uwagę zależność między zasięgiem w powietrzu  $R$  i prędkością początkową  $v$ , zależność, zgodnie z którą  $R$  jest proporcjonalne do  $v^3$  (§ 70), to ostatnio napisany wzór możemy interpretować w ten sposób, że ilość elektryczności wyzwolona w powietrzu przez jedną cząstkę jest proporcjonalna do  $v^2$ , tj. do pochłoniętej energii kinetycznej.

§ 67. Zestawienie metod służących do mierzenia zasięgów oraz do oddzielania grup promieni  $\alpha$ .

Każda z metod opisanych w tym ustępie posiada właściwe sobie zalety oraz właściwą sobie dziedzinę stosowności. We wszystkich przypadkach osiągalna dokładność jest uzależniona od możliwości otrzymania substancji aktywnej w postaci warstwy dostatecznie cienkiej, aby można było zaniedbać absorpcję promieniowania w źródle.

a) Metoda jonizacyjna *Bragga*. W § 66 daliśmy szczegółowy opis tej metody, polegający na mierzeniu jonizacji wytworzonej wzdłuż wiązki równoległych promieni.

b) Metoda śladów mgielkowych. Metodę tę stosuje się na ogół do wiązki promieni  $\alpha$  wychodzących ze źródła o bardzo małych rozmiarach i ograniczonej do pewnej określonej płaszczyzny. W niektórych przypadkach złożoność promieniowania jest wyraźnie widoczna na fotografiach (tabl. VII, fig. 4, sześć grup: *RTh*, *ThX*, *Tn*, *ThA*, *ThC*, *ThC'*; tabl. VII, fig. 3, dwie grupy: *AcC*, *AcC'*; tabl. VIII, fig. 2, dwie grupy: *RaA* i *RaC'*). Jeżeli zasięgi są bardzo zbliżone do siebie, ich rozróżnienie jest utrudnione wskutek fluktuacji zasięgu (§ 78), wobec czego trzeba zbadać statystyczny rozkład długości torów. Znajomość tego rozkładu pozwala ponadto oznaczyć zasięg najbardziej prawdopodobny oraz liczbę cząstek należących do każdej grupy (przykład: tabl. VII, fig. 2, dwie grupy *RAc*).

c) Metoda odchylenia magnetycznego. Metoda ta pozwala oddzielać jednorodne grupy cząstek  $\alpha$  na podstawie ich odchylenia magnetycznego: każdej grupie o określonej prędkości początkowej odpowiada prążek widma magnetycznego. Ponieważ zależność pomiędzy  $R$  i  $v$  została zbadana bardzo dokładnie, przeto pomiary prędkości pozwalają wyliczyć zasięg (§ 70).

d) Metoda scyntylacyjnej. Liczy się scyntylacje wytworzone przez równoległą wiązkę cząstek  $\alpha$  na ekranie z siarczku cynku, umieszczonym w zmiennej odległości  $x$  od źródła. Po przekroczeniu określonej wartości  $x$  stwierdzamy, że liczba scyntylacji nagle spada, co świadczy o bliskości końca zasięgu jednej z grup i pozwala zmierzyć długość tego zasięgu.

e) Pomiar ładunku cząstek. Metoda ta (§ 71) polega na mierzeniu ładunku pobieranego w próżni przez elektrodę, na którą pada równoległa wiązka cząstek  $\alpha$  po przejściu przez pochłaniający ekran zmiennej grubości, zmniejszający prędkość o określoną wartość (§ 68). Nagle zmniejszenie się prądu ładowania jest wskazówką zupełnej absorpcji w ekranie (patrz rys. 105).

f) Metoda liczenia oparta na jonizacji zderzeniowej (§ 72). Równoległa wiązka cząstek  $\alpha$  przenika do licznika po przejściu przez ekran zmiennej grubości.

g) Metoda jonizacyjna różnicowa z obserwacją cząstek indywidualnych. Równoległa wiązka  $\alpha$  przechodzi kolejno przez dwie wąskie komory jonizacyjne, oddzielone siatką metalową. Pola elektryczne w obu komorach są skierowane w przeciwne strony; siatka środkowa jest połączona z elektrodą, której zmiany ładunku są mierzone za pomocą wzmacniacza o bardzo silnym stopniu wzmocnienia. Ten bardzo czuły przyrząd pozwala wykrywać cząstki zatrzymujące się w pierwszej komorze i nie przenikające do drugiej (*Rutherford*, *Ward* i *Wynn-Williams*).



Systematyczne badanie cząstek  $\alpha$  wysyłanych przez radiopierwiastki wykazało, że każdemu z nich odpowiada na ogół tylko jedna grupa cząstek  $\alpha$ . W ostatnich jednak czasach stwierdzono, że niektóre radiopierwiastki wysyłają promieniowanie  $\alpha$  złożone z kilku grup, których zasięgi i prędkości początkowe różnią się nieznacznie (*Ra*, *RaC*, *ThC*, *AcC*, *An*, *RaC'*, *AcX*). Znamy obecnie 23 przemiany promieniotwórcze, odpowiadające emisji prostych lub złożonych grup cząstek  $\alpha$ . Tablica VII b Przypisów zawiera spis tych grup, ich zasięgów i prędkości początkowych. W powietrzu w  $15^\circ$  i pod ciśnieniem normalnym zasięgi są zawarte między  $2,5\text{ cm}$  i  $8,6\text{ cm}$ ; na tablicach VII i VIII znajdują się zdjęcia niektórych grup cząstek  $\alpha$ , otrzymane za pomocą metody *Wilsona*. Stwierdzono również, że oprócz cząstek normalnych istnieją w bardzo małej ilości cząstki  $\alpha$  posiadające bardzo duży zasięg. Na tablicy VII b Przypisów są podane tzw. grupy wielkiego zasięgu wysyłane przez *RaC*, *ThC'*, *AcC'*, a na tablicy VIII, fig. 3 i 4 znajdujemy obraz cząstek należących do tych grup. Najdłuższe znane zasięgi wynoszą około  $11,5\text{ cm}$ . Liczba cząstek należących do danej grupy wielkiego zasięgu jest mniejsza od  $1/1000$  liczby cząstek wysyłanych jednocześnie i należących do grupy normalnej.

§ 68. Zasięg w gazach. Jonizacja całkowita. Zasięg w cieczech i ciałach stałych.  
Zdolność hamowania.

Absorpcja w gazach. Możemy badać absorpcję cząstek  $\alpha$  w gazach różnych od powietrza, wykreślając krzywą jonizacji w poprzednio opisanych szczelnych przyrządach, które napelniamy badanym gazem pod odpowiednim ciśnieniem. Zastosowano również w tym celu metodę śladów mgielkowych oraz metodę scyntylacyj. Ogólne cechy zjawiska są te same, co w powietrzu: krzywa jonizacji posiada podobną postać i pozwala oznaczyć w każdym gazie zasięg odwrotnie proporcjonalny do jego gęstości, jednakże krzywe otrzymane w różnych gazach nie mogą być dokładnie nałożone na siebie drogą dobrania odpowiedniej skali rzędnych i odciętych. Tak np. w przypadku wodoru i helu maximum zdolności jonizacyjnej jest mniej rozlane i bardziej zbliżone do końca zasięgu niż w powietrzu; krzywa jonizacji posiada szczyt bardziej wysmukły.

Porównywając gazy pod tym samym ciśnieniem i w tej samej temperaturze, tzn. w warunkach równej koncentracji drobinowej, stwierdzamy, że zasięg cząstek  $\alpha$  danej grupy jest tym większy, im drobina zawiera mniej atomów i im masa tych atomów jest mniejsza. Tak np. w przypadku cząstek  $\alpha$  radu *C'* i polonu zasięg w wodrze jest 4,5 razy większy niż w powietrzu. Podajemy poniżej na podstawie najnowszych pomiarów wartości zasięgów cząstek  $\alpha$  polonu i radu *C'* w niektórych gazach pod ciśnieniem normalnym i w temperaturze  $15^\circ$  (wyrażone w *cm*).

TABLICA VIII.

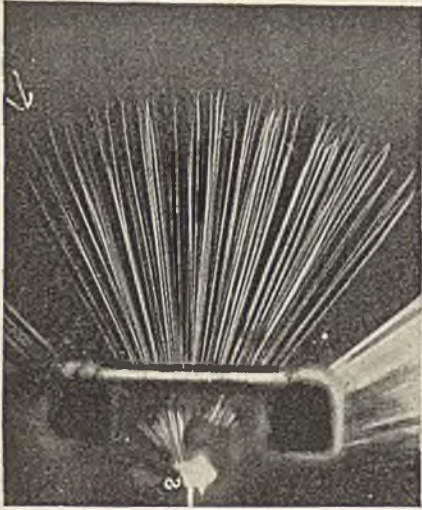


Fig. 1.



Fig. 2.



Fig. 3.



Fig. 4.

Fig. 1. Promienie  $\alpha$  polonu.

Fig. 2. Promienie  $\alpha$  *RaA* i *RaC*.

Fig. 3. Rozprężenie w powietrzu.

Fig. 4. Rozprężenie w  $\text{CO}_2$ .

Promienie  $\alpha$  wychodzące z punkowego źródła i tworzące wiązkę płaską. Na fig. 2 widzimy kilka promieni mających początek w powietrzu i pochodzących od śladów radonu.

Promienie  $\alpha$  długiego zasięgu wysyłane przez *Th* (*C + C'*). Grupa 11, 5 cm (*L. Meitner i K. Freitag*).



	powietrze	O <sup>2</sup>	N <sup>2</sup>	H <sup>2</sup>	He	A
Promienie $\alpha$ polonu	3,87	3,64	3,89	17,3	21,5	4,17
Promienie $\alpha$ radu C'	6,96	6,60	7,0	32,5	39,0	7,3

Jonizacja całkowita. Bardzo ważną wielkością jest całkowita jonizacja, którą cząstki  $\alpha$  wytwarzają w gazach wzdłuż swej drogi. Ponieważ pole objęte krzywą jonizacji daje prąd jonowy wynikający z całkowitej absorpcji wiązki, przeto w celu wyliczenia efektu jednej cząstki potrzebna jest jeszcze znajomość liczby cząstek wysyłanych w jednostce czasu i należących do wiązki (§ 72). Natomiast całkowita jonizacja *względna*, wytworzona przez tę samą wiązkę w różnych gazach, oblicza się na podstawie porównania pól krzywych jonizacji, otrzymanych w tych gazach przy pomocy tej samej aparatury i tego samego źródła. Doświadczenie wykazuje, że jonizacja względna zależy do pewnego stopnia od zasięgu zużytkowanych promieni. Pomiedzy wynikami otrzymanymi przez różnych autorów istnieją dosyć znaczne rozbieżności. Załączona tablica zawiera niektóre wartości całkowitej jonizacji względnej w przypadku promieni  $\alpha$  polonu (*Mader, Naïdu*) oraz w przypadku promieni  $\alpha$  o zasięgu pozostałym 7 mm (*Gurney*).

Zasięg 3,8 cm		Zasięg 7 mm	
Powietrze . . . . .	1	Powietrze . . . . .	1
Azot . . . . .	1,01	Azot . . . . .	0,98
Tlen . . . . .	1,09	Tlen . . . . .	1,08
Bezwodnik węglowy . .	1,01	Wodór . . . . .	1,07
Hel . . . . .	1,15	Hel . . . . .	1,26
Neon . . . . .	1,30	Neon . . . . .	1,28
Argon . . . . .	1,45	Argon . . . . .	1,38
		Krypton . . . . .	1,53
		Ksenon . . . . .	1,68

Zaznaczmy jeszcze, że zgodnie z pomiarami *Bragga* niektóre gazy i pary dają jonizację całkowitą, większą o 20-35% od jonizacji powietrza; są to:  $CS_2$ ,  $CH_4$ ,  $C_2H_2$ ,  $C_2H_4$ ,  $C_2H_6O$ ,  $C_6H_6$ ,  $CH_3Br$ ,  $CH_3I$ ,  $HCl$ ,  $HBr$ ,  $HI$  itd.

Porównywając te wyniki przekonywamy się, że całkowita jonizacja różnych gazów dwuatomowych utworzonych z lekkich atomów różni się nieznacznie. Jonizacja posiada dużą wartość w *He*, jeszcze większą w innych gazach szlachetnych; w tych jednoatomowych gazach jonizacja jest tym większa, im potencjał jonizacyjny  $V$  jest mniejszy. Porównanie gazów dwuatomowych  $H_2$  ( $V=16,5$  woltów),  $N_2$  ( $V=17$  woltów),  $O_2$  ( $V=15,5$  woltów) i *He* ( $V=24,6$  woltów) daje wynik odwrotny, co dowodzi, że energia cząstek  $\alpha$  nie zostaje zużyta całkowicie na jonizację gazów. Jest rzeczą prawdopodobną, że część energii, zużyta na wzbudzenie drobin, jest większa w gazach powietrza i w  $H_2$  niż w *He*.

Absorpcja w cieczach i ciałach stałych. Absorpcja cząstek  $\alpha$  w cieczach i ciałach stałych posiada cechy podobne do absorpcji w gazach: mianowicie również i w tym przypadku można wyróżnić określony zasięg każdej grupy cząstek  $\alpha$  w danej substancji. W celu badania zasięgu w cieczach zanurzamy bardzo małe źródło poniżej swobodnej powierzchni cieczy i obserwujemy znikanie scyntylicyj na umieszczonym tuż nad cieczą ekranie z siarczku cynku; ponieważ zasięg jest bardzo mały, jest rzeczą konieczną wyznaczać grubość pochłaniającej warstwy z wielką dokładnością, np. za pomocą metody optycznej. Metoda scyntylicyj może być również stosowana w przypadku ciał stałych; ciało pochłaniającemu nadaje się postać bardzo ostrego klina, umieszczonego tuż ponad liniowym źródłem (aktywowany drut ustawiony prostopadle do krawędzi klina), ekran zaś z siarczku cynku kładzie się na przeciwnej stronie klina. Ponieważ grubość klina zmienia się w sposób ciągły, przeto okolica dająca scyntylicje jest ostro ograniczona linią odpowiadającą największej przebytej grubości, tj. zasięgowi.

Stwierdzono, że zasięg w cieczach i ciałach stałych jest na ogół tym mniejszy, im gęstość ciała pochłaniającego jest większa i że gęstość powierzchniowa, potrzebna do całkowitej absorpcji, jest tego samego rzędu wielkości co w gazach. Podane poniżej tablice zawierają zasięgi cząstek  $\alpha$  polonu i radu  $RaC'$  w ciałach ciekłych i stałych (*Rausch von Traubenberg, Michl*).

Można łatwo stwierdzić, że masa powierzchniowa odpowiadająca zasięgowi wzrasta wraz z liczbą atomową absorbenta; iloczyn  $RD$  zasięgu przez gęstość zmienia się od  $0,011 \text{ g/cm}^2$  w przypadku glinu do  $0,027 \text{ g/cm}^2$  w przypadku  $Au$  i  $Pb$  (promienie  $\alpha$   $RaC'$ ).

Zasięg promieni $\alpha$ $RaC'$ w ciałach stałych		Zasięg w cieczach promieni $\alpha$ $RaC'$		<i>Po</i>	
<i>Li</i>	129,1 $\mu$	<i>Ag</i>	19,2 $\mu$	Woda	60,0 $\mu$ 32,0 $\mu$
<i>Mg</i>	57,8 $\mu$	<i>Cd</i>	24,2 $\mu$	Alkohol	70,5 $\mu$ 37,1 $\mu$
<i>Al</i>	40,6 $\mu$	<i>Sn</i>	29,4 $\mu$	Eter	43 $\mu$
<i>Ca</i>	78,8 $\mu$	<i>Pt</i>	12,8 $\mu$	Benzol	70 $\mu$ 36,3 $\mu$
<i>Fe</i>	18,7 $\mu$	<i>Au</i>	14,0 $\mu$		
<i>Ni</i>	18,4 $\mu$	<i>Tl</i>	23,3 $\mu$		
<i>Cu</i>	18,3 $\mu$	<i>Pb</i>	24,1 $\mu$		
<i>Zn</i>	22,8 $\mu$				

Dodajmy, że w żelatynie emulsji fotograficznej zasięg cząstek  $\alpha$   $RaC'$  wynosi 52  $\mu$ , cząstek  $\alpha$   $Po$  — 27  $\mu$  (porównaj § 102).

Równoważnik powietrzny. Stopniowa absorpcja promieni  $\alpha$  w stałej substancji może być badana za pomocą krzywej jonizacji, dawanej w powietrzu przez cząstki  $\alpha$  wychodzące ze źródła pokrytego jednorodnym ekranem o grubości mniejszej od zasięgu promieni w tej substancji. Jak widać na rysunku 95, jest to część całkowitej krzywej

jonizacji  $i=f(x)$ , przeniesiona bez zmiany kształtu o pewną długość  $\Delta$  ku początkowi w kierunku  $x$ .

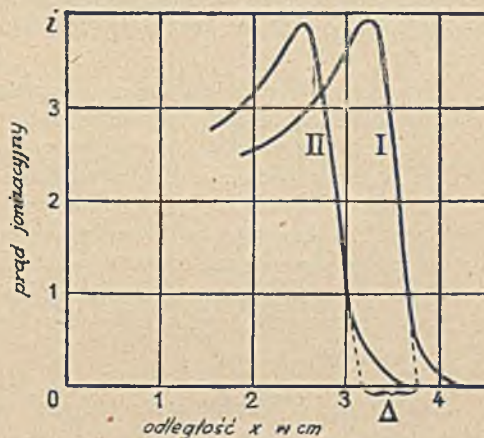
Przesunięcie  $\Delta$  krzywej jonizacji świadczy o zmniejszeniu się zasięgu promieni  $\alpha$  o  $\Delta$ ; wielkość tę nazywamy równoważnikiem powietrznym badanej substancji. Równoważnik powietrzny jest to wielkość charakteryzująca materię ekranu, cokolwiek zmienna wraz z prędkością absorbowanych promieni, a zatem również wraz z odległością ekranu od źródła. Doświadczenie wykazuje, że  $\Delta$  danego ekranu zmniejsza się, w miarę jak zbliżamy ekran ku końcowi zasięgu.

Dla przykładu podamy, że 1 cm powietrza jest równoważny w przypadku promieni  $\alpha$  polonu na początku drogi około 6  $\mu$ , czyli około 1,6 mg/cm<sup>2</sup> glinu oraz 2  $\mu$  lub 4 mg/cm<sup>2</sup> złota.

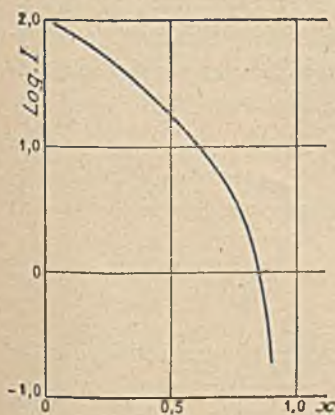
Absorpcja rozbieżnej wiązki promieni. W badaniu absorpcji promieni  $\alpha$  jest na ogół rzeczą korzystną mieć do czynienia z wiązką równoległą. Niekiedy jednak chcemy wiedzieć, jak wielka jest jonizacja  $I$  wytworzona przez cząstki  $\alpha$ , które przeszły przez ekran położony

bezpośrednio na źródle i które następnie są całkowicie pochłaniane w komorze jonizacyjnej. Odkładając grubość ekranu  $l$  jako odcięta, prąd nasycenia zaś jako rzędną, otrzymujemy krzywą absorpcji promieni, których kierunki tworzą wszelkie możliwe kąty z płaszczyzną ekranu.

W doświadczeniach tego rodzaju używa się bądź substancji aktywnej w postaci niezmiernie cienkiej warstwy, np. polonu osadzonego elektrolitycznie, osadów aktywnych itp., bądź też warstw aktywnych stosunkowo grubych, częściowo pochłaniających własne promieniowanie. W obu przypadkach można obliczyć wartości  $I=f(l)$  biorąc pod uwagę zmniejszenie się zasięgu skośnych promieni w przebytej materii stałej oraz zdolność jonizacyjną promieni odbywających pozostałą część zasięgu w powietrzu. Zarówno teoria jak i doświadczenie wykazują, że w miarę jak  $l$  wzrasta  $I$  zmniejsza się coraz szybciej; w pobliżu końca



Rys. 95. I: krzywa jonizacji promieni  $\alpha$  polonu. II — krzywa jonizacji pozostałej, otrzymanej za pomocą tego samego źródła, przykrytego ekranem z glinu o grubości około 0,0035 mm.



Rys. 96.

zasięgu spadek jest gwałtowny. Jest to charakterystyczne prawo absorpcji promieni  $\alpha$  (Maria Curie), różniące się w istotny sposób od prawa obserwowanego na ogół w przypadku promieni  $\beta$  i  $\gamma$ . Jeżeli próbujemy przedstawić  $I$  za pomocą wzoru  $I = I_0 e^{-\mu l}$ , współczynnik  $\mu$  rośnie stale wraz z  $l$  i przy końcu zasięgu osiąga wartość nieskończenie wielką. Ten przebieg jest widoczny na krzywej (rys. 96), przedstawiającej  $\log I$  w zależności od stosunku  $x = \Delta/r$  w przypadku promieni  $\alpha$  RaC' ( $\Delta$  równoważnik powietrzny badanego ekranu glinowego,  $r$  zasięg promieni w powietrzu).

Rząd wielkości obserwowanego efektu wynika z następujących danych. Rozumiejmy przez warstwę graniczną jednorodną warstwę substancji promieniotwórczej, której grubość jest równa zasięgowi promieni  $\alpha$  w tej substancji. Łatwy rachunek przybliżony, oparty na założeniu, że zdolność jonizacyjna cząstek jest stała wzdłuż ich drogi w powietrzu i że równoważnik powietrzny badanej substancji jest również stały wzdłuż drogi cząstek w tej substancji, wykazuje, że prąd jonizacyjny dawany przez warstwę graniczną jest cztery razy mniejszy od prądu, który obserwowalibyśmy, gdyby substancja nie pochłaniała własnego promieniowania.

**Zdolność hamowania.** W celu scharakteryzowania indywidualnych efektów, pochodzących od atomów lub drobin danego typu, Bragg utworzył pojęcie zdolności hamowania, zdefiniowanej w następujący sposób. Niechaj zasięgi cząstek  $\alpha$  w dwóch gazach tej samej koncentracji cząsteczkowej wynoszą  $R$  i  $R_0$ . Liczby drobin potrzebne do całkowitej absorpcji cząstek  $\alpha$  są proporcjonalne do  $R$  i do  $R_0$ ; możemy przeto stosunek  $s = R_0/R$  nazwać *zdolnością hamowania* pierwszego gazu, odniesioną do danego gazu. Jako gaz wzorcowy obieramy zazwyczaj powietrze (traktowane jako zbiór średnich atomów  $A = 14,4$ ) lub tlen.

Biorąc rzecz ogólniej, możemy zdefiniować zdolność hamowania atomów dowolnego pierwiastka jako wielkość odwrotnie proporcjonalną do liczby tych atomów, wystarczającej dla zupełnego zatrzymania cząstek  $\alpha$ . Niechaj  $R$  i  $R_0$  będą to zasięgi w substancji badanej i w substancji wzorcowej,  $d$  i  $d_0$  ich gęstości,  $A$  i  $A_0$  ich ciężary atomowe; względna atomowa zdolność hamowania wyraża się wzorem:

$$s = R_0 d_0 A / R d A_0.$$

Podobnie zdolność hamowania drobin o masie  $M$  odniesiona do atomu wzorcowego wynosi:

$$s = R_0 d_0 M / R d A_0.$$

Zamiast obliczać zdolność hamowania na podstawie całkowitych zasięgów, w wielu przypadkach ograniczamy się do porównywania równoważnych części zasięgu w badanych substancjach. Zdefiniowana w ten sposób zdolność hamowania nie jest stała wzdłuż całej drogi cząstek,

lecz zmienia się stopniowo wraz z ich prędkością; w przypadku pierwiastków, których ciężar atomowy jest większy od (średniego) ciężaru atomowego powietrza,  $s$  zmniejsza się, gdy prędkość wzrasta; pierwiastki lżejsze od powietrza, np. wodór, zachowują się odwrotnie. Zdolność hamowania nie jest to zatem wielkość dająca się łatwo interpretować.

Atomowa zdolność hamowania jest wzrastającą funkcją ciężaru atomowego. Według *Bragga* i *Kleemanna*  $s$  jest proporcjonalne do  $\sqrt{A}$ , zdolność zaś hamowania drobin wyliczamy sumując zdolności hamowania należących do niej atomów. Pierwsze z tych praw stanowi tylko grube przybliżenie do rzeczywistości, toteż usiłowano je zastąpić innymi wzorami, w których zamiast  $A$  figuruje liczba atomowa  $Z$ . Natomiast prawo addytywności sprawdza się dosyć dokładnie z wyjątkiem kilku przypadków, w szczególności zaś związków wodorowych, w których zdolność hamowania atomu wodoru przybiera różne wartości.

W załączonej tablicy są podane średnie zdolności hamowania niektórych pierwiastków, odniesione do fikcyjnego atomu powietrza i wyliczone na podstawie wartości zasięgów wyszczególnionych na tablicy na stronie 178<sup>1)</sup>.

Atom powietrza (14,44)	1,0	<i>Al</i> . . . . .	1,45
<i>H</i> . . . . .	0,22	<i>Cu</i> . . . . .	2,3
<i>He</i> . . . . .	0,35	<i>Ag</i> . . . . .	3,2
<i>N</i> . . . . .	0,99	<i>Sn</i> . . . . .	3,3
<i>O</i> . . . . .	1,06	<i>Pt</i> . . . . .	4,3
<i>A</i> . . . . .	1,90	<i>Au</i> . . . . .	4,3
		<i>Pb</i> . . . . .	4,4

Zdolności hamowania drobin  $CO$ ,  $CO_2$ ,  $CH_4$ ,  $C_2H_2$ ,  $C_2H_4$ ,  $C_6H_6$ ,  $C_5H_{12}$ ,  $CH_3Br$ ,  $CHCl_3$ , itd. są dosyć dokładnie zgodne z prawem addytywności (zdolność hamowania atomów węgla równa około 0,9). To samo stosuje się do drobin pary wodnej oraz alkoholu (zdolności hamowania równe 1,5 oraz 4,0), natomiast te same drobiny w stanie ciekłym posiadają zdolność hamowania większą o około 10%. Ponieważ prawo addytywności sprawdza się w bardzo wielu przypadkach, możemy posługiwać się nim dla obliczania zasięgów, które nie zostały zmierzone bezpośrednio.

#### § 69. Odchylenie magnetyczne i odchylenie elektryczne. Stosunek ładunku do masy.

Cząstki  $\alpha$  są to jądra helu. Masa i energia jednej cząstki. Strata ładunku.

Odchylenie magnetyczne. Pole magnetyczne działa stosunkowo słabo na promienie  $\alpha$ , toteż dla otrzymania dużego odchylenia potrzebne jest bardzo silne pole. Kierunek odchylenia wskazuje, że są to cząstki niosące ładunek dodatni. Na podstawie pomiaru odchylenia można wyli-

<sup>1)</sup> Liczby te są podane tylko dla orientacji, ponieważ istnieją znaczne różnice pomiędzy wynikami otrzymanymi przez różnych autorów.



czyć wielkość  $Mv/E$  ( $M$  — masa cząstki,  $E$  — ładunek,  $v$  — prędkość) i następnie wyliczyć  $v$ .

a) Metoda bezpośrednia, rys. 97.

Substancja aktywna w postaci niezmiernie cienkiej warstwy stanowi źródło liniowe  $S$  promieni  $\alpha$ , prostopadłe do płaszczyzny rysunku. Cienka wiązka promieni  $\alpha$  wychodzących ze źródła, wycięta za pomocą szczeliny  $F$  równoległej do źródła, pada na kliszę fotograficzną  $P$ , prostopadłą do płaszczyzny zawierającej źródło i wiązkę. Cały ten układ znajduje się w szczelnym płaskim naczyniu, dokładnie opróżnionym i umieszczonym między biegunami elektromagnesu wytwarzającego pole magnetyczne  $H$ , prostopadłe do płaszczyzny rysunku i jednostajne w całym obszarze zajętym przez naczynie. Promienie opisują tor kolowy (porównaj § 15), określony przez punkty  $S$  i  $F$  i promień krzywizny  $R$  wyrażony wzorem:

$$Mv/E = RH,$$

gdzie  $M$ ,  $v$ ,  $E$  są to: masa, prędkość i ładunek cząstki  $\alpha$ .

Dwie kolejne ekspozycje z odwrotnymi kierunkami pola dają na kliszy dwa ostre prążki, umieszczone symetrycznie po obu stronach prążka stanowiącego ślad wiązki nieodchylonej, tj. otrzymywanego bez pola. Odległość  $z$  między prążkiem środkowym i każdym z prążków bocznych jest wyrażona wzorem  $OA(OA + AB) = OF \times OS$  (rys. 98), czyli

$$z [z + 2 \sqrt{R^2 - (l + l/2)^2}] = l(l + l),$$

gdzie  $l$  jest to odległość między źródłem i szczeliną,  $l'$  zaś między szczeliną i kliszą. Jeżeli  $z$  jest małe, można posługiwać się wzorem przybliżonym:

$$2Rz = l'(l + l).$$

Jak już wiemy, wszystkie promienie  $\alpha$  danego pierwiastka mają w przybliżeniu jednakowy zasięg; z tego powodu przypisywaliśmy im jednakową prędkość początkową. Ten wniosek został sprawdzony za pomocą pomiarów odchylenia magnetycznego w granicach dokładności osiągalnej za pomocą metody bezpośredniej. W widmie magnetycznym każdemu pierwiastkowi, użytemu w postaci warstwy nieskończenie cienkiej:  $RaA$ ,  $RaC'$ ,  $Po$ ,  $ThC$ ,  $ThC'$  itd., odpowiada odchylony prążek, którego szerokość i ostrość nie różni się prawie niczym od szerokości i ostrości środkowego prążka; nie można zatem stwierdzić żadnego rozproszenia świadczącego o niejednorodności prędkości początkowych<sup>1)</sup>.

<sup>1)</sup> Doświadczenie jest bardzo dokładne, o ile chodzi o odchylenia, natomiast niezbyt dokładne, jeżeli chodzi o rozproszenie.

Następujący przykład liczbowy ilustruje wyniki otrzymane z promieniami polonu:  $l = 2 \text{ cm}$ ,  $l' = 3 \text{ cm}$ ,  $H = 10000$  oerstedów,  $R = 33 \text{ cm}$ ,  $z = 2,3 \text{ mm}$ ,  $Mv/E = RH = 3,3 \cdot 10^5 \text{ j.em}$ .

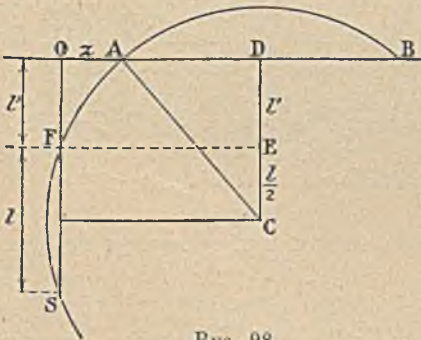
Na tablicy IX, fig. 2 jest przedstawione widmo magnetyczne otrzymane przy użyciu wąskiej rurki, o niezmiernie cienkich ściankach szklanych, zawierającej radon oraz jego pochodne. Widmo składa się z trzech prążków pochodzących od cząstek  $\alpha$   $Rn$ ,  $RaA$  i  $RaC'$ . Strata prędkości wskutek przejścia przez grubość szkła jest nieznaczna i nie wpływa niekorzystnie na ostrość prążków. Widmo magnetyczne promieni  $\alpha$  aktywnego osadu toru składa się z dwóch prążków przypisywanych  $ThC$  i  $ThC'$  (tabl. IX, fig. 3).

Niekiedy zastępujemy kliszę fotograficzną ekranem powleczonym siarczkiem cynku. Zamiast prążka sfotografowanego widzimy wówczas prążek scyntylacyj. W niektórych doświadczeniach kliszę umieszcza się równolegle do wiązki, nie zaś prostopadle i otrzymuje się w ten sposób obraz toru (tabl. IX, fig. 1).

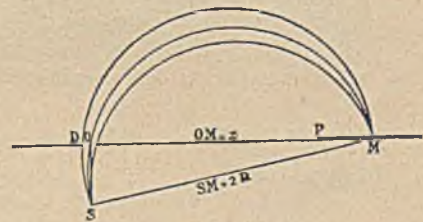
b) Metoda ogniskowania. Jeżeli istnieje możliwość wytworzenia jednostajnego pola magnetycznego w obszarze dosyć wielkim, aby w nim mieściła się średnica kołowego toru opisanego przez wiązkę promieni  $\alpha$ , to można zmierzyć  $R$  z wielką dokładnością za pomocą metody «ogniskowania», używanej powszechnie w przypadku promieni  $\beta$  (§ 83). Zastosowanie tej metody do promieni  $\alpha$  stało się możliwe przy pomocy wielkiego elektromagnesu Paryskiej Akademii Umiejętności, zbudowanego pod kierunkiem *A. Cottona*. Ten elektromagnes (znajdujący się w Bellevue pod Paryżem) daje pole o natężeniu do 25000 oerstedów między płaskimi biegunami o średnicy 75 cm, oddalonymi o 5 do 6 cm.

Zasada metody jest następująca:

Promienie wychodzące ze źródła  $S$  (rys. 99), zakrzywione kolisto w polu magnetycznym prostopadłym do płaszczyzny rysunku, przechodzą przez diafragmę  $B$  i padają na kliszę fotograficzną  $C$ . Promień przechodzący przez środek diafragmy przecina kliszę w punkcie  $M$ , położonym na tej samej średnicy  $S$ . Proste rozumowanie geometryczne wykazuje, że w tym samym punkcie schodzą się, w pierwszym przybliżeniu, wszystkie inne promienie przechodzące przez diafragmę i charakteryzu-



Rys. 98.



Rys. 99.

żonym na tej samej średnicy  $S$ . Proste rozumowanie geometryczne wykazuje, że w tym samym punkcie schodzą się, w pierwszym przybliżeniu, wszystkie inne promienie przechodzące przez diafragmę i charakteryzu-

jące się tą samą wartością  $R$ . Punkt  $M$  jest to przeto ognisko promieni źródła  $S$ , skąd nazwa «metody ogniskowania». Podobnie jak w metodzie bezpośredniej doświadczenie wymaga wysokiej próżni.

Mamy w tym przypadku wzór:

$$z^2 + l^2 = 4R^2,$$

gdzie  $z$  jest to odchylenie  $OM$  liczone od środka  $O$  diafragmy,  $l$  zaś jest to odległość  $OS$  od tego środka do źródła. Widzimy, że  $z$  wzrasta wraz z  $R$ ; jeżeli  $z$  jest wielkie w porównaniu z  $l$ ,  $z$  jest w przybliżeniu proporcjonalne do  $R$ , tj. do  $Mv/eH$ .

Przykład: Promienie  $\alpha$  radu  $C'$ ,  $H = 24000$  oerstedów,  $R$  jest zbliżone do  $16,6$  cm,  $z$  do  $33$  cm. Zmianie prędkości o 1% odpowiada zmiana  $z$  około  $3$  mm.

Oceniamy, że zdolność rozdzielcza, którą ta metoda daje w badaniu widma magnetycznego promieni  $\alpha$ , jest sto razy większa od zdolności rozdzielczej otrzymywanej w najlepszych warunkach za pomocą metody bezpośredniej.

Zastosowanie metody ogniskowania do promieni  $\alpha$   $ThC$  ujawniło złożoną lub tzw. «subtelną» budowę tych promieni (*S. Rosenblum*). Zamiast jednego prążka (tabl. IX, fig. 3) otrzymano 6 prążków, mianowicie dwa silne, bardzo zbliżone oraz 4 słabsze. Złożoną budowę promieni  $\alpha$  wykryto również w przypadku  $RaC$ ,  $AcX$ ,  $An$ ,  $AcC$ ,  $RTh$ ,  $Ra$ . Natomiast prążki pochodzące od  $RaA$ ,  $RaC'$ ,  $Po$ ,  $ThC'$  nie dają się rozszczepić; są zatem proste. Na tablicach IX i X są umieszczone niektóre zdjęcia widm; prążki bardzo słabe są na reprodukcji niewidoczne.

$ThC$  (6 prążków) tabl. IX, fig. 4 i 6.

$ThC'$  (1 prążek) tabl. IX, fig. 6.

$AcC$  (2 prążki),  $AcC'$  (1 prążek) tabl. IX, fig. 5.

$RTh$  (1 prążek),  $ThX$  (1 prążek),  $Tn$  (1 prążek),  $ThA$  (1 prążek) tabl. X, fig. 1.

$RAc$  (11 prążków),  $AcX$  (3 prążki, z których jeden nakłada się na pobliski prążek  $RAc$ ),  $An$  (3 prążki),  $AcA$  (1 prążek) tabl. X, fig. 2.

$Ra$  (2 prążki),  $Rn$  (1 prążek),  $RaA$  (1 prążek),  $RaC'$  (1 prążek) tabl. X, fig. 3.

Na fig. 4 znajdują się na tej samej kliszy prążki  $ThC + ThC'$ ,  $RaC'$ ,  $AcC + AcC'$  oraz  $Po$ . Widmo to zostało otrzymane za pomocą źródła utworzonego z mieszaniny tych radiopierwiastków.

Prędkości odpowiadające prążkom subtelnej budowy są podane w tabl. 7b Przypisów.

Dla zrealizowania warunków, w których cząstki  $\alpha$  opisują połowę koła w prawie jednostajnym polu magnetycznym, można posługiwać się również elektromagnesem stosunkowo małej mocy, zaopatrzonym w bieguny w kształcie pierścienia. To urządzenie zostało zastosowane w połączeniu z licznikiem cząstek zamiast kliszy fotograficznej.



Fig. 1.

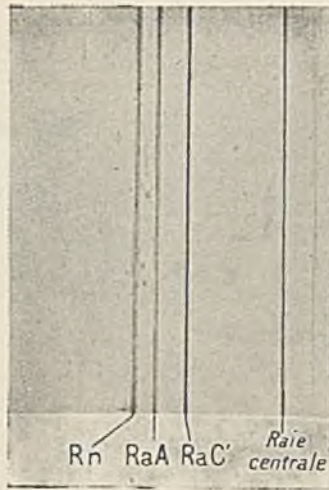


Fig. 2.



Fig. 3.

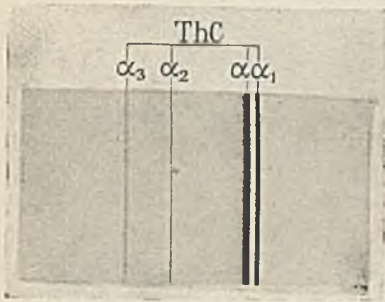


Fig. 4.

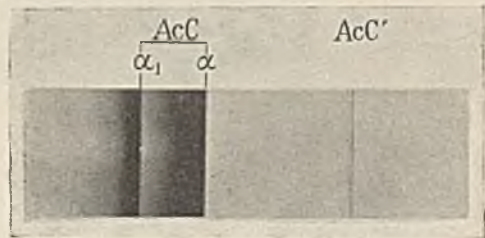


Fig. 5.



Fig. 6.

- Fig. 1. Promienie  $\alpha$  odchylone w polu magnetycznym prostopadłym do płaszczyzny rysunku. Ślad wiązek równoległych do kliszy (*H. Becquerel*).
- Fig. 2. Radon w cienkościennej rurce szklanej. Pole magnetyczne 15000 oerstedów (powiększenie dziewięciokrotne).
- Fig. 3. Strata prędkości w ekranie ze złota ( $21,4 \text{ mg/cm}^2$ ). U dołu promienie  $\alpha \text{ ThC} + \text{C}'$  — nie zwolnione; na górze zwolnione promienie  $\alpha \text{ ThC}$ ; promienie  $\alpha \text{ ThC}$  są całkowicie pochłonięte (powiększenie pięciokrotne).
- Fig. 2 i 3. Odchylenie magnetyczne promieni  $\alpha$ . Metoda odchylenia bezpośredniego (*Rosenblum*).
- Fig. 4, 5, 6. Odchylenie magnetyczne promieni  $\alpha$ . Metoda ogniskowania (*S. Rosenblum*).



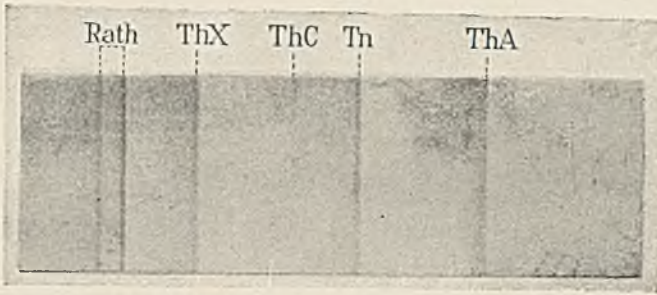


Fig. 1.

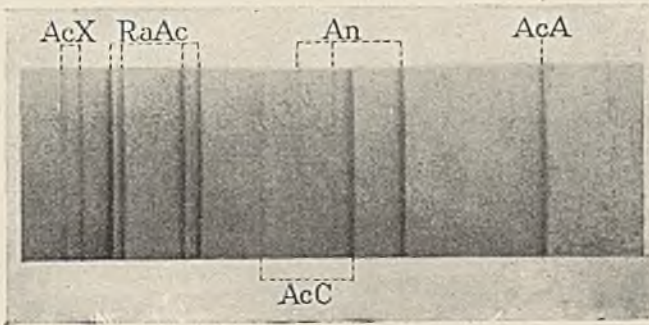


Fig. 2.

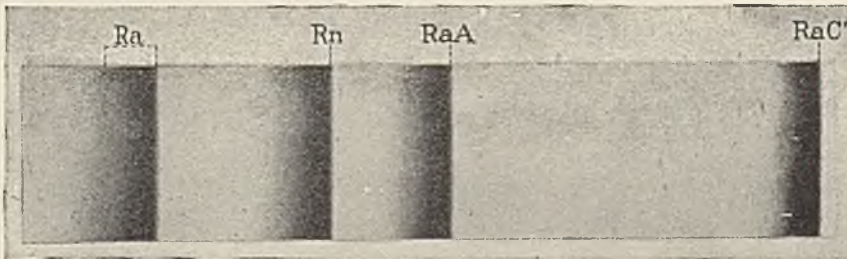


Fig. 3.

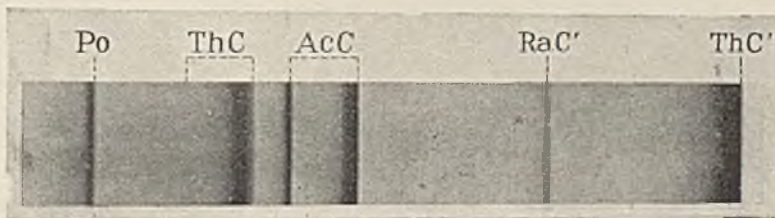


Fig. 4.

Fig. 1, 2, 3, 4. Odchylenie magnetyczne promieni  $\alpha$ . Metoda ogniskowania (*S. Rosenblum*).



Można badać subtelną budowę grup promieni  $\alpha$  nie tylko drogą pomiaru odchylenia magnetycznego, lecz również drogą mierzenia długości zasięgu. Tak np. w przypadku  $RaC$  metoda torów mgiełkowych (§ 67 b) ujawnia dwie grupy cząstek  $\alpha$ , z których każda odpowiada kilku prążkom widma magnetycznego (*Irena Curie*). Za pomocą metody różnicowej (§ 67 g) zdołano ujawnić złożoną budowę cząstek  $\alpha$  niektórych pierwiastków, m.i.  $RaC''$  (*Rutherford* i jego współpracownicy).

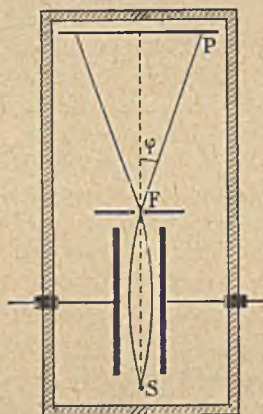
Emisja kilku grup cząstek  $\alpha$  posiadających zbliżone prędkości i pochodzących od tego samego pierwiastka pozostaje w związku z emisją promieni  $\gamma$ , towarzyszącą przemianie promieniotwórczej tego pierwiastka (rozdz. XVI).

*Odchylenie elektryczne.* Pomiar odchylenia elektrycznego pozwala wyliczyć wielkość  $Mv^2/E$  (patrz § 14). Następujące urządzenie służy do pomiarów tego rodzaju.

Promienie wysyłane przez liniowe źródło  $S$ , prostopadłe do płaszczyzny rys. 100, biegną pomiędzy płytkami kondensatora, gdzie zostają odchyłone, przechodzą przez szczelinę  $F$  i padają na kliszę  $P$ . Tor promieni w okolicy objętej polem elektrycznym  $h$ , a zatem na długości  $l$  równej długości płytek, jest to łuk paraboli przechodzącej przez źródło i szczelinę i posiadającej wierzchołek w środku toru. W przestrzeni poza szczeliną, a zatem tam, gdzie pola już nie ma, tor cząstek jest prostoliniowy i tworzy kąt  $\varphi$  z kierunkiem wiązki nieodchylonej.

Odchylenie elektryczne wynosi  $y = l \operatorname{tg} \varphi$ , gdzie  $l$  jest to odległość między szczeliną i kliszą. Z drugiej strony, na podstawie własności paraboli mamy  $\operatorname{tg} \varphi = 4\delta/l$ , gdzie  $\delta$  jest to wysokość odcinka paraboli i równa się odchyleniu cząstki, o masie  $M$  i ładunku  $E$ , po przebyciu drogi  $l/2$  z prędkością  $v$  pod działaniem siły  $eh$  prostopadłej do kierunku prędkości. Mamy zatem:

$$\delta = Eh^2/8Mv^2, \quad y = Ehl/2Mv^2.$$



Rys. 100.

Doświadczenie musi być wykonane w wysokiej próżni. Znajomość odchylenia elektrycznego oraz magnetycznego pozwala wyliczyć stosunek  $E/M$  oraz prędkość  $v$ .

*Stosunek  $E/M$  i prędkość cząstek.* Nader dokładne pomiary wykonane z promieniami  $\alpha$   $RaC'$  (*Rutherford* i *Robinson*) prowadzą do średniej wartości  $E/M = 4820 \text{ j. em.}$  Wartość ta jest bardzo zbliżona do wartości teoretycznej  $E/M$  dwuwartościowego jonu helu, wynoszącej  $9649 \times 2/4,001 = 4823$  (ładunek gramojonu jednowartościowego  $9649 \text{ j. em.}$ , masa atomowa  $He$   $4,002$ , masa  $He^{++}$   $4,001$ ).

W przypadku promieni  $\alpha$   $RaA$  i  $Rn$  otrzymano wartość stosunku  $E/M$



bardzo zbliżoną do poprzedniej. Promienie  $\alpha$  innych ciał były przedmiotem pomiarów mniej dokładnych, wyniki jednak były bardzo zbliżone. Ponadto udowodniono, że wielkość stosunku  $E/M$  nie zmienia się, gdy cząstki  $\alpha$  przechodzą przez cienki ekran z substancji stałej. Można zatem uważać za fakt niewątpliwy, że cząstka  $\alpha$  w chwili emisji jest to atom helu pozbawiony swoich dwóch elektronów, czyli tzw. jądro helu oznaczone symbolem  $He^{++}$ . Stąd wynika, że dla oznaczenia prędkości początkowej wystarczy zmierzyć odchylenie magnetyczne dające bezpośrednio stosunek  $Mv/E$ . W przypadku cząstek  $\alpha$  radu  $C'$  wartość ta wynosi  $3,993 \cdot 10^5$ , jak to wynika z bardzo dokładnych oznaczeń wykonanych za pomocą metody ogniskowania (*Rosenblum i Dupouy*). Biorąc pod uwagę zmianę masy wraz z prędkością:  $M = M_0/\sqrt{1 - \beta^2}$ , znajdujemy, że prędkość tych cząstek wynosi  $v = 1,922 \cdot 10^9$  cm/sek,  $E/M = 4813$ .

Prędkości niektórych grup cząstek  $\alpha$  zostały zmierzone bezpośrednio, w innych przypadkach zostały wyliczone na podstawie długości zasięgu (§ 70). Spis prędkości wszystkich znanych grup znajdujemy w tabl. VII b Przypisów; prędkości te są zawarte między  $1,4 \cdot 10^9$  cm/sek oraz  $2,25 \cdot 10^9$  cm/sek.

Drogą doświadczalną stwierdzono w sposób oczywisty, że cząstki  $\alpha$  po całkowitym utraceniu prędkości tworzą zwykły hel (*Rutherford*). Do tego doświadczenia użyto radonu zawartego w rurce ze szklanej, której bardzo cienkie ścianki wypuszczały promienie  $\alpha$  na zewnątrz. Rureczka była umieszczona w szklanym zbiorniku, w którym zrobiono dobrą próżnię. Promienie  $\alpha$  wychodzące z rurki były pochłaniane w ściankach zbiornika. Utworzone atomy helu wydzielali się następnie ze szkła wskutek dyfuzji, którą można było przyspieszyć umiarkowanym ogrzaniem szkła. Po upływie kilku dni nagromadzony gaz włączano ręką do rurki włoskowatej, umieszczonej w górnej części zbiornika i zaopatrzonej w dwie elektrody. W ten sposób można było zmierzyć objętość gazu i stwierdzić, że jego widmo jest identyczne z widmem helu.

*Masa i energia cząstki  $\alpha$ .* Znając wartość stosunku  $E/M$  cząstek  $\alpha$  i przyjmując, że  $E = 2e$ , gdzie  $e$  jest to ładunek elementarny, możemy obliczyć masę jednej cząstki.

Przyjmując że  $E/M_0 = 4823$  j.em =  $1,447 \cdot 10^{14}$  j.es,  $e = 4,77 \cdot 10^{-10}$ , znajdujemy

$$M_0 = 6,598 \cdot 10^{-24} \text{ g.}$$

Poprawka wynikająca ze zmiany masy wraz z prędkością wynosi w przypadku promieni  $\alpha$  radu  $C'$  zaledwie 0,25%.

Energia kinetyczna  $W$  cząstki  $\alpha$  w chwili jej emisji równa się  $Mv^2/2$ , gdzie  $v$  jest to prędkość początkowa; wzór ten stosuje się do prędkości, dla których  $\beta = v/c$  jest mniejsze od 0,08 ( $c$ —prędkość światła) z dokładnością do 0,5%. W tym przybliżeniu znajdujemy  $W = 3,30 \cdot 10^{-24} v^2$  ergów; wzór dokładniejszy daje:  $W = M_0 c^2 (1/\sqrt{1 - \beta^2} - 1) = 5,930 \cdot 10^{-3} (\eta - 1)$  erg, gdzie  $\eta = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ .

Potencjał równoważny jest to różnica potencjału  $\varphi$ , która byłaby potrzebna dla nadania cząstce obserwowanej prędkości lub energii. Potencjał ten określamy wzorem  $W = 2e\varphi$ , skąd:

$\varphi = M_0 c^2(\eta - 1) / 2e = 6,216 \cdot 10^6(\eta - 1) j.es = 1,864 \cdot 10^9 (\eta - 1)$  woltów  
lub w przybliżeniu:

$$\varphi = Mv^2/4e = 1,036 \cdot 10^{-12} v^2 \text{ woltów.}$$

Jest ogólnie przyjęte oznaczać energię  $W$  za pomocą potencjału  $V = W/e = 2\varphi$ , tj. w elektronowoltach.

W przypadku cząstki  $\alpha$  *RaC'*, której prędkość  $v = 1,922 \cdot 10^9$  cm/sec, znajdujemy zgodnie z poprzednimi wzorami  $W = 1,22 \cdot 10^{-5}$  erg = 7,683  $\cdot 10^6$  elektronowoltów,  $\varphi = 3,84 \cdot 10^6$  woltów. Widzimy zatem, że energia cząstki  $\alpha$  jest znaczna w porównaniu z energią ruchów cieplnych.

Za pomocą napięć rzędu  $10^6$  woltów zdołano nadać dodatnim jonom helu energię, której odpowiada zasięg zbliżony do 1 cm (*Crane, Lauritsen i Soltan*).

Emisja cząstki  $\alpha$  jest to zjawisko zachodzące wewnątrz jądra atomu promieniotwórczego. Gdyby jądro było kulą o promieniu  $a$  i gdyby cząstka  $\alpha$ , umieszczona na powierzchni i posiadająca ładunek  $2e$ , była odpychana działaniem ładunku  $Ne$  jądra umieszczonego w środku kuli, to energia uzyskana przez cząstkę pod działaniem siły odpychającej wynosiłaby  $W = 2e^2N/a$ . Przyjmując  $a$  równe  $10^{-11}$  cm, co odpowiada pod względem rzędu wielkości rozmiarom ciężkich jąder (§ 79), znajdujemy, że  $W$  równa się w przybliżeniu  $4 \cdot 10^{-6}$  erg. Jak widzimy, jest to rząd wielkości energii cząstki  $\alpha$ . Wyobrażamy sobie zatem, że w okolicy jądra, a prawdopodobnie także i w jego wnętrzu, istnieją pola elektryczne o olbrzymim natężeniu, odpowiadające różnicy potencjału rzędu kilku milionów woltów między punktami oddalonymi o odległość bardzo małą w porównaniu z rozmiarami atomów.

Na tablicy VIIa Przypisów znajdujemy wartości energii  $W$  odpowiadające różnym prędkościom cząstek  $\alpha$  i obliczone z uwzględnieniem poprawki relatywistycznej.

*Strata ładunku.* Jak to widzieliśmy, cząstka  $\alpha$  w chwili emisji jest jądrem helu. Z drugiej strony, zbierając te cząstki po stracie ich prędkości otrzymujemy hel w stanie atomów obojętnych. Stąd wynika, że cząstka  $\alpha$  traci podczas swego przelotu ładunek chwytając dwa brakujące elektrony; należy przypuszczać, że dzieje się to w pobliżu końca zasięgu. W istocie, rozważania oparte na teorii kinetycznej prowadzą do wniosku, że cząstka obojętna, posiadająca początkową prędkość cząstki  $\alpha$ , może przebiec w gazie tylko znikomo krótką drogę; tak np. z najprostszej hipotezy zderzeń sprężystych między cząsteczkami wynika, że po niewielkiej liczbie zderzeń prędkość cząsteczki zmniejszyłaby się tak dalece, iż zrównałaby się z prędkością ruchów cieplnych; ponadto już pierwsze zderzenia z atomami powietrza sprawiłyby, że cząsteczka zostałaby odrzucona w tył lub na bok.

Okoliczności, w których cząstka  $\alpha$  może chwytać elektrony, zostały wyjaśnione w pracach *Hendersona* i *Rutherforda*. Uчени ci analizowali za pomocą metody odchylenia magnetycznego równoległą wiązkę, przenikającą do bardzo dobrej próżni po przejściu przez ekran z substancji stałej. Widmo magnetyczne składa się w tym przypadku z dwóch prążków, z których jeden odpowiada cząstkom  $He^{++}$  z podwójnym ładunkiem, drugi zaś, mniej odchylony, cząstkom  $He^+$  niosącym ładunek pojedynczy. Na podstawie względnego natężenia tych prążków wnosimy, że liczba cząstek z pojedynczym ładunkiem wzrasta wraz z grubością przebytego ekranu. Jeżeli zasięg pozostały jest bardzo mały, wiązka zawiera również stosunkowo znaczną ilość cząstek nienaładowanych. Z tych doświadczeń wynika, że cząstka  $\alpha$  może na przemian tracić i odzyskiwać jeden lub dwa elektrony i że to może zdarzać się kilkaset razy podczas jej przelotu. Można zdefiniować *średnią drogę* każdego z jonów  $He^{++}$  i  $He^+$ , tj. drogę, którą jon może przebiec w powietrzu (średnia droga przed schwyтaniem elektronu  $\lambda_1$  i średnia droga przed utraceniem elektronu  $\lambda_2$ ). Stosunek liczby jonów  $He^+$  i  $He^{++}$  równa się stosunkowi średnich dróg  $\lambda_1$  i  $\lambda_2$ , z których pierwsza zmniejsza się wraz z prędkością cząstek  $v$  znacznie powolniej niż druga, tak iż stosunek liczby jonów pojedynczych do liczby jonów podwójnych wzrasta nader szybko, gdy  $v$  się zmniejsza. Podajemy niektóre wartości średnich dróg  $\lambda_1$  i  $\lambda_2$  w powietrzu w normalnych warunkach temperatury i ciśnienia (promienie  $\alpha$  radu  $C'$ ):

Prędkość	$\lambda_1$ (schwyтanie elektronu)	$\lambda_2$ (utrata electronu)	$\lambda_2 p_1$
$1,80 \times 10^9$ cm/sek	2.200 mikronów	11 mikronów	0,005
$1,46 \times 10^9$ cm/sek	520 „	7,8 „	0,015
$0,90 \times 10^9$ cm/sek	37 „	5,0 „	0,13
$0,56 \times 10^9$ cm/sek	3 „	3,0 „	1

Średnia droga obojętnego atomu helu przed utratą jednego elektronu jest oceniana na jeden mikron, jeżeli prędkość wynosi  $0,9 \cdot 10^9$  cm/sek.

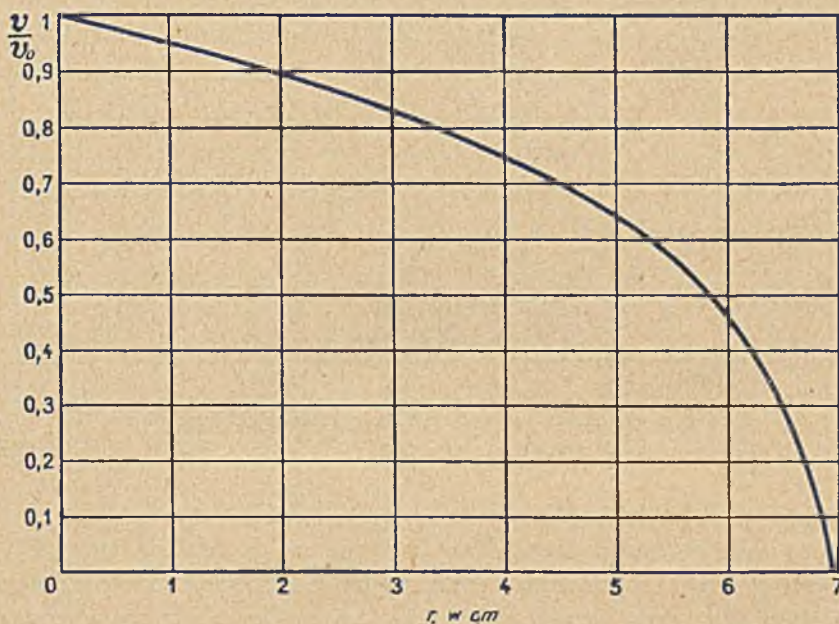
W przedziale małych prędkości, gdzie wymiany są bardzo częste, cząstki zachowują się w polu magnetycznym tak, jak gdyby posiadały ładunek zawarty między  $e$  i  $2e$ .

Biorąc rzeczy przeciętnie, cząstka  $\alpha$  *RaC'* jest podwójnie naładowana aż do odległości 6,4 cm, pojedynczo zaś naładowana na pozostałej części zasięgu, wynoszącej 0,5 cm.

Teoria tego zjawiska wskazuje, że prawdopodobieństwo utracenia elektronu jest tym większe, im potencjał jonizacyjny atomu jest większy, prawdopodobieństwo zaś schwyтania elektronu jest tym większe, im prędkość elektronu na orbicie atomowej jest bardziej zbliżona co do wielkości i kierunku do prędkości cząstki  $\alpha$ . Przybliżone rachunki, oparte na tych założeniach, prowadzą do wniosków na ogół zgodnych z doświadczeniem.

§ 70. Zależność między prędkością początkową i zasięgiem. Zależność między prędkością początkową a stałą zaniku.

Zasięg cząstek  $\alpha$  w powietrzu wzrasta, jak to widzieliśmy, wraz z prędkością początkową. W celu dokładnego zbadania tej zależności zmniejszamy stopniowo prędkość i zasięg ustawiając ekrany na drodze cząstek. Pozostały zasięg  $r$  po przejściu przez ekran wyznaczamy na podstawie badania krzywej jonizacji. W celu zaś wyznaczenia prędkości cząstek wychodzących z ekranu możemy zastosować metodę magnetyczną (rys. 97), przykrywając połowę liniowego źródła badanym ekranem, dzięki czemu otrzymujemy na kliszy dwa prążki odpowiadające prędkości początkowej oraz prędkości zmniejszonej. Jeżeli utrata prędkości nie jest



Rys. 101. Związek między prędkością i zasięgiem (Briggs. Irena Curie).  $R$  — zasięg pozostały w powietrzu w  $15^\circ$  i pod ciśnieniem normalnym;  $v$  — prędkość;  $v_0 = 1,922 \cdot 10^9$  cm/sek, prędkość początkowa promieni  $\alpha$  RaC'.

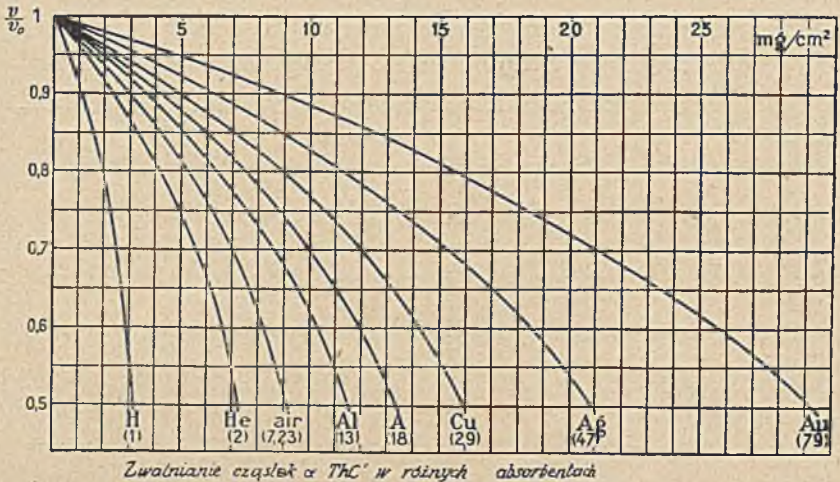
zbyt wielka, prążek małej prędkości nie jest rozszerzony w sposób widoczny i posiada ostrość wystarczającą dla dokładnych pomiarów. Doświadczenie tego rodzaju jest przedstawione na tabl. IX, fig. 3.

Za pomocą odpowiedniego urządzenia można również mierzyć prędkość cząstek po przejściu przez warstwę zawierającą określoną ilość gazu.

Geiger wykazał, że istnieje bardzo prosta zależność  $r = kv^3$  lub, innymi słowy, że zasięg jest proporcjonalny do sześcianu prędkości. Ta zależność, znana pod nazwą *prawa Geigera*, nie daje się interpretować teoretycznie w prosty sposób i nie stosuje się do dwóch ostatnich cm zasięgu (prędkość mniejsza od  $10^9$  cm/sek); natomiast stosuje się dosyć dokładnie do prędkości początkowych i do zasięgów w powietrzu zna-

nych grup cząstek  $\alpha$ ; najlepsza wartość  $k$  wynosi  $9,25 \cdot 10^{-28}$ , czyli  $1/k = 1,08 \cdot 10^{27}$  ( $v$  w  $cm/sek$ ,  $r$  — zasięg w powietrzu w normalnych warunkach temperatury i ciśnienia). Jeżeli chcemy obliczyć prędkość odpowiadającą danemu zasięgowi w sposób bardziej dokładny, musimy posługiwać się krzywą doświadczalną  $v = f(r)$ .

Zależność między prędkością i zasięgiem jest przedstawiona na krzywej rys. 101; rzędne są to stosunki  $v/v_0$ , gdzie  $v_0$  jest prędkością początkową cząstek  $\alpha$  radu  $C'$ ; znaczna część krzywej została otrzymana



Rys. 102 Krzywe zwalniania cząstek  $\alpha$  (według S. Rosenbluma i G. Mano):  $v_0 = 2,054 \cdot 10^9$   $cm/sek$  (prędkość początkowa promieni  $\alpha$  ThC),  $v$  — prędkość po przejściu przez ekran.

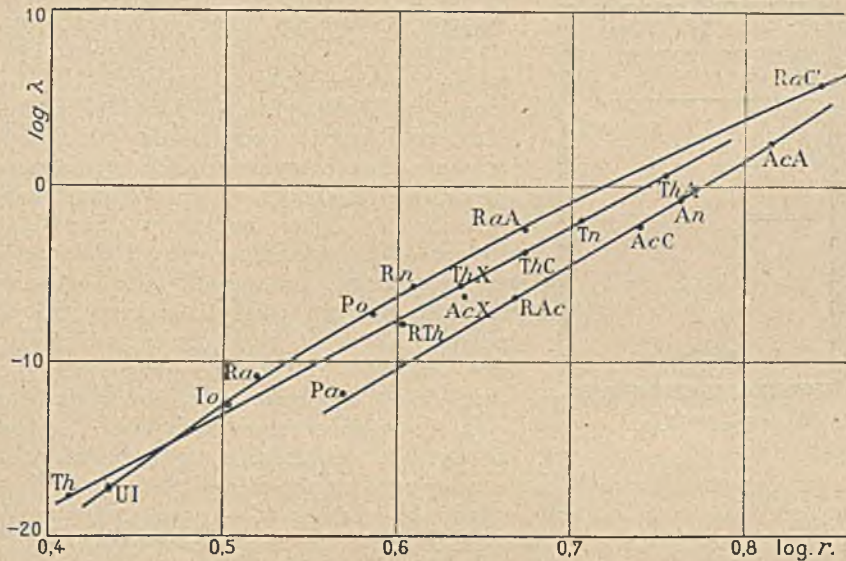
drogą bezpośrednich pomiarów  $r$  i  $v$ ; w części odpowiadającej kilku ostatnim milimetrom  $v$  zostało wyliczone na podstawie krzywej jonizacji w założeniu, że zdolność jonizacyjna jest proporcjonalna do energii traczonej wzdłuż drogi cząstek (§ 66); w tej części  $v$  i  $r$  są w przybliżeniu proporcjonalne do siebie.

Zmiana prędkości cząstek  $\alpha$  po przejściu przez ekrany została zbadana w przypadku niektórych metali, dających się otrzymać w postaci cienkich blaszek. Najmniejsza zbadana prędkość wynosiła  $4 \cdot 10^8$   $cm/sek$ , najmniejszy zasięg pozostały 3 mm. Prążek widma magnetycznego jest w tych warunkach znacznie rozszerzony, co dowodzi, że wskutek przejścia przez ekran powstają różnice prędkości między cząstkami.

Krzywe na rys. 102 pokazują, że ekrany z różnych ciał, posiadające tę samą masę powierzchniową, zmniejszają prędkość tym bardziej, im liczba atomowa jest mniejsza.

Geiger i Nuttall zwrócili uwagę na niezmiernie ważny związek istniejący między zasięgiem  $r$  cząstek  $\alpha$  wysyłanych przez dany radiopierwiastek i jego stałą zaniku  $\lambda$ . Jeżeli porównujemy pierwiastki należące do tej samej rodziny, zasięg cząstek  $\alpha$  jest tym dłuższy, im

zanik jest szybszy, ponadto  $\log \lambda$  jest w przybliżeniu liniową funkcją  $\log r$ . Krzywa, której rzędne są to  $\log \lambda$ , odcięte zaś  $\log r$ , jest to linia prosta. Mamy trzy takie proste w przybliżeniu równoległe, z których pierwsza obejmuje uran, jon, rad i jego pochodne, druga—tor i jego pochodne, trzecia — pierwiastki rodziny aktynowej z aktynem na czele. Dokładniejsze badania wykazują, że otrzymujemy lepszą zgodność, jeżeli rezygnujemy z postaci liniowej i wykreślamy prawidłową krzywą, która w sposób bardziej zadowalający przechodzi przez wszystkie punkty doświadczalne. Wykresy tego rodzaju są przedstawione na rys. 103; wartości zasięgów są zaczerpnięte z tabl. VII b Przypisów. Widzimy, że wszystkie ciała rodziny  $U-Ra$  mieszczą się na prawidłowej krzywej; to samo stosuje się do rodziny toru. W rodzinie aktynu nie



Rys. 103.

mamy takiej prawidłowości, główna zaś rozbieżność pochodzi od  $AcX$ , którego okres jest znacznie mniejszy od okresu  $RaC$ , gdy tymczasem zasięg cząstek  $\alpha$  jest znacznie krótszy.

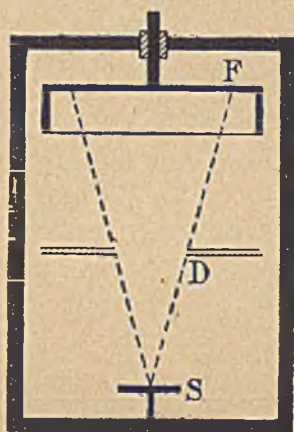
Prawo *Geigera-Nuttalla* wyraża związek między prawdopodobieństwem przemiany i energią cząstki  $\alpha$ . Związek ten posiada niewątpliwie głębokie znaczenie w zagadnieniu budowy jądra. Jak to zobaczymy w jednym z dalszych ustępów, mechanika kwantowa daje interpretację teoretyczną tego związku (rozdz. XXI, § 114).

#### § 71. Ładunek cząstek $\alpha$ . Oznaczanie średniego czasu życia radu.

W pomiarach ładunku przeniesionego przez promienie  $\alpha$  jest rzeczą konieczną, aby elektroda otrzymująca ładunek była umieszczona w możliwie doskonałej próżni. W istocie promienie te wytwarzają taką

silną jonizację gazu (§ 72), że prąd wynikający z przenoszenia ładunku jest na ogół znikomo mały wobec prądu jonizacyjnego i staje się dostrzegalny tylko pod bardzo niskim ciśnieniem. Istnieją ponadto inne trudności, wynikające z obecności elektronów: w istocie źródło może dawać również promienie  $\beta$ , ponadto mamy zawsze do czynienia z emisją powolnych elektronów z każdej powierzchni, na którą padają promienie  $\alpha$  (por. promienie  $\delta$ , § 75).

Do pomiarów ładunku używamy następującego przyrządu (*Rutherford i Geiger*) (rys. 104). Wiązka promieni  $\alpha$  wychodzi z bardzo małego źródła, umieszczonego na płycie  $S$  w postaci niezmiernie cienkiej warstwy substancji promieniotwórczej; wiązkę ogranicza diafragma  $D$ , której otwór jest zakryty bardzo cienką folią glinową (około  $3 \mu$ ). Po przejściu przez diafragmę promienie  $\alpha$  przenikają do puszeki Faradaya  $F$ , której otwór wejściowy jest przykryty folią glinową podobną do folii położonej na diafragmie. Elektroda  $F$  jest połączona z elektrometrem; między  $F$  i  $D$  wytwarzamy pole elektryczne  $h$ , które nie zmienia prędkości cząstek  $\alpha$  w sposób dostrzegalny i pozwala ocenić pozostały prąd jonowy. Przyrząd ten umieszczamy w silnym polu magnetycznym, prostopadłym do płaszczyzny rysunku, w celu odchylenia promieni  $\beta$  wychodzących ze źródła; pole to zakrzywia bardzo powolne elektrony, wychodzące z elektrod  $D$  i  $F$  tak silnie, że elektrony powracają do powierzchni emisyjnej. Natomiast odchylenie promieni  $\alpha$  w polu magnetycznym jest bardzo małe i nie odgrywa żadnej roli w pomiarach. Niech  $i$  będzie prąd pochodzący od ładunku cząstek,  $i'$  — prąd jonowy. W zależności od kierunku pola  $h$  elektroda  $E$  będzie otrzymywała prąd



Rys. 104.

$i_1 = i + i'$  lub  $i_2 = i - i'$ ; skąd  $i = (i_1 + i_2)/2$ .

Jeżeli próżnia jest doskonała,  $i'$  jest znikomo małe i powinniśmy mieć  $i = i_1 = i_2$ , o ile ładunki wtórne, pochodzące od elektronów wybiegających z powierzchni ciał stałych, zostały całkowicie usunięte.

Opisaną metodę zastosowano do oznaczenia ładunku promieni  $\alpha$ , wysyłanych w ciągu danego czasu przez  $RaC'$  zawarty w preparacie  $RaC$ . W tym samym doświadczeniu mierzono bardzo przenikliwe promieniowanie radu  $C$  porównyując je z promieniowaniem znanej ilości radu w równowadze z radonem i osadem aktywnym (§ 97). Ponieważ w tym ostatnim przypadku bardzo przenikliwe promienie  $\gamma$  pochodzą wyłącznie od  $RaC$ , przeto pomiar daje odpowiedź na pytanie z jaką ilością radu badany preparat  $RaC$  byłby w równowadze, innymi słowy, ile wynosi jego aktywność w curie. Z drugiej strony, jak wiemy, w stanie równowagi promieniotwórczej między substancją macierzystą i jej pochod-

nymi liczba atomów każdego rodzaju ulegających przemianie w jednostce czasu, jest jednakowa, każdy zaś atom  $Ra$  lub  $RaC'$  wysyła w chwili przemiany tylko jedną cząstkę  $\alpha$ . Ładunek cząstek  $\alpha$ , wysyłanych przez preparat  $RaC + RaC'$ , obliczony na jeden curie  $RaC$ , jest zatem równy ładunkowi cząstek  $\alpha$ , wysyłanych w jednostce czasu przez jeden gram  $Ra$ . W ten sposób metoda prowadzi do wyznaczania ładunku  $q$  cząstek  $\alpha$ , wysyłanych w sekundzie przez gram radu. Byłoby rzeczą niepoprawną mierzyć tę wielkość używając soli radowej jako źródła promieni, gdyż nie można utworzyć dostatecznie cienkiej warstwy radu pozbawionego w zupełności pierwiastków pochodnych.

Wielkość  $q$  jest to bardzo ważna stała podstawowa, pozwalająca wyliczyć szybkość przemiany radu. W istocie jeżeli  $e$  jest to ładunek elementarny, liczba  $n$  cząstek  $\alpha$  przenoszących ładunek  $q$  wynosi  $q/2e$ ; jest to zarazem liczba atomów, które uległy przemianie. Z drugiej strony 1 gram radu zawiera  $N/226$  atomów ( $N$ —stała Avogadro), stała zaś  $\lambda$  zaniku radu równa się stosunkowi liczby atomów, przeobrażonych w jednostce czasu do całkowitej liczby atomów. Kładąc  $Ne = F = 9650 \text{ j.em}$ , mamy:

$$\lambda = 226 n/N = 226 q/2F.$$

Znając  $\lambda$  można obliczyć średni czas życia  $\theta$  oraz okres  $T$ . Z najnowszych pomiarów wynika  $q = 35,1 \text{ j.es}$  (Braddick i Cave), skąd znajdujemy, że  $n = 3,68 \cdot 10^{10}$ , okres zaś radu  $= 1600$  lat.

Wyniki te zostały sprawdzone drogą liczenia cząstek  $\alpha$ , co daje bezpośrednio  $n$  (§ 72).

Na podstawie znajomości ładunku  $q$  możemy obliczyć objętość radonu i helu, wytworzonych w sekundzie przez gram radu. W istocie liczba wysyłanych cząstek,  $n = q/2e$ , równa się liczbie atomów helu oraz liczbie atomów radonu, utworzonych w tym samym czasie. W sekundzie powstaje zatem  $n/N$  gramodrobin helu i taka sama liczba gramodrobin radonu, mianowicie  $q/2F$ , gdzie  $F$  jest to stała Faradaya; objętość każdego z tych gazów wynosi  $qU/2F$ , gdzie  $U$  jest to objętość gramodrobin.

Ponieważ hel nagromadza się nieustannie, przeto jego objętość wzrasta proporcjonalnie do czasu  $t$ , jeżeli  $t$  jest małe w porównaniu ze średnim czasem życia radu. Objętość  $u$  helu utworzonego przez gram radu w równowadze z radonem,  $RaA$ ,  $RaB$  i  $RaC$  równa się zatem:

$$u = 4nUt/N = 2qUt/F,$$

ponieważ mamy do czynienia z emisją czterech grup cząstek  $\alpha$  w równych ilościach.

Natomiast radon ulega samorzutnej destrukcji i wskutek tego jego ilość może wzrastać tylko do pewnej granicy; objętość graniczna  $u'$  wyraża się wzorem:

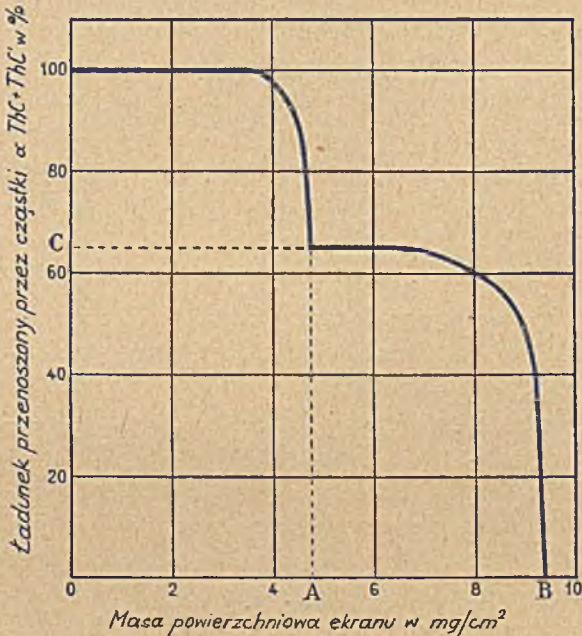
$$u' = nU/\lambda N = qU/2F\lambda,$$



gdzie  $\lambda$  jest to stała zaniku radonu. Objętość obliczona w ten sposób jest to objętość jednego curie, tj. ilości radonu w równowadze z gramem radu.

Obliczone wartości  $u$  i  $u'$  są zgodne z doświadczeniem. Przyjmując  $n = 3,7 \cdot 10^{10}$ ,  $q = 35,3 \text{ j.es}$  (patrz § 79),  $U = 22,4 \cdot 10^3 \text{ cm}^3$ ,  $F = 9650 \text{ j.es}$ ,  $\lambda = 2,1 \cdot 10^{-6} \text{ sek}^{-1}$  znajdujemy w  $0^\circ u = 173 \text{ mm}^3$  na rok,  $u' = 0,66 \text{ mm}^3$  (patrz § 73 i § 51).

Badano również ładunek promieni  $\alpha$  innych radiopierwiastków, mianowicie  $Po$ ,  $ThC + ThC'$ ; w tych przypadkach jednak nie znamy dokładnie stosunku tego ładunku do ilości radiopierwiastka. Jeżeli doko-



Rys. 105. Promienie  $\alpha$   $ThC + ThC'$ . Zasięg w celofanie  $OA = 4,75 \text{ mg/cm}^2$ ,  $OB = 9,35 \text{ mg/cm}^2$ . Stosunek  $100 - OC/OC = 0,35$ .

nywamy jednocześnie pomiarów ładunku i prądu jonowego, możemy obliczyć liczbę jonów utworzonych przez jedną cząstkę (§ 72). Uzupełniając te pomiary bezpośrednim liczeniem cząstek  $\alpha$ , wyznaczamy ładunek jednej cząstki  $\alpha$ . Rutherford dowiódł za pomocą tej metody, że cząstka  $\alpha$  posiada podwójny ładunek elementarny, mianowicie otrzymał wartość  $9,3 \cdot 10^{-10} \text{ j.es}$ .

Jeżeli równoległa wiązka cząstek  $\alpha$  przechodzi przez cienki jednorodny ekran, liczba cząstek pozostaje najpierw w przybliżeniu niezmienna, gdy zmieniamy grubość ekranu; nie zmienia się rów-

nież prąd ładowania mierzony poza ekranem; liczba cząstek usuniętych z wiązki wskutek rozproszenia oraz liczba cząstek naładowanych pojedynczo lub obojętnych jest zatem stosunkowo bardzo mała. Liczby te wzrastają jednak nader szybko w okolicy końca zasięgu w substancji, co znajduje wyraz w raptownym spadku prądu ładowania. Rys. 105 przedstawia zmianę tego prądu jako funkcję grubości celofanu, przez który przechodzą promienie  $\alpha$  aktywnego osadu toru (według Grégoire'a). Pierwszy spadek prądu odpowiada zniknięciu promieni  $\alpha$   $ThC$ , drugi zaś oznacza koniec zasięgu promieni  $ThC'$ . Doświadczenie pozwala zatem rozróżnić obie te grupy, obliczyć ich zasięgi i oznaczyć względną liczbę cząstek w każdej z nich.

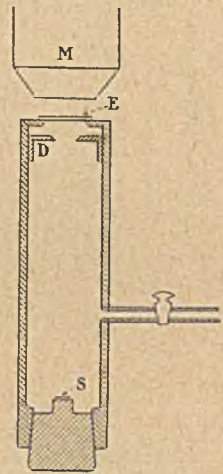
§ 72. Liczenie cząstek  $\alpha$ . Liczba jonów wytworzonych przez cząstkę  $\alpha$  wzdłuż całkowitej drogi.

W § 65 (por. także § 67) zostały opisane główne metody obserwowania indywidualnych cząstek. Wszystkie te metody znalazły zastosowanie w doświadczeniach mających na celu liczenie cząstek. Opiszemy najczęściej używane przyrządy i otrzymane wyniki.

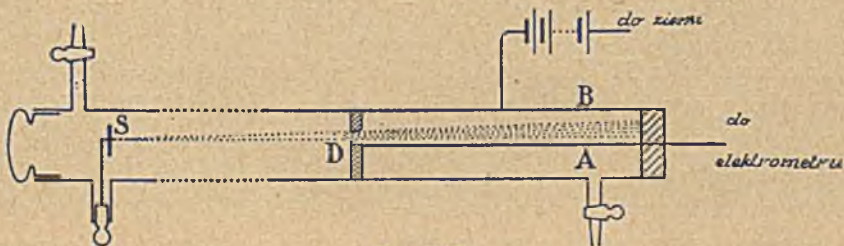
Liczenie cząstek za pomocą scyntylacji (rys. 106). Źródłem promieni  $\alpha$  jest mała powierzchnia  $S$  umieszczona w opróżnionym zbiorniku. Wiązka, określona za pomocą diafragmy  $D$ , pada na ekran  $E$  utworzony przez cienką płytkę szklaną, powleczone warstewką siarczku cynku. Ponieważ ten ekran jest przezroczysty, przeto powstające na nim scyntylacje mogą być obserwowane w mikroskopie  $M$  umieszczonym poza ekranem.

Liczenie na podstawie jonizacji. Licznik z elektrodą w postaci drutu, metoda *Rutherforda* i *Geigera* (rys. 107). Promienie  $\alpha$ , wychodzące z małego źródła  $S$  w kącie bryłowym ograniczonym diafragmą  $D$  (jest to cienka folia glinowa lub mikowa), przenikają do cylindrycznej komory jonizacyjnej, której elektroda  $A$  jest połączona z elektrometrem, elektroda  $B$  zaś z jednym z biegunów baterii, której drugi biegun jest uziemiony. Pomiędzy  $S$  i  $D$  promienie biegną w próżni; ciśnienie w komorze (kilka *mm* rtęci) oraz napięcie baterii (około 1200 woltów) są dobrane w ten sposób, że jonizacja zderzeniowa wzmacnia bezpośredni efekt jonizacyjny promieni. Elektrometr odchyła się nagle po przejściu każdej cząstki i następnie powraca do zera, gdyż elektroda wyladowuje się poprzez wielki opór połączony z ziemią; może to być opór jonowy, tj. gaz silnie zjonizowany. Odchylenia są rejestrowane fotograficznie.

W przyrządzie *Geigera*, który otrzymał nazwę licznika igłowego (rys. 108), promienie wychodzące z małego źródła  $S$  przenikają do ko-



Rys. 106.

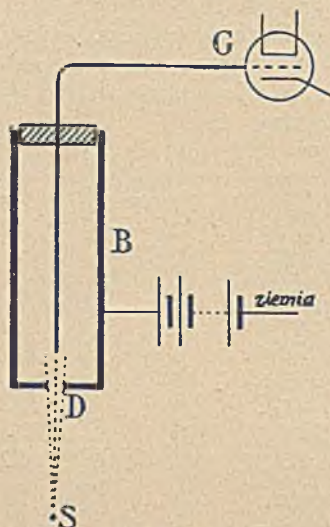


Rys. 107.

mory B, zaopatrzonej w centralną elektrodę w postaci zaostrej igły, poprzez otwór  $D$  przykryty cienką folią glinową lub blaszką mikową. Komora  $B$  jest połączona ze źródłem wysokiego napięcia (około 1200 woltów), ostrze zaś jest połączone z siatką wzmacniającej lampy  $G$ .

Wpadając do komory cząstka  $\alpha$  powoduje chwilowe wyładowanie, które wzmacniacz przekształca w dźwięk słyszalny w słuchawce telefonicznej; odbiór słuchowy można zastąpić rejestracją fotograficzną<sup>1)</sup>2).

Na tablicy XI, nr 1, widzimy zdjęcie otrzymane za pomocą rejestracji fotograficznej cząstek  $\alpha$ . Wejście każdej cząstki  $\alpha$  do przyrządu zaznacza się nagłym załamaniem się wykresu ku górze, natomiast powrót do zera jest stopniowy. Widzimy również, że odstęp między chwilami wejścia cząstki  $\alpha$  nie są jednakowe, lecz rozmieszczone w sposób nieprawidłowy.



Rys 108.

Opisane tu urządzenia oparte na zjawisku jonizacji zderzeniowej nie dają na ogół odchyłeń proporcjonalnych do ładunku wydzielonego przez cząstkę bezpośrednio w komorze; nie pozwalają zatem odróżnić w prosty sposób cząstek  $\alpha$  od innych cząstek, z którymi często ma się również do czynienia, np. cząstek  $H$  (protonów), cząstek  $\beta$  i fotonów. W ostatnich jednak czasach zdołano zbudować bardzo udoskonalone wzmacniacze, dające efekty proporcjonalne do jonizacji pierwotnej, otrzymywanej na siatce wejściowej; na wykresach otrzymywanych za pomocą tych liczników «proporcjonalnych» odchylenie jest proporcjonalne do otrzymanego ładunku. Przykład takiego wykresu widzimy na tabl. XI, fig. 2.

Doświadczenia tego rodzaju zostały wykonane z promieniami  $\alpha$  różnych radiopierwiastków. Obierając jako źródło aktywny osad radonu i porównując jego promieniowanie  $\gamma$  z promieniowaniem wzorca radowego (por. § 71) możemy oznaczyć liczbę  $n$  cząstek  $\alpha$  wysyłanych w sekundzie przez curie  $RaC'$  lub przez gram radu. Znajomość  $n$  pozwala wyliczyć stałą zaniku  $\lambda$  radu, oraz ładunek  $q$  na podstawie wzorów:  $q = 2ne$ ;  $\lambda = 226n/N$  ( $N$  — liczba Avogadro,  $e$  — ładunek elementarny). Liczba gramodrobin helu lub radonu utworzonych w sekundzie wynosi  $n/N$ . Rutherford i Geiger otrzymali  $n = 3,57 \cdot 10^{10}$ . Późniejsze doświadczenia dały wartości zawarte między 3,4 i  $3,72 \cdot 10^{10}$ . Istnieje zatem niepewność rzędu kilku procentów dotycząca tej podstawowej stałej, a zatem również średniego czasu życia radu. W tablicach stałych została przyjęta wartość  $n = 3,7 \cdot 10^{10}$ , skąd  $T = 1590$  lat<sup>3)</sup>.

Dokonano również liczenia cząstek  $\alpha$  uranu i toru w celu wyznaczenia okresów tych radiopierwiastków (§ 122 i 135).

<sup>1)</sup> Zamiast igły można również używać precyka zakończonego kulką o małym promieniu.

<sup>2)</sup> Obecnie używa się najczęściej licznika telefonicznego (L. W.).

<sup>3)</sup> Ta sama wartość  $n$  została przyjęta w ustępie 71 jako podstawa do obliczenia objętości jednego curie oraz objętości wytwarzanego helu.



Fig. 1.

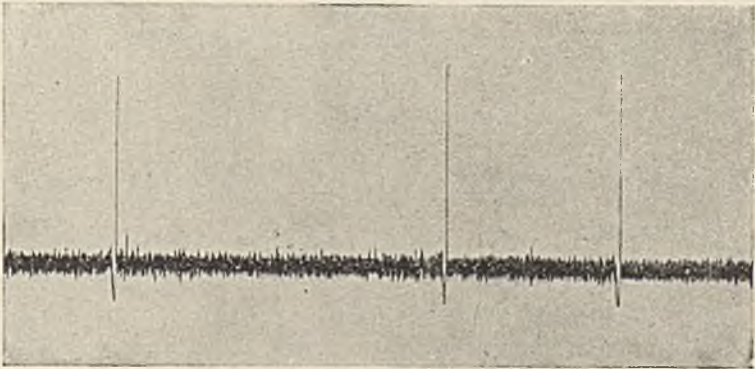


Fig. 2.



Fig. 3.

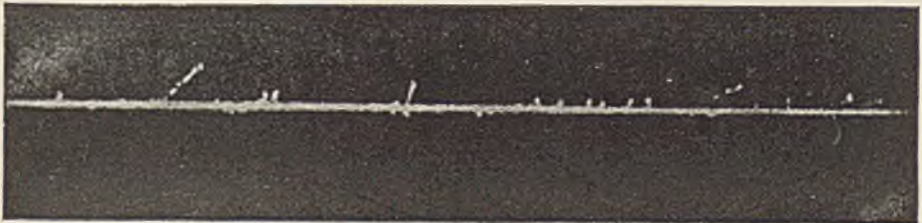


Fig. 4.

- Fig. 1. Rejestracja cząstek  $\alpha$  polonu, metoda jonizacji przez zderzenie (*Maria Curie*).  
 Fig. 2. Rejestracja promieni  $\alpha$  polonu, otrzymana za pomocą wzmacniacza proporcjonalnego (*Leprince Ringuet*).  
 Fig. 3. Powolna cząstka  $\alpha$ ; koniec zasięgu powiększony 3,5 razy. Nie ma widocznych promieni  $\delta$  (*P. Auger*).  
 Fig. 4. Promienie  $\alpha$  toru C' (prędkość  $2.10^9$  cm/sek), powiększenie 3,5 razy. Promienie  $\delta$  długości sięgającej 2,9 mm.



Liczenie cząstek  $\alpha$  polonu w połączeniu z pomiarem objętości utworzonego helu było przedmiotem pracy mającej na celu wyznaczenie liczby Avogadro; metoda ta umożliwiła również zbadanie rozkładu emisji cząstek  $\alpha$  w czasie i porównanie wyników z teorią prawdopodobieństwa (§ 58).

*Liczba jonów utworzonych przez jedną cząstkę  $\alpha$ .* Doświadczenia, w których liczymy cząstki  $\alpha$ , pozwalają wyznaczyć liczbę jonów utworzonych przez jedną cząstkę  $\alpha$ . W celu otrzymania tej liczby  $\nu$  należy zmierzyć prąd jonowy  $I$  powstający w powietrzu w warunkach całkowitej absorpcji wiązki promieni  $\alpha$  (patrz § 74), z drugiej zaś strony oznaczyć liczbę  $n$  cząstek zawartych w wiązce. Otrzymujemy wówczas  $\nu$  z równania  $I = n\nu e$  ( $e$  — ładunek elementarny).

Zamiast liczyć cząstki, możemy również mierzyć prąd  $i$  pochodzący od przenoszonego ładunku; mamy wówczas:

$$i = 2ne; \quad \nu = 2I/i.$$

Do pomiarów używano najczęściej promieni  $\alpha$   $RaC'$  oraz polonu. W pierwszym przypadku źródłem promieni jest preparat  $RaB + RaC$  lub  $RaC$ ; natężenie źródła mierzy się za pomocą promieni  $\gamma$ . Zmierzony prąd odpowiadający całkowitej jonizacji może być zredukowany do wartości  $I$ , którą otrzymalibyśmy, gdyby źródło znajdowało się w równowadze z jednym gramem radu, tj. gdyby zawierało jeden curie  $RaC'$  (§ 97). Z doświadczeń zrobionych w powietrzu wynika  $I = 3,9 \cdot 10^6$  j.es. Przyjmując  $n = 3,7 \cdot 10^{10}$  i  $e = 4,77 \cdot 10^{10}$  znajdujemy  $\nu = 2,20 \cdot 10^5$  na jedną cząstkę  $\alpha$   $RaC'$  (zasięg w  $15^\circ$  6,96 cm).

Widzimy zatem, że cząstka  $\alpha$  posiada wielką zdolność jonizacyjną; utworzone jony układają się bardzo gęsto wzdłuż drogi; maximum gęstości liniowej znajduje się w odległości kilku milimetrów od końca zasięgu i odpowiada wytwarzaniu około 6500 jonów na milimetr. Z tego powodu ślady mgiełkowe cząstek  $\alpha$  (patrz tabl. VII i VIII) mają wygląd ciągły i nie można na nich odróżnić kropelek leżących tuż przy sobie; jeżeli jednak tory powstają w bardzo rozrzedzonym wodorze lub powietrzu, to oddzielne krople stają się widoczne.

Jonizacja wytworzona przez promienie  $\alpha$  jest wybitnie niejednostajna, jony są rozmieszczone w gęsto wypełnionych kolumnach, w których jony przeciwnego znaku są bardzo zbliżone do siebie. Stąd wynika, że jony mogą ulegać rekombinacji zanim zostaną rozdzielone działaniem pola elektrycznego i że jest rzeczą trudną osiągnąć prąd nasycenia. Teoria tej jonizacji kolumnowej, opracowana przez *P. Langevina*, prowadzi do wniosku, że stan nasycenia może być osiągnięty przy pomocy pola słabszego, jeżeli pole jest prostopadłe do promieni, niż w przypadku, gdy jest równoległe. Obniżenie ciśnienia sprzyja również łatwości nasycenia. W bardzo czystym argonie wystarcza dla osiągnięcia prądu nasycenia znacznie słabsze pole niż w powietrzu (§ 7).

Jeżeli przyjmiemy, że całkowita jonizacja wytworzona przez cząstki  $\alpha$  w powietrzu jest proporcjonalna do  $R^{2/3}$  (§ 66), możemy obliczyć liczbę

jonów  $k$  utworzonych w powietrzu przez cząstki  $\alpha$  różnych radiopierwiastków. Zakładamy przy tym, że liczba jonów utworzonych przez cząstkę  $\alpha$   $RaC'$  jest znana i znajdujemy  $k = 6,3 \cdot 10^4 R_0^{2/3}$ , gdzie  $R_0$  jest to zasięg w  $0^\circ$ . Nieco dokładniejsze liczby, obliczone na podstawie energii cząstek, znajdują się w tablicy VIIa Przypisów.

Liczba otrzymana bezpośrednio w ostatnich czasach w przypadku promieni  $\alpha$  polonu,  $1,53 \cdot 10^5$  (*Grégoire*), różni się bardzo mało od liczby obliczonej na podstawie zasięgu,  $1,52 \cdot 10^5$ .

Ponieważ liczby  $n$  cząstek  $\alpha$ , wysyłanych w sekundzie przez  $Ra$  i jego pochodne w równowadze z radem:  $Rn$ ,  $RaA$ ,  $RaC'$ ,  $RaF$  (*Po*), są jednakowe, przeto wzór  $I = nve$  daje całkowity prąd jonowy wytwarzany przez gram radu lub przez curie każdego pierwiastka pochodnego. Przyjmując  $n = 3,7 \cdot 10^{10}$  oraz wartość  $v$  obliczoną na podstawie zasięgu otrzymujemy następujące wartości w jednostkach elektrostatycznych:

	<i>Ra</i>	<i>Rn</i>	<i>RaA</i>	<i>RaC</i>	<i>Po</i>
$10^{-5}v$ . . . . .	1,37	1,56	1,72	2,20	1,52 (1,53)
$10^{-6}I$ . . . . .	2,43	2,76	3,05	3,90	2,69 (2,71)

Liczby w nawiasach zostały otrzymane drogą bezpośredniego wyznaczenia  $v$ .

Znając liczbę jonów wytworzonych przez jedną cząstkę  $\alpha$  możemy zdać sobie sprawę z tego, w jakim stopniu energia cząstki zostaje zużyta na pracę jonizacji. Dzieląc energię cząstki  $\alpha$ , wyrażoną w elektronowoltach, przez liczbę jonów utworzonych w powietrzu znajdujemy, że energia wydatkowana na parę jonów wynosi średnio  $7,65 \cdot 10^6 / 2 \cdot 2 \cdot 10^5$ , tj. 35 elektronowoltów.

Potencjał jonizacyjny gazów, z których składa się powietrze, wynosi tylko połowę tej wartości, mianowicie 17 woltów w przypadku azotu, 15,5 woltów w przypadku tlenu. Część energii przypadająca na jonizację jest zatem mniejsza od 50%. Jonizacja atomów na głębszych poziomach jest zjawiskiem zbyt rzadkim, aby wystarczyła do wytłumaczenia tej rozbieżności, której główną przyczyną jest prawdopodobnie wydatne zjawisko wzbudzenia atomów. Z drugiej strony należy zaznaczyć, że jonizacja pochodzi nie tylko bezpośrednio od cząstki  $\alpha$  (jonizacja pierwotna), lecz również od wyzwolonych przez nią elektronów (jonizacja wtórna). Zużytkowanie energii przekazanej elektronom na jonizację wtórna jest z natury rzeczy niezupełne, ponieważ znaczna ilość elektronów posiada energię bądź mniejszą, bądź większą od energii jonizacyjnej; pozostałości energii, nie wystarczające dla utworzenia pary jonów, występują zatem obficie. Jest rzeczą godną uwagi, że pomimo to wszystko produkcja jonów w powietrzu jest proporcjonalna do zużytej energii na całej długości krzywej jonizacji (§ 66). Zapewne nie jest to proporcjonalność dokładna, niemniej odchylenia są nieznaczne. Wydajność jonizacji w helu jest większa niż w powietrzu, gdyż energia zużyta na parę jonów, obliczona jak poprzednio (około 30 elektronowoltów), jest bardziej zbliżona do potencjału jonizacyjnego (24,6 *ew*). To samo sto-

suje się do neonu. Fakt ten pozostaje prawdopodobnie w związku z okolicznością, że budowa jednoatomowych drobin *He* i *Ne* jest prostsza od budowy dwuatomowych drobin azotu lub tlenu. Teoria jonizacji wytworzonej przez cząstki  $\alpha$  jest streszczona w § 77.

### § 73. Powstawanie helu z radiopierwiastków.

Obecność helu we wszystkich minerałach promieniotwórczych nasuwała myśl, że hel jest jednym z produktów przemiany radiopierwiastków. W roku 1903 *Ramsay* i *Soddy* dowiedli na podstawie analizy widmowej, że z radonu powstaje hel, wkrótce potem to doniosłe odkrycie zostało potwierdzone przez innych badaczy, ponadto stwierdzono, że hel powstaje również z radu i innych radiopierwiastków wysyłających promienie  $\alpha$  (*P. Curie* i *J. Dewar*, *E. Rutherford*, *A. Debierne* itd.). Powstawanie helu tłumaczy się w sposób oczywisty, w założeniu że cząstka  $\alpha$  jest to jądro helu, wszelako doświadczalne stwierdzenie tego faktu stanowi bardzo ważny argument na korzyść teorii atomowych przemian radiopierwiastków, zwłaszcza z punktu widzenia chemii.

Do pomiarów wytwarzanego helu użyto radu w równowadze z radonem i osadem aktywnym. Sucha sól radu, pozbawiona okludowanych gazów przez ogrzanie, była przechowywana przez dłuższy czas w próżni; wysyłane promienie  $\alpha$  były pochłaniane głównie w samej soli, w której gromadził się wytworzony hel. Po kilku miesiącach akumulacji sól znowu ogrzano w celu wypędzenia helu i zmierzono objętość utworzonego gazu. Liczby otrzymane w tych doświadczeniach, mianowicie  $164 \text{ mm}^3$  (*Dewar*),  $156 \text{ mm}^3$  (*Rutherford* i *Boltwood*) na rok i gram radu były zbliżone do liczb teoretycznych. Produkcja helu została również zbadana w przypadku polonu; otrzymano liczbę odpowiadającą liczbie atomów, które uległy przemianie w czasie doświadczenia (*M. Curie* i *A. Debierne*). Zbieranie gazu miało miejsce w zbiorniku zawierającym kwaśny roztwór polonu, który na początku doświadczenia wysyłał w sekundzie taką samą liczbę cząstek  $\alpha$ , jak 90 mg radu pozbawionego pierwiastków pochodnych.

Hel wytworzony w ciągu 236 dni zajmował pod ciśnieniem atmosferycznym długość 13,5 mm w rurce włoskowatej, średnicy 0,34 mm (objętość zredukowana do 0°:  $1,3 \text{ mm}^3$ ).

Jak to zostało stwierdzone przez *A. Debierne'a*, powstawanie helu z aktywnu wraz z pierwiastkami pochodnymi odbywa się w sposób zupełnie prawidłowy; doświadczenie trwało 6 miesięcy.

Stwierdzono, że ciała słabo promieniotwórcze, np. uran i tor, wytwarzają hel w ilości zgodnej z przewidywaniami. Wreszcie zauważono, że hel tworzy się w minerałach promieniotwórczych.



§ 74. Oznaczanie substancji radioaktywnych w stanie stałym na podstawie pomiarów promieniowania  $\alpha$ .

Pomiary promieniowania  $\alpha$  stanowią bardzo czułą metodę oznaczania radiopierwiastków; w istocie każda przemiana atomowa dostarcza w tym przypadku wielkiej liczby jonów. Metoda używana najczęściej w celu oznaczania promieniotwórczości minerałów lub soli radowych polega na tym, że te substancje umieszcza się w komorze jonizacyjnej i mierzy się prąd nasycenia, pochodzący prawie całkowicie od jonizacyjnego działania promieni  $\alpha$ . Pomiary tego rodzaju są bardzo pożyteczne z punktu widzenia praktycznego, nie dają jednak dokładnych wyników z powodu trudności wynikających z częściowej absorpcji promieni  $\alpha$  w badanej substancji; prąd jonowy wytwarzany przez daną ilość substancji może przybierać bardzo różne wartości w zależności od tego, czy ta ostatnia jest mniej lub więcej starannie sproszkowana i czy jest rozpostarta na większej lub mniejszej powierzchni. Jeżeli jednak okoliczności powodujące absorpcję są porównywalne, pomiary promieniowania  $\alpha$  mogą służyć do przybliżonych oznaczeń.

W tym celu używa się równych ilości substancji sproszkowanej w postaci ziaren określonej grubości i rozpostartej na określonej powierzchni w postaci jednorodnej cienkiej warstwy na środkowej części płaskiego krążka umieszczonego w komorze jonizacyjnej. Zaleca się używanie komory jonizacyjnej, której rozmiary są wystarczające do tego, żeby promienie  $\alpha$  wysyłane przez warstwę aktywną kończyły zasięg w powietrzu, nie osiągając elektrody ani ścianek; wynik pomiaru jest wówczas niezależny od gęstości powietrza. Warunek ten może być łatwo spełniony, jeżeli zasięg promieni nie przekracza 3 do 4 *cm*; do otrzymania prądu nasycenia, którego natężenie nie przekracza kilku jednostek elektrostatycznych, wystarcza różnica potencjału rzędu kilkuset woltów. Jeżeli jednak zasięg wynosi od 7 do 8 *cm* i jeżeli odległość między elektrodami jest odpowiednio większa, to przy użyciu zwykłych baterij akumulatorów jest znacznie trudniej otrzymać prąd nasycenia.

Zachowując opisane tu ostrożności możemy oznaczyć w jednostkach względnych zawartość substancji promieniotwórczej w substancji pochłaniającej, o której zakładamy, że jest jednakowa we wszystkich doświadczeniach. Pomiar jest tym dokładniejszy, im warstwy aktywne zostały staranniej przyrządzone: jeden z często używanych sposobów polega na utworzeniu w chloroformie zawiesiny drobnego proszku, który następnie osiada powoli na obranej podstawie. Ta metoda bywa np. stosowana w następujących przypadkach: zawartość radu w suchych radonośnych solach barowych, zawartość jonu w tlenku toru, zawartość protaktynu w tlenku tantalu użytym do porywania aktywnych substancyj itd. Jeżeli natomiast istnieje niepewność co do jednorodności warstw aktywnych, co do wydzielania emanacji oraz względnej absorpcji promieniowania w porównywanych substancjach, to pomiary wykonane w ten sposób mogą być traktowane tylko jako pożyteczne wskazówki poprzedzające właściwe oznaczenia.

Zazwyczaj używa się przy tym wzorców utworzonych z tlenku uranowego, drobno sproszkowanego i osadzonego z zawiesiny w cieczy w postaci jednorodnej i zbitej warstwy, złożonej na metalowym krążku lub w bardzo płytkiej płaskiej miseczce.

W celu otrzymania wielkiej dokładności oraz wyników dających się łatwo interpretować jest rzeczą niezbędną unikać absorpcji w jakimkolwiek środowisku z wyjątkiem powietrza, w którym jonizacja jest mierzona. Stała substancja promieniotwórcza musi być zatem osadzona w postaci warstwy dostatecznie cienkiej, aby można było zaniedbać absorpcję promieni w tej warstwie. Grubość warstwy konieczna dla zadośćuczynienia temu warunkowi musi być mniejsza od 1/10 mikrona. Niektóre radiopierwiastki mogą być łatwo otrzymane w postaci niewidocznej warstwy, np. aktywne osady lub polon. W przypadku związków radu lub uranu najlepszy sposób polega na odparowywaniu cieczy, lub na osadzaniu bardzo subtelnej zawiesiny w ciężkiej cieczy; osad składa się wówczas bądź z drobnych kryształków, bądź z ziaren.

Jeżeli promienie  $\alpha$  są całkowicie pochłonięte w powietrzu i jeżeli ich źródłem jest niezmiernie cienka płaska warstwa radiopierwiastka, to otrzymany prąd nasycenia  $i$  (wyrażany najczęściej w jednostkach  $es$ ) posiada znaczenie wielkości dobrze określonej, mianowicie: jest to połowa prądu jonowego  $I$  wynikającego z całkowitego wykorzystania promieni  $\alpha$  wysyłanych przez daną ilość  $q$  badanej substancji; pozostała część promieni jest pochłonięta w podstawie.

Na podstawie ekstrapolacji pomiarów tego rodzaju, wykonanych z możliwie cienkimi warstwami związków uranowych, znaleziono, że  $I=1,4 j.es$  na gram  $U$ . Podobnie otrzymano  $I=2,4 \cdot 10^6 j.es$  na gram radu w minimum aktywności; liczba ta jest zgodna z obliczeniami teoretycznymi (§ 72). Liczby te stanowią podstawę ilościowych oznaczeń uranu i radu za pomocą pomiarów jonizacji całkowitej, dawanej przez możliwie najcieńsze warstwy.

Znajomość prądu  $I$  pozwala wyliczyć masę  $q$  pierwiastka, którego ilość jest zbyt mała, aby go można było zważyć. Niech będzie  $\lambda$  stała zaniku,  $\nu$  liczba jonów utworzonych przez jedną cząstkę  $\alpha$ . Liczba atomów zawartych w  $q$  gramach wynosi  $qN/A$ , liczba atomów ulegających przemianie w jednostce czasu, tj.  $\lambda qN/A$ , równa się liczbie wysyłanych cząstek  $\alpha$ ; mamy zatem zależność:

$$I = \lambda q N \nu e / A$$

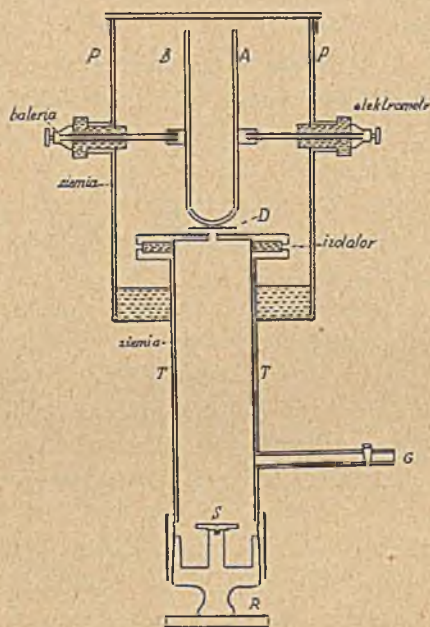
( $A$ —ciężar atomowy,  $N$ —liczba Avogadro,  $e$ —ładunek elementarny). Tak np. w przypadku polonu, którego obliczony ciężar atomowy wynosi 210 (§ 120), znajdujemy, że prąd  $I=1 j.es$  odpowiada ilości  $q=0,83 \cdot 10^{-10} g$ . Dla oznaczenia wartości polonu w jednostkach względnych używa się często wartości prądu  $I/2 = I'$ , zmierzonego w komórce jonizacyjnej.  $I'=1 j.es$  odpowiada ilości  $q=1,66 \cdot 10^{-10} g$  lub  $0,74 \cdot 10^{-6}$  curie  $Po$ .

W podobny sposób pomiar prądu jonowego  $I'$ , dawanego przez

promienie  $RaC'$ , pozwala oznaczyć ilość  $RaC$  oraz ilość pozostającego z nim w równowadze  $RaC'$  w gramach lub w milicurie.

Im jonizacja jest silniejsza, tym trudniej jest osiągnąć prąd nasycenia za pomocą rozporządzalnego napięcia. W tym przypadku należy korzystać z tablic lub krzywych, obejmujących określony przedział wartości napięcia i pozwalających obliczyć niezbędne poprawki. Inny, ogólniejszy sposób polega na tym, że mierzy się prąd  $i$ , dawany bądź przez znaną część oznaczanej substancji, bądź przez znany ułamek całkowitego promieniowania. Na tej podstawie są oparte dwie metody oznaczania ilości substancji bardzo różnych co do rzędu wielkości, za pomocą tej samej aparatury elektrometrycznej<sup>1)</sup>.

1°. Pierwsza z tych metod jest to metoda oznaczania za pomocą kropeł. Badana substancja jest rozpuszczona w znanej ilości wody. Za pomocą cienkiej pipetki pobiera się kroplę roztworu i składa



Rys. 109. Źródło  $S$  jest umieszczone na krążku umocowanym na korku  $R$  zamykającym rurkę  $T$ ; rurka  $G$  służy do robienia próżni; pudełko  $P$  połączone z ziemią służy jako osłona komory jonizacyjnej  $AB$ .

się ją na cienkiej płytce szklanej, umieszczonej na szalce bardzo dokładnej wagi aperiodycznej pozwalającej odczytywać bezpośrednio 0,1 mg. Zważoną kroplę (około 20 mg) odparowuje się na płytce; pozostałość powinna być ledwie widoczna. Następnie umieszcza się płytkę w komorze jonizacyjnej. Aby uniknąć zbytniego rozcieńczenia roztworu, sporządzamy najpierw roztwór  $n$  razy mniej rozcieńczony, gdzie  $n$  jest to liczba całkowita, następnie roztwór ostateczny i krople pobieramy z tego ostatniego. Ta metoda pozwala osiągnąć dokładność do 1%, jeżeli jest starannie wykonana. Jeżeli wystarcza dokładność od 2 do 3%, można zaniechać ważenia kropeł i liczyć na to, że krople spadające z utrzymywanej pionowo i wycechowanej pipety posiadają stały ciężar.

2°. Druga ze wspomnianych metod bywa stosowana w przypadku niezmiernie cienkiej płaskiej aktywnej warstwy, obejmującej niewielkie pole i umieszczonej w próżni. Stożek promieni wychodzących z tej warstwy w kącie bryłowym  $\omega$ , określonym przez diafragmę  $D$ , przechodzi

<sup>1)</sup> Te metody są stale używane w Paryskim Instytucie Radowym, głównie do oznaczania polonu.

pole jest prostopadłe do kierunku promieni, przeto nasycenie daje się osiągnąć bardzo łatwo. Zmierzony prąd jonowy  $i$  mnożymy przez stały współczynnik  $k = 2\pi C/\omega$ , gdzie  $C$  jest to czynnik charakteryzujący zmniejszenie się jonizacji wskutek utraty prędkości cząstek  $\alpha$  w glinie. To zmniejszenie jest rzędu 10% i musi być najpierw wyznaczone doświadczalnie. Jak się okazało, opisana metoda daje się stosować do wartości  $i$  wynoszących 100000  $j. es$  lub nawet więcej. Urządzenie doświadczalne jest przedstawione na rys. 109.

Dla przykładu podajemy, że w przypadku polonu umieszczonego w komorze jonizacyjnej, której płytki są oddalone od siebie o 4  $cm$  (promienie wysyłane w kącie bryłowym  $2\pi$ ) i posiadają różnicę potencjałów 1000 woltów, otrzymuje się nasycenie prądu z dokładnością do 0,5%, jeżeli  $i = 1 j. es$ . Przy tym samym napięciu ułamek brakujący do nasycenia wynosi 5%, jeżeli  $i = 100 j. es$ , 12% jeżeli  $i = 300 j. es$  oraz 30%, jeżeli  $i = 1000 j. es$ . Wreszcie gdy  $i$  jest rzędu 20000  $j. es$  lub jeszcze większe, wówczas przyłożenie wysokiego napięcia może spowodować przejście wyładowania zanim nasycenie zostało osiągnięte.

Pomiar prądu jonowego, wykonywany w celu oznaczenia radio-pierwiastka, może być zastąpiony bezpośrednim liczeniem cząstek  $\alpha$  lub pomiarem prądu przenoszenia ładunku; ten ostatni sposób może być stosowany tylko do silnych źródeł. Pomiedzy ilością  $q$  oraz prądem ładowania  $i$ , zmierzonym w kącie  $2\pi$ , istnieje zależność:  $i = \lambda qF/A$ .

#### § 75. Promienie $\delta$ . Wtórne promienie $\lambda$ wzbudzone przez promienie $\alpha$ .

*Promienie  $\delta$ .* Przyglądając się uważnie torom mgielkowym cząstek  $\alpha$  w wodorze stwierdzamy, że są one najeżone na całej długości krótkimi torami wtórnymi, tworzącymi z głównym torem kąt tym ostrzejszy, im dane odgałężenie jest dłuższe (tabl. XI, fig. 4). Tory wtórne przypisujemy elektronom uwolnionym z drobin zjonizowanych przez przebiegające cząstki  $\alpha$ . Większość utworzonych w ten sposób elektronów posiada zbyt małe prędkości, aby ich zasięg mógł być dostrzeżony w powietrzu lub nawet w wodorze; niektóre posiadają jednak większe prędkości i zasięg ich staje się widoczny wskutek utworzonej jonizacji. To zjawisko otrzymało nazwę promieni  $\delta$ . Na podstawie długości ich torów wyliczamy prędkość elektronów (§ 16). Z drugiej strony możemy obliczyć teoretycznie prawdopodobieństwo emisji elektronu z daną prędkością, oraz wartość kąta pomiędzy torem tego elektronu i torem cząstki  $\alpha$ . Rachunek jest oparty na klasycznej koncepcji przyciągania elektrostatycznego między elektronem i cząstką  $\alpha$  (§ 77), przyciągania zgodnego z prawem *Coulomba*. Największa prędkość jaką elektron może uzyskać wynosi  $2v$  ( $v$  — prędkość cząstki  $\alpha$ ). Największy zasięg  $r$  elektronów wzrasta jak  $v^4$ .

Otrzymany drogą doświadczalną związek pomiędzy  $r$  i  $v$  oraz zaobserwowana liczba elektronów wyrzucanych z dostateczną prędkością, aby zasięg był widzialny, są zgodne z wnioskami teorii klasycznej. Co

się zaś tyczy rozkładu kąтового, to prędkość początkowa jest na ogół tym większa, im mniejszy kąt tworzy kierunek początkowy z kierunkiem cząstki  $\alpha$ . Dostrzegamy jednak niekiedy odstępstwa od prawa wymaganego przez teorię, odstępstwa świadczące prawdopodobnie o nagłej zmianie kierunku przy samym początku toru elektronowego. Największy zasięg promieni  $\delta$ , zmierzony w wodorze pod ciśnieniem około 50 *cm*, wynosi 1 *mm*, jeżeli źródłem promieni  $\delta$  są promienie  $\alpha$  polonu, oraz 2,9 *mm* w przypadku promieni  $\alpha$  *ThC'* (*P. Auger*). Promienie  $\delta$  utworzone przez promienie  $\alpha$  *RaC'* osiągają 2 *mm* w wodorze i 0,5 *mm* w powietrzu w normalnych warunkach temperatury i ciśnienia.

Emisja powolnych elektronów z drobin lub atomów napotkanych przez cząstki  $\alpha$  jest to zjawisko, które zachodzi nie tylko w gazach, lecz również w każdym innym środowisku, w szczególności zaś w metalach. Tak np. powierzchnia folii metalowej, przez którą przechodzą promienie  $\alpha$ , jest źródłem emisji elektronów w liczbie 10 do 20 na jedną cząstkę  $\alpha$ ; prędkości elektronów są na ogół rzędu kilku elektronowoltów.

*Wtórne promienie X.* Elektrony wyrzucane z atomów działaniem promieni  $\alpha$  pochodzą na ogół z ubogich energetycznie zewnętrznych poziomów atomowych. Może jednak zdarzyć się również, że elektron zostanie wyjęty z głębszego poziomu. W tym przypadku powracaniu atomu do stanu normalnego towarzyszy emisja promieniowania elektromagnetycznego, charakteryzującego wzbudzony atom. Zjawisko to zostało zaobserwowane, jego natężenie jednak jest bardzo małe, ponieważ ułamek liczby atomów wzbudzonych na najgłębszych poziomach jest bardzo nieznaczny. Jak to już wspominaliśmy, w przypadku swobodnego elektronu teoria klasyczna pozwala obliczyć największą ilość energii  $\omega$  jaką elektron może pobrać od cząstki  $\alpha$  danej prędkości. Najprostsze założenie, jakie czynimy w przypadku elektronu związanego, jest następujące: elektron może być wyrwany z danego poziomu, jeżeli energia tego poziomu jest mniejsza od  $\omega$ ; na tej podstawie możemy obliczyć górną granicę kwantu promieniowania, które cząstka  $\alpha$  wzbudza w napotykanym atomach; granica ta wynosi np. około 5000 elektronowoltów w przypadku promieni  $\alpha$  polonu, które bardziej od innych nadają się do poszukiwania promieni wtórnych, ponieważ jądrowe promieniowanie  $\gamma$  polonu jest niezmiernie słabe. Wtórne promienie X mogą być wykryte bądź na podstawie jonizacji jaką wytwarzają w powietrzu, bądź za pomocą licznika igłowego. Długość fali tych promieni została wyznaczona drogą pomiaru współczynnika absorpcji masowej  $\mu/\rho$ . Promienie X były wzbudzane bądź w substancji płytki, na której osadzono polon, bądź w radiatorze, na który padały promienie  $\alpha$ . W celu usunięcia efektu promieni *H* (protonów) powstających wskutek rozbijania atomów azotu cząstkami  $\alpha$  (§ 108) źródło promieni należy umieszczać w bezwodniku węglowym.

Stwierdzono, że promienie  $\alpha$  *Po* powodują emisję promieni X w róż-

nych pierwiastkach, począwszy od liczby atomowej 12 aż do 83; długości fali są zawarte między  $10 \text{ \AA}$  i  $1 \text{ \AA}$  (a zatem energia kwantowa pomiędzy 1200 i 13000 elektronowoltów). Promieniowanie wtórne lekkich pierwiastków należy do serii *K*, cięższych — do serii *L* i *M*. Wydajność wyrażona jako liczba fotonów na jedną cząstkę  $\alpha$  zmniejsza się szybko wraz z długością fali wzbudzonego promieniowania. Przykład: promieniowanie *K* cynku,  $\lambda = 1,4 \text{ \AA}$ ,  $(\mu/\rho)_{\text{Cu}} = 40$ , wydajność 24 fotony na  $10^4$  cząstek  $\alpha$ ; promieniowanie *L* srebra,  $\lambda = 4,1 \text{ \AA}$ ,  $(\mu/\rho)_{\text{Ag}} = 730$ , wydajność 450 fotonów na  $10^4$  cząstek  $\alpha$  (Bethe i Frantz, I. Curie i F. Joliot).

Stwierdzono, że energia kwantowa fotonu *X*, należącego do tej emisji wtórnej, bywa niekiedy znacznie większa od górnej granicy energii, obliczonej na podstawie rozważań klasycznych, jaką swobodny elektron może przejąć od cząstki; ta sprzeczność jest jeszcze jaskrawsza w przypadku elektronu związanego na poziomie odpowiadającym danej energii. Usiłowano wyjaśnić tę rozbieżność zakładając, że pewną rolę odgrywa własna prędkość elektronów na ich orbicie; inne próby interpretacji były oparte na mechanice falowej.

Promienie  $\alpha$  mogą również wzbudzać w lekkich pierwiastkach promieniowanie bardzo przenikliwe (promienie  $\gamma$  i neutrony), pozostające w związku z przemianą jądrową tych pierwiastków. Wydajność tych efektów jest niezmiernie mała (§ 109).

#### § 76. Odskok promieniotwórczy.

Emisja cząstki  $\alpha$  z atomu początkowo nieruchomego musi być związana z odskokiem atomu powstającego w przemianie. Zgodnie z prawem zachowania pędu musimy mieć  $Mv = M'v'$ , gdzie *M* i *v* są to masa i prędkość cząstki  $\alpha$ , *M'* i *v'* masa i prędkość utworzonego atomu. Atom wyrzucony w odskoku biegnie w próżni po prostej linii i posiada określony zasięg, który staje się dostrzegalny, gdy ciśnienie jest dostatecznie małe; zachowuje się przeto jak cząstka promieniowania korpuskularnego, tzw. promieniowania odskoku. Powoływaliśmy się już poprzednio (§ 56) na to zjawisko w celu wyjaśnienia niektórych faktów dotyczących aktywowania ciał składnikami osadu aktywnego, powstającymi z radonu zmieszanego z powietrzem.

*Masa, energia.* Masa *M'* atomu odskoku równa się masie pierwotnego atomu zmniejszonej o masę *M* cząstki  $\alpha$ . Stosunek *M'/M* w różnych przemianach  $\alpha$  jest zawarty między 50 i 60; w tych samych granicach mieści się stosunek prędkości *v/v'* oraz energii  $Mv^2/M'v'^2$ .

Biorąc jako przykład odskok *RaB* (*M'* = 214) powstającego w przemianie  $\alpha$  *RaA* (prędkość cząstek  $\alpha$ ,  $v = 1,69 \cdot 10^9 \text{ cm/sek}$ ), znajdujemy  $v' = 3,16 \cdot 10^7 \text{ cm/sek}$ . Energia kinetyczna atomu wynosi  $W' = M'v'^2/2 = 1,76 \cdot 10^{-7} \text{ erg}$ , czyli 111000 ew. Atomy odskoku posiadają energię tego samego rzędu wielkości, co promienie kanalikowe, wysyłane pod napięciem rzędu 100000 woltów.

Energia atomu odskoku  $W'$  jest tylko małym ułamkiem energii  $W$  cząstki  $\alpha$ , wysyłanej w tej samej chwili. Energia ta nie może być jednak pomijana w obliczeniach całkowitej energii  $E$  wydzielonej w przemianie  $\alpha$ . W istocie  $E = W + W'$ . Tą wielkością  $E$  należy posługiwać się we wzorach dotyczących energetycznego związku między promieniami  $\alpha$  i jądrowymi promieniami  $\gamma$  (rozdz. XVI). Prędkość i energia atomów odskoku są podane w tablicy VII b Przypisów.

*Metody badania. Wydajność.* W § 56 opisywaliśmy metodę polegającą na zbieraniu atomów odskoku na płytce umieszczonej nawprost źródła bądź w próżni, bądź w zwykłych warunkach ciśnienia; w pierwszym przypadku atomy trafiają w płytkę z całkowitą prędkością początkową, w drugim przypadku istnieją w postaci jonów i muszą być przenoszone działaniem pola elektrycznego. Ilość substancji promieniotwórczej otrzymanej drogą odskoku może być wyznaczona na podstawie pomiarów promieniowania płytki. To samo doświadczenie wykonane w powietrzu lub w innym gazie pod zmniejszonym ciśnieniem pozwala badać absorpcję odskoku w gazach oraz zdolność jonizacyjną.

Można również obserwować zjawiska odskoku za pomocą metody *Wilsona*; w komorze rozprężeń powinno znajdować się rozrzedzone powietrze lub lepiej wodór, oraz emanacja promieniotwórcza, np. radon. W ten sposób można otrzymywać tory mgiełkowe atomów odskoku obok towarzyszących im promieni  $\alpha$ . Jeżeli ciśnienie w komorze wynosi po rozprężeniu zaledwie 1 *cm* słupa rtęci, zasięg atomów odskoku równa się około 7 *mm* (*R. Joliot*). Z obserwacji wynika, że zjawisko odskoku rzadko występuje w swej najprostszej postaci; często zdarza się, że wybiegający atom odchyła się od pierwotnego kierunku, wprost przeciwnego kierunkowi cząstki  $\alpha$ , z punktu zaś początkowego wychodzi tor dodatkowy, należący zapewne do jakiegoś uderzonego atomu. Wzdłuż toru atomu odskoku widać tory odgałęzione; mogą to być również wyrzucone atomy gazu lub tory elektronowe podobne do tych, jakie obserwujemy w przypadku promieni  $\alpha$  (§ 75). Na tablicy XII widzimy kilka przykładów zjawiska odskoku, zachodzącego w przemianie aktywnu na *AcA* oraz *AcA* na *AcB*. Ponieważ *AcA* posiada bardzo krótki czas życia, przeto na kliszy otrzymuje się niekiedy obraz dwóch przemian kolejnych.

Jeżeli substancja promieniotwórcza jest złożona na powierzchni ciała stałego, to każdej cząstce  $\alpha$  skierowanej ku podłożu odpowiada atom odskoku, który wybiega na zewnątrz, a zatem może być schwytyany. Wydajność odskoku, tj. stosunek liczby atomów wyrzuconych do liczby atomów, które uległy przemianie, wynosi zatem co najwyżej 50%, wydajność jest jednak mniejsza, jeżeli warstwa aktywna posiada pewną grubość lub jeżeli na powierzchni istnieją chropowatości mogące pochłaniać atomy odskoku. Wydajność teoretyczna bywa osiągnięta tylko wtedy, kiedy źródło tworzy niewidzialną warstwę osadzoną na starannie wypolerowanej powierzchni.

*Absorpcja. Zdolność jonizacyjna.* Absorpcja odskoku w gazach posiada niektóre cechy analogiczne do absorpcji cząstek  $\alpha$ , chociaż jest znacznie większa od tej ostatniej. Tak np. atomy odskoku posiadają dosyć dobrze określony *zasięg*, odwrotnie proporcjonalny do ciśnienia gazu; fluktuacje zasięgu są jednak stosunkowo większe niż w przypadku cząstek  $\alpha$  (§ 78). Zasięg atomów  $RaB$  wyrzucanych w przemianie  $RaA$  wynosi  $0,14\text{ mm}$  w powietrzu i  $0,82\text{ mm}$  w wodorze w normalnych warunkach ciśnienia i temperatury (*L. Wertenstein*). Zasięg wzrasta wraz z prędkością początkową atomów odskoku, tj. wraz z prędkością cząstek  $\alpha$  wysyłanych w danej przemianie.

Stwierdzono, że atomy odskoku przenikają nie tylko przez warstwę gazu, lecz również przez ciała stałe. Atomy wyrzucone ku wnętrzu podstawy, na której złożono substancję promieniotwórczą, przenikają do pewnej niewielkiej głębokości, wynoszącej 10 do 20  $\mu$  w srebrze, niklu lub miedzi.

Atomy odskoku wytwarzają wzdłuż swego zasięgu jonizację gazu (*L. Wertenstein*); gęstość liniowa tej jonizacji jest na początku drogi nawet większa od gęstości pochodzącej od cząstek  $\alpha$ ; wszelako całkowita liczba jonów jest znacznie mniejsza od liczby jonów wytworzonych przez cząstkę  $\alpha$ , stosunek zaś obu liczb jest znacznie mniejszy od 2%, co odpowiadałoby stosunkowi energii. Zdolność jonizacyjna atomów odskoku może służyć do wykrywania odskoku atomów niepromieniotwórczych, np. atomów ołowiu wyrzucanych w przemianie polonu; zbieranie atomów na płytce byłoby w tym przypadku bezcelowe, gdyż płytka nie dawałaby żadnego promieniowania.

*Ladunek atomów odskoku.* Badane w próżni atomy odskoku, np. atomy  $RaD$  wyrzucanego w przemianie  $RaC'$ , posiadają ładunek dodatni, wskutek czego są odchylane w polu elektrycznym i magnetycznym. Drogą pomiaru tych odchyłeń stwierdzono, że ich stosunek  $e/m$  charakteryzuje cząstki z pojedynczym ładunkiem dodatnim oraz że masa i prędkość posiadają wartości zgodne z teorią. Z doświadczeń wykonanych w najdalej posuniętej próżni (*L. Wertenstein*) wynika jednak, że w chwili początkowej atomy są elektrycznie obojętne i uzyskują ładunek dodatni wskutek utracenia elektronu w spotkaniu z drobinami gazu.

Następstwem przemiany promieniotwórczej obojętnego atomu, polegającej na emisji cząstek  $\alpha$ , powinno być utworzenie się atomu posiadającego podwójny ładunek ujemny. Zjawisko może jednak przybrać inną postać wskutek odłączenia się elektronów peryferycznych. Trudno zatem przewidzieć, jaki powinien być początkowy ładunek atomu odskoku; jest jednak rzeczą prawdopodobną, że ten ładunek jest zależny od powinowactwa elektronowego oraz od własności chemicznych atomu. Wyniki doświadczalne dotyczące tego zagadnienia są jeszcze bardzo szczupłe.

Pod ciśnieniem 0,1 mikrobara atomy odskoku pochodzące od  $Po$  (atomy  $^{206}Pb$ ) nie są naładowane, natomiast atomy pochodzące od  $ThC$  (tj. atomy  $ThC'$ , izotopu talu) posiadają ładunek dodatni.



W przypadku  $RaA$  badano aktywację płytek kondensatora umieszczonego w powietrzu zawierającym radon i bardzo silnie rozrzedzonym. Między płytkami istniało pole elektryczne odchylające atomy  $RaA$ , posiadające prędkość nadaną w chwili emisji. Na podstawie różnicy aktywności obu płytek ustalono, że każdy atom  $RaA$  posiada przeciętnie podwójny ładunek dodatni, z czego wynikałoby, że emisja cząstek  $\alpha$  radonu powoduje oddzielenie się 4 elektronów peryferycznych (*W. Mund*).

*Pozorne parowanie.* Zjawisko odskoku stwarza w niektórych przypadkach pozory lotności substancji promieniotwórczej; tak np. w doświadczeniach dotyczących odskoku  $RaB$  z płytki pokrytej  $RaA$ ,  $RaB$  dyfunduje częściowo w powietrzu w pobliżu płytki, a zatem zachowuje się tak, jak gdyby ulatniał się w zwykłej temperaturze. W niektórych przypadkach atomy promieniotwórcze tworzą niejako skupienia na podłożu, na którym jest umieszczona substancja promieniotwórcza (§ 102, 118); jak się wydaje, taki konglomerat może być wyrzucony bądź w całości, bądź częściowo wskutek odskoku lub pędu udzielonego przez cząstkę  $\alpha$ . Te zjawiska zakłócają niekiedy pomiary, których celem jest wyznaczenie stałych zaniku, i są często obserwowane w przypadku preparatów polonu.

### § 77. Teoria przechodzenia cząstek $\alpha$ przez materię.

Pomiędzy cząstką  $\alpha$  przebiegającą wewnątrz atomu oraz składnikami atomu, mianowicie jądrem i elektronami, działają zgodnie z prawem *Coulomba* siły przyciągania i odpychania elektrycznego. Działanie każdego indywidualnego ładunku daje wyraźny skutek tylko w bezpośrednim sąsiedztwie tego ostatniego; natomiast całkowity efekt wywarty na cząstkę wynika z dodawania się działań indywidualnych. Musimy zatem zająć się rozważaniem działań zachodzących między cząstką  $\alpha$  posiadającą masę  $M$ , ładunek  $E$ , prędkość  $v$  oraz cząstką znajdującą się początkowo w spoczynku i posiadającą masę  $M'$  i ładunek  $E'$ . Cząstki odpychają się, jeżeli ich ładunki są jednoimienne, przyciągają się, jeżeli są różnoimienne. Ponieważ prędkości wchodzące w grę są niewielkie, możemy uważać obie masy za niezmiennie. Zagadnienie może być rozwiązane za pomocą mechaniki klasycznej. Rozważymy kolejno kilka przypadków szczególnych:

a) *Działanie ciężkiego jądra na cząstkę  $\alpha$ .* Jądro posiadające dostatecznie wielką masę pozostaje, praktycznie biorąc, w spoczynku podczas spotkania z cząstką  $\alpha$ . Niechaj  $b$  będzie odległość między tym nieruchomym punktem materialnym  $F$  oraz prostą przechodzącą przez kierunek prędkości początkowej  $v_0$  cząstki  $\alpha$  (rys. 110). Tor opisywany przez cząstkę w polu sił odpychających, pochodzących tylko od jądra, jest to łuk hiperboli, której ognisko znajduje się w jądrze i której asymptoty są to kierunki prędkości początkowej oraz prędkości końcowej po zde-

zeniu. Ponieważ energia nie została przekazana jądru, przeto prędkość końcowa jest liczbowo równa prędkości początkowej  $v_0$ ; następstwem zderzenia jest tylko odchylenie cząstki  $\alpha$  o pewien kąt  $\theta$  wyrażony wzorem:

$$\operatorname{tg} \theta/2 = EE'/bv_0^2M \quad (E \text{ i } E' \text{ w j.es}).$$

Odległość pomiędzy jądrem a cząstką  $\alpha$  osiąga najmniejszą wartość  $D$  w chwili, kiedy cząstka przechodzi przez wierzchołek hiperboli; mamy wówczas:

$$D = b(1 + \sin \theta/2) / \cos \theta/2^1).$$

Jeżeli  $\theta = 0$ ,  $D$  równa się  $b$ . Jeżeli  $\theta = \pi$ ,  $D$  dąży do wartości granicznej równej

$$2EE'/v_0^2M.$$

Widzimy zatem, że jeżeli wartość  $b$  jest dana, odchylenie  $\theta$  jest tym większe, im prędkość cząstki jest mniejsza i im ładunek  $E = Ze$  odpychającego jądra jest większy ( $Z$ —liczba atomowa,  $e$ —ładunek elementarny). Z drugiej strony  $\theta/2$  zmienia się od 0 do  $\pi/2$ ,  $\theta$  od 0 do  $\pi$ , gdy  $b$  zmniejsza się od stosunkowo znacznej wartości aż do 0. W pierwszym przypadku cząstka  $\alpha$  przechodzi zbyt daleko od jądra, aby odchylenie było dostrzegalne; w rzeczywistości jednak odległość  $b$ , w której wpływ jądra znika, jest bardzo mała. Tak np. cząstka  $\alpha$   $RaC'$ , przebiegająca w pobliżu jądra złota ( $Z = 79$ ), odchyła się o zaledwie setną część stopnia, jeżeli  $b = 2 \cdot 10^{-8}$  cm, a zatem jest rzędu wielkości rozmiarów atomowych. Odchylenie o  $1^\circ$  ma miejsce dopiero wtedy, kiedy cząstka  $\alpha$  przechodzi 100 razy bliżej jądra, a zatem trafia w środkową część budowli atomowej. Jeżeli zderzenie jest centralne,



Rys. 110.

<sup>1)</sup> Rachunki prowadzące do tego wzoru znajdują się we wszystkich podręcznikach mechaniki. Zakładamy, że tor jest to łuk hiperboli, którego ognisko zewnętrzne znajduje się w jądrze. Niechaj  $P$  będzie to wierzchołek hiperboli,  $v$ —prędkość cząstki  $\alpha$  w tym punkcie. Na podstawie zasady zachowania energii oraz twierdzenia o zachowaniu momentu pędu mamy równania:

$$v_0 b = v D; \quad M(v_0^2 - v^2) = 2EE'/D,$$

gdzie

$$D = \overline{FP},$$

skąd otrzymujemy:

$$Mv_0^2 D^2 - 2EE' D - Mv_0^2 b^2 = 0.$$

Z własności geometrycznych hiperboli wynika, że jej oś urojona równa się  $2b$ . Jeżeli  $OP$  jest to półoś ogniskowa i jeżeli  $OF = c$ , mamy:

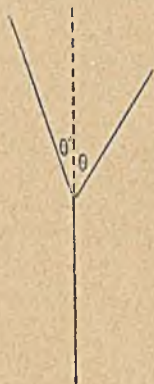
$$a = b \operatorname{tg} \theta/2; \quad c = b / \cos \theta/2; \quad D = a + c = b(1 + \sin \theta/2) / \cos \theta/2.$$

Podstawiając w poprzednim równaniu tę wartość na  $D$ , znajdujemy po dokonaniu redukcji:

$$\operatorname{tg} \theta/2 = EE' / Mv_0^2 b; \quad a = EE' / mv_0^2.$$

$b = 0, 2\theta = \pi$ , cząstka  $\alpha$  zawraca w biegu; prawdopodobieństwo takiego zderzenia jest niezmiernie małe. Wyniki doświadczalne, dotyczące zderzeń między cząstkami  $\alpha$  i ciężkimi jądrami, są opisane w § 79.

b) *Wzajemne oddziaływania cząstki  $\alpha$  i lekkiego jądra.* Jeżeli zderzenie zachodzi między cząstką  $\alpha$  i lekkim jądrem, wówczas to jądro zostaje wprowadzone w ruch. W tym przypadku rozpatrujemy zazwyczaj



Rys. 111.

względny ruch obu cząstek dookoła wspólnego środka masy  $G$ , poruszającego się w kierunku początkowej prędkości cząstki  $\alpha$  z prędkością  $v_0 M / (M + M')$ . W tym ruchu względnym cząstka  $\alpha$  oraz jądro opisują łuki hiperbol, których ognisko znajduje się w  $G$ . Względne odchylenie  $\varphi$  cząstki  $\alpha$  od kierunku pierwotnego może być obliczone na podstawie praw mechaniki i prawa *Coulomba*; otrzymany wzór jest podobny do poprzedniego:

$$(1) \quad \operatorname{tg} \varphi / 2 = EE' (M + M') / b v_0^2 M M'.$$

Niechaj  $\theta$  i  $\theta'$  będą to kąty między kierunkiem prędkości początkowej  $v_0$  oraz kierunkami bezwzględnych prędkości końcowych cząstki  $\alpha$  i uderzonego jądra. Te dwa kierunki tworzą *widły*, których wierzchołek znajduje się w miejscu zderzenia (rys. 111); kąt między ramionami wideł wynosi  $\phi = \theta + \theta'$ . Niechaj  $v$  i  $v'$  będą to prędkości końcowe. Pomiedzy  $\varphi, \theta, \theta', v, v', M$  i  $M'$  istnieją związki, które można otrzymać na podstawie samych tylko zasad zachowania pędu i energii niezależnie od tego, jakie jest prawo sił. Te zasady wyrażają się równaniami:

$$(2) \quad \begin{aligned} M v_0 &= M v \cos \theta + M' v' \cos \theta', \\ 0 &= M v \sin \theta + M' v' \sin \theta', \\ M v_0^2 &= M v^2 + M' v'^2. \end{aligned}$$

Z tego układu równań wynikają następujące związki między różnymi zmiennymi:

$$(3) \quad \left\{ \begin{aligned} \cos 2\theta + \cot \theta \sin 2\theta' &= \frac{M}{M'} \\ \operatorname{tg} \theta' &= \frac{M' \cos \theta \pm \sqrt{M'^2 - M^2 \sin^2 \theta}}{(M + M') \sin \theta} \\ \frac{\operatorname{tg}(\theta + \theta')}{\operatorname{tg} \theta'} &= \frac{M + M'}{M - M'} \end{aligned} \right.$$

$$(4) \quad \left\{ \begin{aligned} v &= \frac{M \cos \theta \pm \sqrt{M'^2 - M^2 \sin^2 \theta}}{M + M'} \\ v_0 &= 2 M \cos \theta' \\ v' &= \frac{M + M'}{M} \\ W' &= \frac{M' v'^2}{M v_0^2} = \frac{4 M M'}{(M + M')^2} \cos^2 \theta'. \end{aligned} \right.$$

Jeżeli  $M' > M$ , przed pierwiastkiem powinien być tylko znak +; jeżeli  $M' < M$  (przypadek wodoru), możliwe są oba znaki.

W ruchu względnym dookoła środka masy  $G$  kąty odchylenia  $\varphi$  i  $\varphi'$ , liczone od kierunku prędkości  $U$  punktu  $G$ , wyrażają się jak następuje:

$$(5) \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{v \sin \theta}{v \cos \theta - U}, \quad \operatorname{tg} \varphi' = \frac{v' \sin \theta'}{v' \cos \theta' - U}.$$

Na podstawie równań  $(M + M')U = Mv_0$  i  $Mv \sin \theta = M'v' \sin \theta'$  można dowieść, że  $\operatorname{tg} \varphi + \operatorname{tg} \varphi' = 0$ , co znaczy, że w układzie odpowiadającym ruchowi względnemu, kierunki prędkości końcowych są wprost przeciwne sobie. Ponadto równania (2) oraz równania następne prowadzą do wniosku, że  $\operatorname{tg} \varphi = \operatorname{tg} 2\theta'$ , czyli  $\varphi + 2\theta' = \pi$ . Stąd wynika, że odchylenie bezwzględne  $\theta$  i  $\theta'$  oraz energia  $W'$  pobrana przez jądro wyrażają się w zależności od kąta względnego odchylenia  $\varphi$  w następujący sposób:

$$(6) \quad \operatorname{tg} \theta = \frac{M' \sin \varphi}{M + M' \cos \varphi}; \quad \theta' = \frac{\pi}{2} - \frac{\varphi}{2}; \quad W'/W_0 = 4MM'(\sin^2 \varphi/2)/(M + M')^2.$$

Jeżeli  $b$  zmniejsza się od wartości stosunkowo znacznej do 0, kąt  $\varphi/2$  wzrasta od 0 do  $\pi/2$ ,  $\varphi$  od 0 do  $\pi$ , kąt  $\theta'$  zmienia się od  $\pi/2$  do 0. Innymi słowy, w zderzeniu, które prawie wcale nie zmienia kierunku cząstki  $\alpha$ , jądro zostaje odrzucone pod prostym kątem do kierunku pierwotnego, w zderzeniu zaś centralnym uzyskuje prędkość właśnie w tym kierunku. We wszystkich przypadkach kierunek prędkości nabytej przez jądro tworzy ostry kąt z kierunkiem prędkości początkowej cząstki  $\alpha$ .

Natomiast granice, w jakich jest zawarte odchylenie  $\theta$ , zależą od stosunku mas  $M$  i  $M'$ . Jeżeli  $M' < M$ , co ma miejsce tylko wtedy, gdy  $M$  jest to masa protonu (lub deuteronu), odchylenie  $\theta$ , równe 0 w przypadku dużego  $b$ , przechodzi przez maximum, gdy  $b$  maleje i staje się równe 0 w zderzeniu centralnym,  $b = 0$ . Największa wartość  $\theta$  odpowiada wartości  $\varphi$  danej równaniem  $M \cos \varphi + M' = 0$ . Kładąc  $M/M' = 4,0/1,008$  znajdujemy  $\theta_{\max} = 14,5^\circ$ . Jest to zatem największe odchylenie, jakiego może doznać cząstka  $\alpha$  w zderzeniu z protonem. Ponieważ  $\operatorname{tg} \theta' > 0$  i  $M > M'$ , mamy również  $\operatorname{tg} \psi > 0$ ; innymi słowy, kąt między ramionami widel jest ostry lub co najwyżej prosty.

Jeżeli  $M = M'$ , tj. cząstka  $\alpha$  zderza się z jądrem helu, wówczas  $\operatorname{tg} \theta = \operatorname{tg} \varphi/2 = 2E^2/bv^2M$ . Odchylenie jest wówczas zawarte między 0 i  $\pi/2$ , kąt zaś rozwartości widel jest zawsze prosty.

Jeżeli  $M < M'$ , mamy najczęstszy przypadek zderzenia cząstki  $\alpha$  z jądrem pierwiastka cięższego od helu. Kąt  $\theta$  wzrasta wówczas w sposób ciągle od 0 do  $\pi$ , gdy  $b$  maleje; w zderzeniu centralnym,  $b = 0$ , cząstka  $\alpha$  zawraca wstecz. Kąt między ramionami widel jest zawsze rozwarty.

Ułamek energii  $W'/W_0$ , przekazany jądru w następstwie zderzenia, wzrasta wraz z  $\varphi/2$ , tj. w miarę jak  $b$  maleje; ułamek ten jest największy w zderzeniu centralnym. Z drugiej strony, przy danym  $\varphi$ ,  $W'$  przechodzi przez maximum, gdy  $M' = M$  i następnie zmniejsza się stale,

gdy  $M'$  wzrasta. Ułamki energii przekazane w zderzeniach centralnych z jądrami różnych pierwiastków są podane w następującej tabeli:

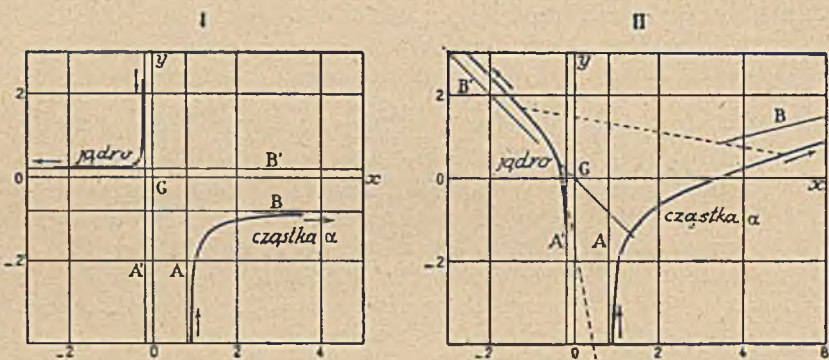
Jądro . . .	H	He	C	O	A	Fe	Au
$W'/W_0$ . . .	0,64	1	0,75	0,64	0,33	0,25	0,085

Spośród podanych wzorów tylko wzór (1) zawiera prawo siły. Wzory (2)–(6) są oparte tylko na prawach zderzeń sprężystych.

Rys. 112 przedstawia torry obliczone na podstawie prawa *Coulomba* w szczególnym przypadku zderzenia cząstki  $\alpha$  z jądrem helu, mianowicie  $\varphi/2 = 45^\circ$ , co odpowiada parametrowi  $b = 1,9 \cdot 10^{-13}$  cm, jeżeli  $v_0 = 1,92 \cdot 10^9$  cm/sek (promienie  $\alpha$  *RaC'*).

Wyniki doświadczalne, dotyczące zderzeń między cząstkami  $\alpha$  i lekkimi jądrami, są podane w § 80.

c) *Działanie cząstki  $\alpha$  na elektron*. Weźmy teraz pod uwagę spotkanie między cząstką  $\alpha$  i elektronem swobodnym o masie  $M'$  i ładunku  $E'$ . W tym przypadku mamy do czynienia z przyciąganiem się cząstek, otrzymane wzory są jednak zupełnie podobne do wzorów podanych w poprzednim ustępie, należy tylko zmienić znak kątów  $\varphi$ ,  $\varphi'$ ,  $\theta$  i  $\theta'$ ; ponie-



Rys. 112. Odległości są wyrażone w wielokrotnościach parametru  $b$ . Strzałki wskazują kierunek ruchu. I: torry ruchu względnego dookoła środka bezwładności  $G$ ;  $A$  i  $A'$  — asymptoty początkowe;  $B$  i  $B'$  — asymptoty końcowe. II: torry bezwzględne;  $A$  i  $A'$  — asymptoty początkowe,  $B$  i  $B'$  — kierunki asymptotyczne końcowe; linie kreskowane oznaczają jednoczesne położenia obu cząstek.

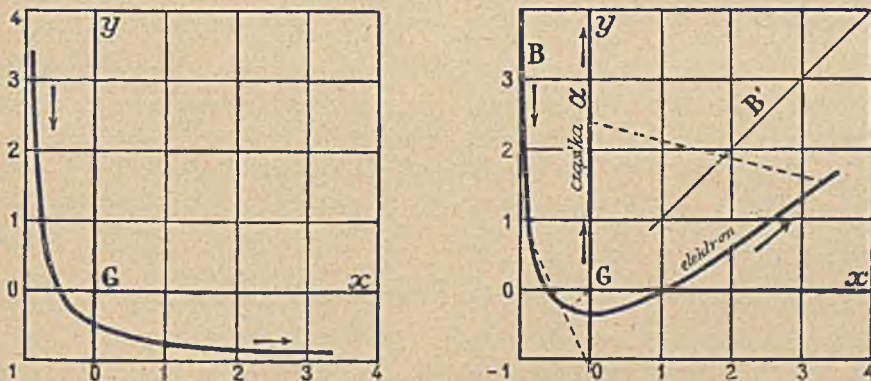
waż cząstka  $\alpha$  posiada masę bardzo wielką wobec masy elektronu, przeto jej prędkość nie zmienia się w zderzeniu w dostrzegalny sposób ani co do wielkości, ani co do kierunku. Natomiast elektron zostaje wprowadzony w ruch; tor ruchu odniesionego do osi związanych z cząstką  $\alpha$  jest to łuk hiperboli z cząstką  $\alpha$  w ognisku, ku któremu krzywa zwraca się wklęsłą stroną. Ruch bezwzględny może być opisany w następujący sposób: elektron najpierw zbliża się ku cząstce  $\alpha$  i osiąga najmniejszą odległość poza tą cząstką; kierunek prędkości końcowej tworzy z kierunkiem cząstki  $\alpha$  kąt ostry  $\theta' = \pi/2 - \varphi/2$ , przy czym  $\text{tg } \varphi/2$  wyraża się wzorem (1). Elektrony spotykane w stosunkowo znacznej odległości od

cząstki  $\alpha$  są odrzucane pod prostym kątem do jej toru, elektrony bardziej zbliżone wybiegają ku przodowi; o sposobie obserwowania ich torów była mowa poprzednio (promienie  $\delta$ , § 75). Energia przekazana elektronowi przez cząstkę  $\alpha$  oblicza się w ten sam sposób, co w zagadnieniu zderzenia między cząstką  $\alpha$  i jądrem atomowym. Prędkość końcowa elektronu wynosi  $v' = 2v_0 \cos \theta'$  (zaniedbujemy  $M'$  względem  $M$ ), jest przeto co najwyżej dwa razy większa od prędkości początkowej cząstki  $\alpha$ . Jeżeli  $v_0 = 1.9 \cdot 10^9$  cm/sek (promienie  $\alpha$  RaC'), największa wartość  $v' = 3.8 \cdot 10^9$  cm/sek, co odpowiada energii  $W' = 2M'v_0^2 = 4200$  elektronowoltów (zderzenie centralne).

Rys. 113 przedstawia bezwzględny oraz względny tor elektronu w przypadku  $\varphi/2 = 45^\circ$ , co odpowiada  $b = 1,3 \cdot 10^{-10}$  cm, jeżeli  $v_0 = 1,9 \cdot 10^9$  cm/sek.

d) *Strata prędkości cząstek  $\alpha$  w przejściu przez materię.* W zagadnieniu hamowania cząstek  $\alpha$  przez materię oraz wytwarzanej przez nie jonizacji bierzemy pod uwagę szereg kolejnych zderzeń między cząstką  $\alpha$  oraz jądrami i elektronami. Szczegóły zjawiska są bardzo zawile i nie mogą być wyjaśnione bez znajomości sił wiążących elektrony z atomami.

Jeżeli materia, w której biegną cząstki, składa się z atomów określonego rodzaju, których koncentracja wynosi  $n$ , to cząstka  $\alpha$  spotyka wzdłuż jednostki długości drogi  $2\pi b n d b$  jąder, oraz  $2\pi b n Z d b$  elektronów



Rys. 113. Odległości są wyrażone w wielokrotnościach parametru  $b$ ; strzałki wskazują kierunek ruchu. I — tor względnego ruchu elektronu dookoła środka bezwładności, tj. w przybliżeniu punktu, w którym znajduje się cząstka  $\alpha$ . Asymptota początkowa  $x = -b$ , asymptota końcowa  $y = -b$ . II — tory bezwzględne. Cząstka  $\alpha$  porusza się wzdłuż osi  $y$ . Asymptota początkowa toru elektronu  $B$ , kierunek asymptotyczny końcowy  $B'$ . Linie kreskowane oznaczają jednocześnie położenia obu cząstek.

( $Z$  — liczba atomowa) w początkowej odległości od jej toru — zawartej między  $b$  i  $b + db$ . Innymi słowy,  $2\pi b d b$  jest to *przekrój czynny*, charakteryzujący wymiany energii w przypadku, gdy parametr zderzenia jest zawarty między  $b$  i  $b + db$ . Zmiana energii  $W$  cząstki  $\alpha$  na długości  $dx$ ,

spowodowana zderzeniami z elektronami, które w tym przybliżeniu traktujemy jako swobodne, wyraża się wzorem:

$$\frac{dW}{dx} = - \int_0^{\infty} W \frac{4MM'}{(M+M')^2} \sin^2 \varphi/2 \times 2\pi b n Z db.$$

Podstawiając na  $\sin \varphi/2$  wartość z wzoru (1) mamy:

$$Mv^2/2 \times 4MM'/(M+M')^2 \times \sin^2 \frac{\varphi}{2} = 2E^2 E'^2/M' v^2 (a^2 + b^2),$$

gdzie

$$a = EE' (M + M')/v^2 MM'.$$

Położymy  $E = ze$  ( $z = 2$  w przypadku cząstki  $\alpha$ ),  $E' = e$ ,  $M' = m$ ; będziemy mieli:

$$\frac{dW}{dx} = - 4\pi z^2 e^4 Z n / m v^2 \times \int_0^{\infty} \frac{b db}{b^2 + a^2} = - 2\pi z^2 e^4 Z n / m v^2 \times \int_0^{2mv^2} \frac{dq}{q}.$$

Ta całka posiada wartość nieskończenie wielką, co dowodzi, iż jest rzeczą konieczną wziąć pod uwagę siły wewnątrzatomowe, ograniczające zdolność przekazywania energii elektronom. Co się tyczy jąder, można dowieść, że energia, jaką uzyskują kosztem cząstek  $\alpha$ , może być zaniedbana wobec energii pobranej przez elektrony; po pierwsze jądra są mniej liczne niż elektrony<sup>1)</sup>, po wtóre jądro uzyskuje energię w dostrzegalnym stopniu tylko w bardzo rzadko zdarzających się spotkaniach, wyróżniających się małą wartością parametru  $b$ .

W teorii Bohra, ogłoszonej przed istnieniem teoryj kwantowych, traktujemy elektron jako związany z atomem siłą niby sprężystą, pod której działaniem elektron wykonywa drgania z częstością  $\nu$ . Im ta częstość jest większa, tym bardziej jest ograniczona możność przekazywania energii elektronowi. Z niektórymi zastrzeżeniami rachunek sprowadza się do tego, że górną granicę całkowania  $b = \infty$  zastępujemy skończoną granicą  $b = K\nu/2\pi\nu$ , gdzie  $K = 1, 123$ . Jeżeli w atomie istnieją elektrony wykonywające drgania z różnymi częstościami  $\nu_i$ ,  $\frac{dW}{dx}$  przybiera postać:

$$\frac{dW}{dx} = - 4\pi z^2 e^4 Z n / m v^2 \times \ln(Km\nu^3/2\pi\nu z e^2),$$

gdzie  $\nu$  jest to średnia geometryczna wszystkich elektronowych częstości atomu. Zastrzeżenia ograniczające zakres stosowania wzoru sprawiają, że teoria powinna zgadzać się z doświadczeniem tym lepiej, im prędkość cząstek  $\alpha$  jest większa i im atomy pochłaniające mają mniejszą masę; jest przeto rzeczą interesującą, że teoria potwierdza się w przybliżeniu w przypadku wodoru i helu, jeżeli na częstości drgań obieramy wartości używane w teorii klasycznej w celu zdania sprawy

<sup>1)</sup> Z wyjątkiem jąder wodoru.

z dyspersji światła w tych gazach; wartości te różnią się zresztą nieznacznie od wartości obliczonych na podstawie potencjałów jonizacyjnych i związanych z nimi poziomów energetycznych. Natomiast teoria stosuje się gorzej do glinu, jeszcze zaś gorzej do pierwiastków cięższych od glinu. Bardziej zadowolająca jest zgodność jakościowa teorii z doświadczeniem. Mianowicie znajdujemy, że bezwzględna wartość  $dv/dx$  istotnie wzrasta, gdy  $v$  maleje i że strata prędkości w ekranach o stałej gęstości powierzchniowej jest tym mniejsza, im  $Z$  jest większe; w istocie liczba elektronów jest w takich ekranach w przybliżeniu jednakowa; ekran jednak, którego  $Z$  jest większe, zawiera więcej elektronów silnie związanych, które nie są w stanie pobrać tyle energii od cząstki  $\alpha$ , co elektrony swobodne.

Jeżeli wartość  $v$  jest tak wielka, że można zaniedbać zmienność logarytmicznego wyrazu we wzorze *Bohra*, to wzór ten możemy scałkować i otrzymujemy:

$$v_0^4 - v^4 = Ax,$$

gdzie  $A$  jest to stała, w przybliżeniu proporcjonalna do gęstości materii pochłaniającej. Widzimy zatem, że ten wzór, przedstawiający w przybliżeniu przebieg hamowania promieni katodowych (§ 16), znajduje uzasadnienie w klasycznej teorii *Bohra*, która stosuje się zarówno do promieni  $\beta$ , jak i do promieni  $\alpha$  w założeniu, że wolno zaniedbać zmienność masy. W przypadkach, kiedy to nie jest możliwe, do teorii należy wprowadzić zmiany (§ 85).

Pierwsza teoria posługująca się pojęciami kwantowymi została opracowana przez *Hendersona* i następnie udoskonalona przez *Fowlera*. Podstawowe założenie tej teorii polega na tym, że elektron może przejąć energię od cząstki  $\alpha$  lub  $\beta$  tylko w przypadku, gdy ta energia, obliczona w ten sam sposób co dla elektronu swobodnego, osiąga wartość odpowiadającą potencjałowi jonizacyjnemu, lub rezonansowemu. Jednakże prawdopodobieństwo procesów przenoszenia energii obliczone na tej podstawie jest mniejsze, zwłaszcza w przypadku wodoru, od wartości otrzymanej drogą doświadczalną. Prawdopodobieństwo przekazania energii w zderzeniach oraz odpowiadający tym zderzeniom przekrój czynny obliczają się w zupełnie inny sposób w mechanice falowej. Stosując te metody *Bethe* otrzymał następujące wzory:

$$dW/dx = - 4\pi z^2 e^4 Z n / m v^2 \cdot \ln(2m v^2 / \bar{W})$$

w przypadku niezbyt wielkich prędkości, tj. stałej wartości  $m$  oraz

$$dW/dx = - 4\pi z^2 e^4 Z n / m v^2 \left[ \ln 2m v^2 / \bar{W} - \frac{1}{2} \ln(1 - \beta)^2 - \frac{\beta^2}{2} \right],$$

jeżeli bierzemy pod uwagę zmienność masy. W tych wzorach  $\bar{W}$  jest to średnia geometryczna energii wzbudzenia i jonizacji atomu<sup>1)</sup>.

<sup>1)</sup> Według *F. Blocha* należy w nawiasie dodać niektóre małe wyrazy, które znikają, jeżeli  $v$  jest dostatecznie wielkie.



Wzory te zdają sprawę w sposób zadowalający z absorpcji promieni  $\alpha$  w wodorze, jeżeli kładziemy  $W = 15 \text{ ew}$ . W gazach o większym  $Z$  zgodność z doświadczeniem jest również dosyć dobra, należy jednak dobrać wartość  $\bar{W}$  w sposób empiryczny (*Mano*).

e) *Zasięg. Fluktuacje zasięgu i kierunku*. Podane wzory, dotyczące utraty energii cząstek  $\alpha$ , nie stosują się do końcowej części zasięgu i dlatego nie mogą być użyte jako podstawa do obliczania długości zasięgu; długość tę oceniamy w przybliżeniu drogą ekstrapolacji krzywej przedstawiającej prędkość jako funkcję drogi przebytej w materii. Natomiast jest rzeczą możliwą ująć matematycznie zagadnienie *fluktuacji zasięgu* cząstek  $\alpha$ , których prędkość początkowa jest dana. *Bohr* wykazał, że źródłem fluktuacji zasięgu są tylko zderzenia cząstek  $\alpha$  z elektronami. Wzór dający wielkość fluktuacji jest podany w § 78<sup>1)</sup>; ten wzór został sprawdzony doświadczalnie.

Oprócz fluktuacji zasięgu, wynikających z przypadkowości zderzeń, w których energia jest przekazywana elektronom, istnieją także fluktuacje kierunku. Pomijając wielkie odchylenia oddzielnych cząstek, zdarzające się stosunkowo rzadko i będące następstwem bezpośredniego spotkania z jądrem, stwierdzamy, że wiązka początkowo dobrze określona rozszerza się wskutek sumowania się małych odchyień w skomplikowanym polu sił wywieranych przez jądro i elektrony w atomie. Zjawisko to nosi nazwę *rozproszenia złożonego*, jego wielkość wyraża się wzorem analogicznym do prawa błędów:

$$dy = d\Omega / 2\pi\lambda^2 \cdot e^{-\theta^2/2\lambda} \quad (\text{Bothe}),$$

gdzie  $y$  jest to liczba cząstek, których kierunek końcowy tworzy z kierunkiem pierwotnym kąt zawarty między  $\theta$  i  $\theta + d\theta$ ,  $d\Omega$  — kąt bryłowy odpowiadający przedziałowi  $(\theta, \theta + d\theta)$ ,  $\lambda$  — odchylenie prawdopodobne, proporcjonalne jak to wynika z teorii do  $Z\sqrt{nx}$  ( $Z$  — liczba atomowa,  $n$  — liczba atomów w jednostce objętości,  $x$  — grubość ekranu). Wzór ten stosuje się do ekranów, których grubość  $x$  jest dostatecznie mała, aby rozszerzenie wiązki nie-było znaczne. W celu sprawdzenia teorii liczy się scyntylacje powstające na ekranie z siarczku cynku w różnych odległościach od osi wiązki pierwotnej (*H. Geiger*). W przypadku promieni  $\alpha$  *RaC'*, przechodzących przez folię złotą grubości  $4\mu$ , otrzymujemy  $\lambda = 2,9^\circ$ ; folia glinowa grubości  $10\mu$ , posiadająca ten sam równoważnik powietrzny, mianowicie  $1,5 \text{ cm}$ , daje  $\lambda = 0,9^\circ$ . Widzimy zatem, że ekrany pochłaniające w tym samym stopniu rozpraszają tym silniej, im większa jest liczba atomowa substancji, z której są zrobione. Porówny-

<sup>1)</sup> *Flamm* wykazał, że w zagadnieniu fluktuacji można pominąć siły wewnątrzatomowe. W istocie elektrony umieszczone w znacznej odległości od toru są zbyt liczne, aby powodować fluktuacje zasięgu, jakkolwiek pobrana przez nie ilość energii wcale nie jest mała; fluktuacje pochodzą tylko od elektronów położonych w pobliżu toru, które możemy traktować jako swobodne.

wając cząstki  $\alpha$  różnej prędkości stwierdzamy, że kąt  $\lambda$  jest odwrotnie proporcjonalny do  $v^2$ .

f) *Zdolność jonizacyjna*. Jonizacja wytworzona bezpośrednio przez promienie  $\alpha$  (lub promienie  $\beta$ ) może być obliczona w założeniu, że liczba  $q$  par jonów powstających na jednostce długości toru równa się liczbie zderzeń jonizujących, tj. takich, w których elektron uzyskuje energię co najmniej równą energii  $W$ , potrzebnej do oderwania elektronu od atomu (*J. J. Thomson, Bohr*).  $W$  wyraża się tą samą liczbą, co potencjał jonizacyjny.

Zderzenia tego typu charakteryzują się tym, że parametr  $b$  musi być mniejszy od pewnej wartości  $b_i$ , wynikającej z wzorów:

$$a^2 + b_i^2 = 2E^2 E'^2 / M' W_i v^2; \quad a = EE' (M + M') / v^2 MM'.$$

Liczba elektronów uwolnionych na jednostce długości wynosi zatem  $\pi b^2 n n_i$ , gdzie  $n$  jest to liczba atomów w jednostce objętości,  $n_i$  — liczba elektronów w atomie, których potencjał jonizacyjny jest równy  $W_i$ . Ponieważ rozpatrujemy tu zderzenia cząstki  $\alpha$  z elektronami, możemy zaniedbać  $M'$  wobec  $M$ , mamy przeto  $a = EE' / M' v^2$ . Kładąc  $E = 2E' = 2e$ ,  $M' = m$  znajdujemy, że pierwotna zdolność jonizacyjna równa się:

$$q = 8\pi n e^4 / m v^2 \cdot \sum n_i (1/W_i - 1/2 m v^2).$$

Suma musi być rozciągnięta na wszystkie elektrony w atomie.

Wartość  $q$  nie obejmuje *jonizacji wtórnej*, pochodzącej od uwolnionych elektronów (promienie  $\delta$ , patrz § 75), której znajomość jest potrzebna dla obliczenia *jonizacji całkowitej*  $Q^1$  (*Bohr, Fowler*). Rachunek wskazuje, że stosunek  $Q/q$  w wodorze, tlenie i powietrzu waha się od 2 do 4 w przypadku promieni  $\alpha$  *RaC'* w początkowej części zasięgu.

Wartości  $Q$  obliczone teoretycznie zgadzają się z doświadczeniem tylko co do rzędu wielkości; odchylenia są dość znaczne.

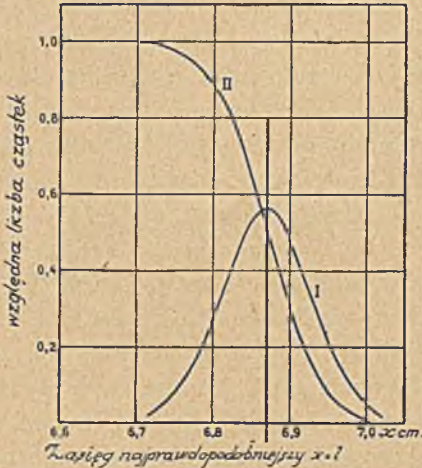
Mechanika kwantowa daje wyniki różniące się nieznacznie od wyników mechaniki klasycznej; we wzorach dotyczących zdolności jonizacyjnej podobnie jak i w zagadnieniu utraty energii mamy do czynienia ze współczynnikami, których wartości liczbowe nie są jeszcze zupełnie pewne.

#### § 78. Fluktuacja zasięgu.

Zasięg cząstek  $\alpha$  danej grupy jest dobrze określony (§ 66), istnieją jednak małe wahania zasięgów indywidualnych; amplituda tych wartości osiąga w powietrzu 2 do 3 *mm* (tabl. VII i VIII). Zjawisko to nosi nazwę *fluktuacji zasięgu* (po angielsku «straggling»).

<sup>1</sup> Według *Bohra* przybliżona wartość  $Q$  jest:  $8\pi n e^4 / m v^2 \cdot \sum n_i \ln(2m v^2 / W_i) / W_i$ ; według *Fowlera* wyraz ten należy pomnożyć jeszcze przez  $3/4$ . Stosując ten wzór do elektronów określonej grupy znajdujemy, że zarówno  $Q$ , jak i  $q$  najpierw wzrastają wraz z  $v$ , przechodzą przez maximum, a potem zmniejszają się stopniowo, gdy  $v$  wzrasta nadal. Jakosiowo zgadza się to z doświadczeniem.

Stopniowe zmniejszanie się liczby cząstek należących do wiązki badano najpierw drogą liczenia scyntylacji powstających na ekranie z siarczku cynku, umieszczonym prostopadle do równoległej wiązki, której źródłem jest bardzo cienka warstwa substancji aktywnej. Oddalając ekran od źródła stwierdzono, że liczba cząstek pozostaje bez zmiany na stosunkowo znacznej części zasięgu i zmniejsza się dopiero na końcowym odcinku długości około 1 cm, najpierw powoli, później zaś bardzo szybko. Doświadczenia wykonane za pomocą metody torów mgielkowych *Wilsona* (*Irena Curie*) prowadzą jednak do wniosku, że te wyniki są częściowo zależne od sposobu obserwacji, gdyż cząstki  $\alpha$ , których pozostały zasięg jest mały, dają scyntylacje słabe i często niewidoczne. Fotografic podobne do tych, jakie widzimy na tablicach VII i VIII, pozwalają zmierzyć długości promieni wychodzących z bardzo małego źródła i wpadających do komory w postaci płaskiego wachlarza; odkładając długości  $x$  liczone od źródła jako odcięte, liczby zaś  $N$  promieni o długości większej niż  $x$  — jako rzędne, otrzymujemy krzywą, na której widać, że różnice między zasięgami cząstek  $\alpha$  *RaC'* nie przekraczają 3 mm (rys. 114, II).



Rys. 114. Rozkład zasięgów cząstek  $\alpha$  *RaC'* w powietrzu pod ciśnieniem normalnym i w temperaturze  $15^\circ$  (*Irena Curie* i *A. Mercier*). I — względna liczba promieni o długości zawartej między  $x$  i  $x+dx$ ; odcięte wartości  $x$ ; skala rzędnych jest dobrana w ten sposób, że największa rzędna jest równa  $1/\sqrt{\pi}$ ; najbardziej prawdopodobny zasięg  $l$  jest równy 6,87 cm. II — liczba promieni o długości większej od  $x$ ; różnice między długościami oddzielnych promieni są mniejsze od 3 mm.

Względna liczba  $v dx$  cząstek, których długość zasięgu jest zawarta między  $x$  i  $x+dx$ , przechodzi przez maximum odpowiadające wartości  $x=l$ , gdzie  $l$  jest to *zasięg najbardziej prawdopodobny*; niechaj  $\varepsilon = \frac{x-l}{l}$  będzie to odchylenie względne od tej wartości zasięgu; prawdopodobieństwo  $P d\varepsilon$  odchylenia zawartego między  $\varepsilon$  i  $\varepsilon+d\varepsilon$  wyraża się wzorem:

$$P d\varepsilon = e^{-\varepsilon^2/\rho^2} d\varepsilon / \rho \sqrt{\pi}.$$

$\rho$  jest to parametr charakteryzujący jednoznacznie jednorodną grupę cząstek  $\alpha$  oraz naturę gazu, w którym te cząstki się rozchodzą;  $\rho$  jest niezależne od gęstości, natomiast  $l$  jest odwrotnie proporcjonalne do gęstości. Długość  $l$  jest nieco mniejsza od długości zasięgu ekstrapolowanego na podstawie krzywej *Bragga*. Z wzoru wynika, że średnie odchylenie względne  $\bar{\varepsilon}$  równa się zero, średnie odchylenie kwadratowe względne  $\sqrt{\bar{\varepsilon}^2}$  równa się  $\rho/\sqrt{2}$ ; krzywa rozkładu długości jest zatem tym bardziej zwężona, im  $\rho$  jest mniejsze.

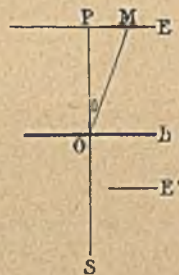
Prawo rozkładu zasięgów zostało sprawdzone doświadczalnie najpierw w przypadku promieni  $\alpha$  polonu (tabl. VIII, fig. 1), następnie zaś w kilku innych przypadkach; najlepsze wyniki otrzymano z promieniami  $\alpha$  *RaA* i *RaC'*, użytych w postaci warstwy niezmiernie cienkiej i nie wywierającej żadnej absorpcji (Tabl. VIII, fig. 2). Otrzymano  $\rho_{RaC'} = 1,1 \cdot 10^{-2}$   $\rho_{RaA} = 1,25 \cdot 10^{-2}$  w dobrej zgodności z wartościami teoretycznymi. Dla przykładu podamy, że 90% liczby cząstek  $\alpha$  *RaC'* posiada zasięgi w powietrzu w temperaturze  $15^\circ$  i pod ciśnieniem normalnym, różniące się między sobą o mniej niż  $1,8 \text{ mm}$ ; w przypadku *RaA* te rozbieżności są mniejsze i w analogicznych warunkach sięgają tylko  $1,4 \text{ mm}$ . Rozkład długości zasięgów *RaC'* jest przedstawiony na rys. 114, I.

Ponieważ fluktuacje zasięgów są stosunkowo nieznaczne, przeto zdolność jonizacyjna pojedynczej cząstki, traktowana jako funkcja przebytej drogi, może być przedstawiona dosyć dokładnie za pomocą krzywej jonizacji otrzymanej z wiązką równoległą.

#### § 79. Rozproszenie cząstek $\alpha$ . Zderzenia wyjątkowe. Wyznaczanie ładunków jąder atomowych.

Wysmukła wiązka promieni  $\alpha$  wychodzących ze źródła *S* przechodzi przez cienki ekran *L* bez dostrzegalnej zmiany kierunku (rys. 115) i pada na ekran *E* z siarczku cynku w punkcie *P*. Na ekranie dostrzegamy jednak scyntylacje pochodzące od promieni skośnych, np. od promienia *OM* tworzącego kąt  $\theta$  z wiązką pierwotną. Liczba cząstek rozproszonych w ten sposób jest tym mniejsza, im kąt  $\theta$  jest większy; jeżeli jednak folia *L* jest wyrobiona z ciężkiego metalu, to można widzieć scyntylacje świadczące o tym, że kąt rozproszenia osiąga, a nawet przekracza  $90^\circ$ . W tym ostatnim przypadku cząstki  $\alpha$  są odrzucane w kierunku wstecznym, toteż ekran *ZnS* musi być umieszczony w położeniu *E'*.

Te wielkie odchylenia, zauważone po raz pierwszy przez *Geigera* i *Marsdena*, znalazły interpretację teoretyczną w hipotezie *E. Rutherforda*, zgodnie z którą wielkie odchylenia mogą być następstwem jednego zderzenia cząstki  $\alpha$  z atomem. Jest to możliwe, jeżeli atom posiada pewną określoną budowę, mianowicie składa się z dodatnio naładowanego jądra oraz z elektronów rozmieszczonych dookoła jądra. W normalnym stanie atomu suma ładunków wszystkich elektronów równa się liczbowo ładunkowi jądra. Rozmiary jądra są bardzo małe wobec rozmiarów układu elektronowego, masa zaś jądra jest skupiona prawie całkowicie w jądrze, ponieważ masa elektronu jest niezmiernie mała w porównaniu z masą atomu. Atom posiada przeto budowę, w której jest znacznie więcej pustej przestrzeni niż pełnej, podobnie jak w układzie planetarnym; zarówno masa jak i ładunek elektryczny zajmują ele-



Rys. 115.

menty tego obszaru znikomo małe wobec rozmiarów całości. Wspominaliśmy poprzednio, w jaki sposób ta koncepcja atomu została rozwinięta przez *Bohra* (§ 34).

Cząstka  $\alpha$  doznaje wielkiego odchylenia, jeżeli przebiega przez atom w bardzo małej odległości od jądra; mamy wówczas prawie wyłącznie do czynienia z siłami wywieranymi przez jądro; odchylenie może być obliczone na podstawie praw odpychania elektrostatycznego (§ 77). Prawdopodobieństwo takiego przejścia jest niewielkie i dlatego zderzenia prowadzące do wielkich odchyień nazywamy zderzeniami wyjątkowymi. Jak to widzieliśmy poprzednio, kąt  $\theta$  między końcowym i pierwotnym kierunkiem cząstki  $\alpha$  wyraża się wzorem:

$$\operatorname{tg}(\theta/2) = EE'/bv^2M = 2Ze^2/bv^2M,$$

jeżeli wolno zaniedbać ruch udzielony jądro.  $E$  i  $M$  są to ładunek i masa cząstki  $\alpha$ ,  $v$ —jej prędkość początkowa,  $b$ —parametr zderzenia,  $E'$ —ładunek jądra,  $e$ —ładunek elementarny,  $Z$ —liczba atomowa. Jeżeli cienka równoległa wiązka cząstek  $\alpha$  przechodzi przez warstewkę materii prostopadłą do kierunku wiązki i zawierającą  $n$  atomów w jednostce objętości, to prawdopodobieństwo  $p$  odchylenia o kąt większy od  $\theta$  wynosi  $\pi b^2 n l$ ; mamy zatem:

$$p = 4\pi n l Z^2 e^4 / M^2 v^4 \operatorname{tg}^2(\theta/2).$$

Na podstawie tego wzoru można wyliczyć prawdopodobieństwo odchylenia o kąt zawarty między  $\theta$  i  $\theta + d\theta$  lub, co na jedno wychodzi, względną liczbę cząstek rozproszonych w tym kierunku.

Doświadczenia podjęte w celu porównania teorii z doświadczeniem polegały na liczeniu scyntylacyj wytworzonych na ekranie z siarczku cynku, umieszczonym w różnych odległościach od osi cienkiej wiązki cząstek  $\alpha$ . Zgodność była zupełnie zadowalająca w przypadku wszystkich jąder, których pęd uzyskany w zderzeniu jest nieznaczny. Odchylenia były badane w granicach między  $\theta = 5^\circ$  i  $\theta = 150^\circ$ .

Dla przykładu podamy, że względną liczbę cząstek  $\alpha$   $RaC'$ , odchylonych o kąt większy od prostego po przejściu przez folię złotą grubości  $1 \mu$ , wynosi około  $3 \cdot 10^{-5}$ .

Ta zgodność teorii z doświadczeniem dowodzi, że prawo *Coulomba* wystarcza do opisanego zderzeń między cząstką  $\alpha$  i ciężkim jądrem, zderzeń, w których cząstka  $\alpha$  zbliża się do jądra na niezmiernie małą odległość, wynoszącą około  $7 \cdot 10^{-12}$  cm.

Dokładne zbadanie rozkładu przestrzennego cząstek  $\alpha$ , rozproszonych przez cienkie folie metalowe, stało się podstawą doświadczalnej metody wyznaczania ładunku jądrowego  $Ze$  (*J. Chadwick*). W ten sposób znaleziono, że ładunek jądra miedzi wynosi  $29e$ , jądra srebra  $47e$ , jądra platyny  $78e$  w zupełnej zgodności z teorią, według której ładunek jądra równa się iloczynowi ładunku elementarnego  $e$  przez liczbę atomową  $Z$ , tj. przez numer kolejny danego pierwiastka w układzie periodycznym.

Wzory dotyczące rozpraszania cząstek  $\alpha$  w pojedynczych zderzeniach z lekkimi jądrami różnią się nieco od wzorów poprzednich, ponieważ ruch lekkiego jądra po zderzeniu nie może być zaniedbany. Również i w tej dziedzinie teoria zderzeń wyjątkowych potwierdza się w wielu przypadkach, musi być jednak uzupełniona rozważaniami innego rodzaju (§ 80).

#### § 80. Cząstki wodorowe i odskok lekkich atomów.

Jeżeli cząstka  $\alpha$  biegnie w pobliżu jądra lekkiego atomu, mamy podobnie jak w spotkaniu z ciężkim atomem do czynienia ze zderzeniem wyjątkowym, zależnym tylko od sił wywieranych przez jądro, jednakże ruch udzielony jądro musi być wzięty pod uwagę. Kierunki obu torów tworzą ramiona widel; kąty  $\theta$  i  $\theta'$  między tymi ramionami i kierunkiem pierwotnym mogą być obliczone, jeżeli parametr  $b$  jest znany (§ 77) i jeżeli można założyć, że obie cząstki odpychają się zgodnie z prawem *Coulomba*. Istnieją jednak wzory niezależne od rodzaju sił czynnych, wyrażające niektóre zależności między prędkościami, masami i kątami i stosujące się do każdego zderzenia sprężystego, tj. takiego, w którym całkowita energia kinetyczna oraz pęd zachowują wartość niezmienną (patrz § 77, układy wzorów (3), (4)). Za pomocą jednego z wzorów (3), np.  $\text{tg}(\theta + \theta')/\text{tg}\theta' = (1 + M'/M)/(1 - M'/M)$ , można obliczyć stosunek  $M'/M$ , jeżeli kąty  $\theta$  i  $\theta'$  zostały zmierzone. Przypominamy, że jeżeli  $M' < M$  (zderzenie z jądrem wodoru), kąt  $\theta + \theta'$  między ramionami widel jest ostry,  $\theta$  zaś jest mniejsze od  $14,5^\circ$ ; jeżeli  $M' = M$ , kąt  $(\theta + \theta')$  jest prosty (zderzenie z jądrem helu), wreszcie kąt ten jest rozwarty, jeżeli  $M' > M$ , tj.  $M'$  jest to masa jądra dowolnego atomu, różnego od wodoru lub helu<sup>1)</sup>.

Metoda rozprężeń *Wilsona* pozwala bezpośrednio obserwować wspomniane rozwidlenia powstające w gazach; otrzymane zdjęcia pokazują, że po zderzeniu obie cząstki posiadają dobrze określone zasięgi oraz tory w przybliżeniu prostoliniowe. Widły muszą być fotografowane w dwóch odpowiednio dobranych płaszczyznach i dopiero na podstawie dwóch takich zdjęć można obliczyć kąty  $\theta$  i  $\theta'$ , oraz kąt między ramionami widel. W ten sposób zbadano odskok jąder wodoru, helu, azotu, tlenu i argonu. Otrzymane wyniki są zgodne z prawami zderzeń sprężystych (*Blackett, F. Perrin i Auger*).

Zasięg cząstki  $\alpha$  po zderzeniu jest tym krótszy od zasięgu, który cząstka zdołałaby przebiec bez zderzenia, im strata energii jest większa; zasięg uderzonego jądra jest tym większy, im prędkość początkowa cząstki jest większa. Jeżeli prędkości są znaczne, zasięgi w powietrzu są proporcjonalne do sześcianu prędkości, natomiast w przedziale ma-

<sup>1)</sup> Oraz deuterium (*L. W.*)

łych prędkości zasięg jest w pierwszym przybliżeniu proporcjonalny do prędkości. Zgodnie z wzorem (4) prędkości  $v$  i  $v'$  po zderzeniu są:

$$v'/v_0 = 2M \cos \theta' / (M + M'); v/v_0 = (M \cos \theta \pm \sqrt{M'^2 - M^2 \sin^2 \theta}) / (M + M').$$

Widzimy, że zasięg jąder określonego rodzaju ma postać  $R' = R_0' f(\cos \theta')$ , gdzie  $R_0'$  jest to największy zasięg, jaki jądro może uzyskać w zderzeniu centralnym z cząstką danej prędkości,  $f(\cos \theta')$  zaś jest to wzrastająca funkcja  $\cos \theta'$ . Jeżeli  $\theta' = \pi/2$ , mamy  $v' = 0$ ,  $R' = 0$ , jeżeli zatem jądro jest odrzucone pod kątem zbliżonym do kąta prostego, to widły są niewidoczne, dostrzega się tylko załamanie toru cząstki  $\alpha$ , której całkowity zasięg nie różni się dostrzegalnie od normalnego.

Na tablicy XII widzimy zdjęcia rozwidleń otrzymanych w zderzeniach cząstek  $\alpha$  z jądrami wodoru (fig. 1). To ostatnie zdjęcie jest pokazane w dwóch płaszczyznach, co pozwala wyliczyć kąty:  $\theta = 76^\circ 6'$ ,  $\theta' = 45^\circ 12'$ ,  $\theta + \theta' = 121^\circ 18'$ ,  $v'/v_0 = 0.28$ ,  $v/v_0 = 0.82^1$ ).

Ponieważ rozwidlenia powstają najczęściej w pobliżu końca zasięgu cząstek  $\alpha$ , przeto wartości  $R$  i  $R'$  są na ogół niewielkie<sup>2)</sup>.

Na ogół  $R' < R$ , ponieważ prędkość udzielona jądro jest najczęściej mniejsza od końcowej prędkości cząstki  $\alpha$  i może być większa od tej ostatniej tylko w przypadku zderzeń z jądrem wodoru (lub deuterium). Teoria przenikania naładowanych cząstek przez materię jest jeszcze daleka od doskonałości, toteż nie posiadamy zadowalających sposobów teoretycznego obliczania zasięgów, a sprawa komplikuje się jeszcze wskutek tego, że odrzucone jądra tlenu lub argonu najprawdopodobniej są tylko częściowo pozbawione należącego do nich zespołu elektronów. Natomiast w wodorze mamy niewątpliwie do czynienia z protonami.

Dla porównania doświadczeń z obliczeniami opartymi na prawie *Coulomba* jest rzeczą konieczną oznaczyć względną liczbę zderzeń, których następstwem jest odchylenie cząstki  $\alpha$  o dany kąt  $\theta$ , oraz odskok lekkiego jądra w kierunku tworzącym dany kąt  $\theta'$  z początkowym kierunkiem cząstki  $\alpha$ . W istocie ta liczba zależy od parametru  $b$  (§ 77), który obliczamy na podstawie znajomości kątów  $\theta$  i  $\theta'$  w założeniu, że prawo sił jest dane. Badanie cząstek wodorowych przyczyniło się do wyjaśnienia tego zagadnienia.

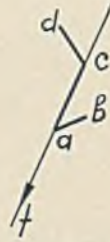
*Cząstki H.* Spośród «promieni» korpuskularnych, powstających wskutek zderzeń cząstek  $\alpha$  z lekkimi atomami, najlepiej zostały zbadane promienie wytwarzane w wodorze, ponieważ ich zasięgi są największe. Są to atomy wodoru pozbawione elektronu, czyli protony; zazwyczaj ozna-

<sup>1)</sup> To rozwidlenie odpowiada w przybliżeniu przypadkowi przedstawionemu na wykresie rys. 112.

<sup>2)</sup> W celu łatwiejszego obserwowania zasięgów jąder *O*, *N* i *A* komorę rozprężoną należy napełnić mieszaniną jednego z tych gazów z wodorem, w którym wszystkie zasięgi są znacznie dłuższe.



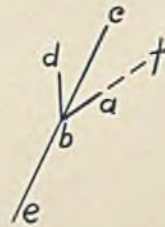
Fig. 1.



*at* - cząstka  $\alpha$ ; *abcd* - atomy tlenu; *ace* - atom *ThA* w odskoku.



Fig. 2.



*ab* atom *AcA*  
*bc* atom *AcB*  
*bd* atom tlenu  
*at*, *be* - cząstki  $\alpha$

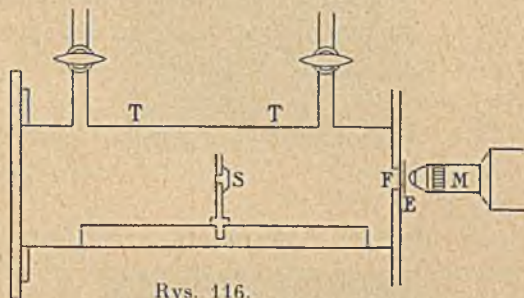




czamy je symbolem  $H$ . Zgodnie z podanym poprzednio wzorem największa prędkość cząstki  $H$  wynosi (str. 210, (4))  $v' = 1,6 v_0$ . Zagadnienie zasięgu protonów jest stosunkowo łatwe; można dowieść, że zasięgi protonów i cząstek  $\alpha$ , mających jednakową prędkość, powinny być w danym gazie w przybliżeniu jednakowe. Jeżeli zasięg jest proporcjonalny do  $v^3$ , to najszybsze cząstki  $H$ , których kąt  $\theta' = 0$ , powinny posiadać zasięg 4 razy dłuższy od zasięgu odpowiadających im cząstek  $\alpha$ ; biorąc ogólnie,  $R' = R_0 \cos^3 \theta'$ , gdzie  $\theta'$  jest to kąt między kierunkiem prędkości cząstki  $H$  i kierunkiem początkowym cząstki  $\alpha$ <sup>1)</sup>.

Jeżeli kąt  $\theta'$  jest mniejszy od  $50^\circ$ , zasięg cząstki  $H$  jest większy od zasięgu cząstki  $\alpha$ , która dała początek cząstce  $H$ .

W celu obserwowania cząstek  $H$  posługiwano się dawniej własnością, którą te cząstki posiadają na równi z cząstkami  $\alpha$ , a mianowicie zdolnością wytwarzania scyntylacji na ekranie z siarczku cynku. Jedno z urządzeń opartych na tej zasadzie jest przedstawione na rys. 116.



Rys. 116.

Źródło  $S$  jest to silny preparat  $RaC'$ ,  $ThC'$  lub  $Po$ , złożony na małym krążku, który może być przesuwany w rurze  $T$ , zawierającej wodór pod odpowiednio dobranym ciśnieniem. Podstawa rury posiada otwór zamknięty cienką folią metalową  $F$ , zatrzymującą cząstki  $\alpha$ , lecz przepuszczającą cząstki  $H$  dużego zasięgu, powstające w wodorze wskutek zderzeń z cząstkami  $\alpha$  wychodzącymi ze źródła. Mikroskop  $M$  służy do obserwowania scyntylacji na ekranie z siarczku cynku  $E$ . W celu zbadania przenikliwości cząstek  $H$  umieszcza się dodatkowe ekrany pomiędzy oknem  $F$  i ekranem  $E$ . Jeżeli źródło wysyła promienie  $\beta$  i  $\gamma$ , aparat należy umieścić w silnym polu magnetycznym, które usuwa promienie  $\beta$  powodujące równomierną jasność ekranu. Ponieważ promienie  $\gamma$  nie są odchylone, przeto jest rzeczą korzystną używać  $Po$  jako źródła promieni: promienie  $\alpha$   $Po$  posiadają wprawdzie mniejszą prędkość niż promienie  $RaC'$  lub  $ThC'$ , ale promieniowanie  $\beta$  i  $\gamma$  jest znikomo małe.

Zamiast wodoru można używać jako źródła cząstek  $H$  jakiejkolwiek substancji obfitującej w wodór, np. parafiny. W tym przypadku umieszcza się najczęściej cieniutką warstwę parafiny wprost na źródle. Rurkę  $T$  można opróżnić lub też wprowadzać do niej różne gazy pochłaniające promieniowanie; warunki geometryczne są w tej metodzie lepiej określone niż w poprzedniej.

<sup>1)</sup> W rzeczywistości związek pomiędzy  $R'$  i  $v'$ , a zatem również między  $R'$  i  $\theta'$  jest bardziej skomplikowany. W Przypisach znajduje się tablica prędkości i zasięgów obliczonych na podstawie teorii *Bethego*.

Pomimo trudności wynikających z tego, że prędkości cząstek  $H$  nie są jednakowe, zdołano dowieść, że cząstki te są pochłaniane zgodnie z prawami bardzo podobnymi do praw absorpcji cząstek  $\alpha$ . W szczególności ekrany równoważne pod względem absorpcji cząstek  $\alpha$  pochłaniają również cząstki  $H$  w jednakowym stopniu. Zgodnie z przewidywaniami teoretycznymi stosunek zasięgu najszybszych cząstek  $H$  do zasięgu cząstek  $\alpha$ , które są ich źródłem, jest zbliżony do 4 w powietrzu i w wodorze. Tak np. promieniom  $\alpha$   $RaC'$ , posiadającym zasięg 7 *cm* w powietrzu, odpowiadają cząstki  $H$ , których największy zasięg w powietrzu jest zbliżony do 30 *cm*, w wodorze zaś do 120 *cm*, gdy tymczasem zasięg cząstek  $\alpha$   $RaC'$  w wodorze wynosi 32 *cm*. Podobnie promieniom  $\alpha$   $Po$  odpowiadają cząstki  $H$ , których największy zasięg w powietrzu jest zbliżony do 16 *cm*.

Scyntyłacje wytworzone przez cząstki  $H$  są słabsze niż scyntyłacje pochodzące od cząstek  $\alpha$ , ponieważ nawet najszybsze cząstki  $H$  unoszą zaledwie 64% energii cząstki  $\alpha$ .

Inna metoda obserwowania cząstek  $H$  polega na wytwarzaniu torów mgiełkowych; mówiliśmy już poprzednio o zastosowaniu tej metody do badania rozwidleń. Metoda ta pozwala również badać rozkład długości zasięgów cząstek  $H$ ; oczywiście może to dotyczyć tylko cząstek, których zasięg jest dłuższy od zasięgu czynnych w tym procesie cząstek  $\alpha$ .

Tablica XIII, fig. 5 przedstawia zdjęcie wiązki cząstek  $H$  wychodzących z cienkiej warstwy celofanu, bombardowanej przez promienie  $\alpha$  wysyłane przez bardzo mały preparat polonu; promienie  $\alpha$  są absorbowane w celofanie, natomiast wytworzone cząstki  $H$  przechodzą przez ekran i przenikają do komory rozprzeń.

Istnieje wreszcie metoda oparta na zdolności jonizacyjnej cząstek  $H$  i polegająca na liczeniu tych cząstek za pomocą licznika igłowego (§ 72), podobnie jak to się czyni w przypadku cząstek  $\alpha$ .

Znaleziono, że zdolność jonizacyjna cząstek  $H$  jest w przybliżeniu cztery razy mniejsza niż zdolność jonizacyjna cząstek  $\alpha$  posiadających tę samą prędkość (*Blau i Rona*).

Promienie  $H$  są odchylane w polu magnetycznym i w polu elektrycznym w sposób zupełnie analogiczny do promieni  $\alpha$  (§ 69). Jeżeli odchylenia  $z$  i  $y$  są małe, można przyjąć, że  $z$  jest proporcjonalne do  $E'/M'v'$ ,  $y$  zaś do  $E'/M'v'^2$ . Stosunek  $E'/M'$  protonu jest dwa razy większy od stosunku  $E/M$  cząstki  $\alpha$ ; jeżeli zatem prędkości są jednakowe, wartości  $z$  i  $y$  powinny być dwa razy większe dla cząstek  $H$ . Ponieważ największa wartość  $v'/v_0$  wynosi 1,6, przeto odpowiadające tej największej prędkości wartości  $z$  i  $y$  wynoszą  $1,25z_\alpha$  i  $0,78y_\alpha$ , gdzie  $z_\alpha$  i  $y_\alpha$  są to wartości otrzymywane z cząstkami  $\alpha$ . Te wnioski zostały sprawdzone doświadczalnie w sposób przybliżony za pomocą metody scyntyłacyj; używano wiązek promieni  $H$ , ograniczonych za pomocą odpowiednich diafragm i obserwowano przesuwanie się pasma scyntyłacyj pod wpływem pola. Na pod-



Fig. 1.

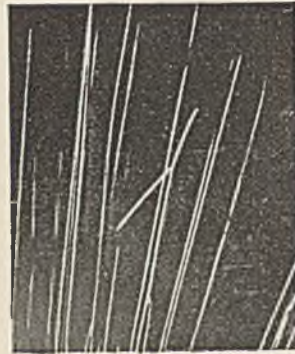


Fig. 2.



Fig. 3.

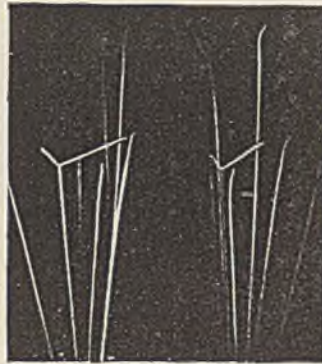


Fig. 4.



Fig. 5.

Zderzenia sprężyste cząstek  $\alpha$  z jądrami.

- Fig. 1. Zderzenie cząstki  $\alpha$  z atomem wodoru. Odskok protonu (tor cienki) (Blackett i Lees).  
 Fig. 2. Zderzenie z jądrem azotu. Odbita cząstka  $\alpha$  tworzy kąt  $142^\circ$  z kierunkiem pierwotnym (Blackett i Lees).  
 Fig. 3. Zderzenie z jądrem argonu; widoczny krótki tor odskoku (Blackett i Lees).  
 Fig. 4. Zderzenie z jądrem tlenu. Fotografia w dwóch płaszczyznach (Blackett).  
 Fig. 5. Naturalne cząstki  $H$  powstające w przejściu cząstek  $\alpha$  przez celofan (S. Gorodetzky).



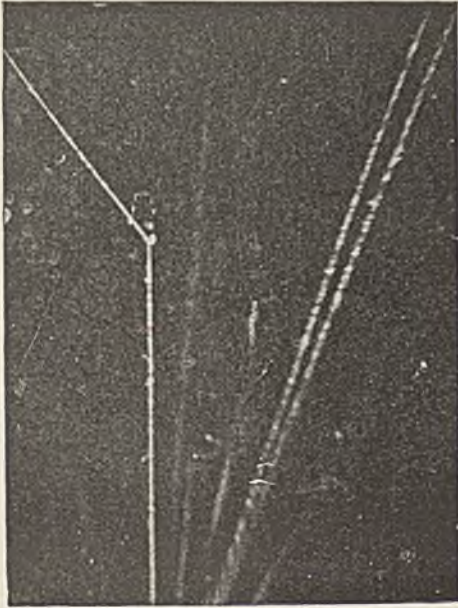


Fig. 1.

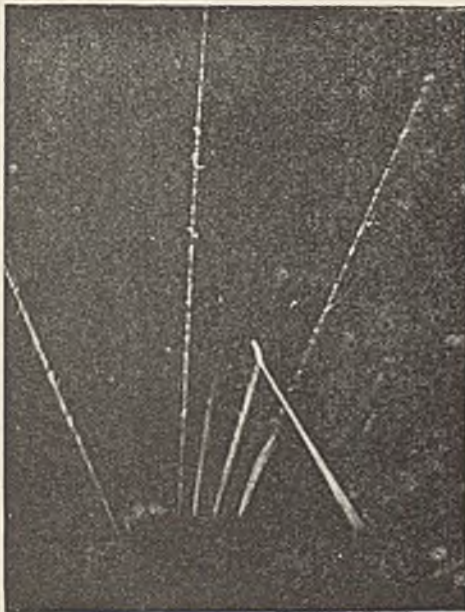
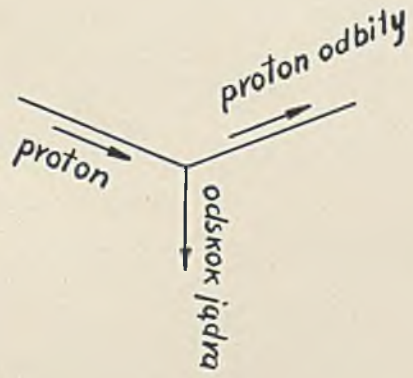


Fig. 2.





stawie tych doświadczeń znaleziono, że wartość  $E'/M'$  jest zbliżona do  $10^3$  *j.em*, największa zaś wartość  $v'$  jest zbliżona do  $1,6 v$  (*Rutherford*). Ponadto zdołano zidentyfikować cząstki  $H$  jako protony za pomocą metody podobnej do metody spektrografii mas (*Stetter*).

Cząstki  $H$  mogą doznawać zderzeń wyjątkowych z jądrami atomowymi. Na tablicy XIV widzimy zdjęcia torów cząstek  $H$ , otrzymanych za pomocą metody rozprężeń. Jeden z tych torów jest załamany, drugi zaś zakończony rozwidleniem; jest rzeczą prawdopodobną, że w obu przypadkach mamy do czynienia ze zderzeniem między cząstką  $H$  i jądrem azotu lub tlenu.

### § 81. Anormalne rozproszenie cząstek $\alpha$ .

Doniosłe wyniki otrzymano w doświadczeniach dotyczących rozkładu katowego cząstek  $H$ . Jak wiemy, prawdopodobieństwo, że przedłużenie początkowego toru cząstki  $\alpha$  leży w mniejszej niż  $b$  odległości od jądra, równa się  $\pi b^2 n l$  w przypadku, gdy promienie przechodzą przez bardzo cienką warstwę grubości  $l$ , zawierającą  $n$  jąder w jednostce objętości. Każdemu zderzeniu spełniającemu ten warunek odpowiada cząstka  $H$  odchylona o kąt mniejszy od kąta  $\theta'$ , którego zależność od parametru  $b$  jest dana na podstawie prawa *Coulomba* (patrz § 77) jako

$$\cot \theta' = EE'(M + M')/b v^2 MM'.$$

Wszystkie te cząstki  $H$  posiadają zasięg większy niż  $R' = R'_0 f(\theta')$ , gdzie  $R'_0$  jest to zasięg maksymalny.

Na tej podstawie wyliczamy, że liczba  $q$  cząstek  $H$ , posiadających zasięg większy od  $R'$  i wytworzonych przez  $Q$  cząstek  $\alpha$  przechodzących z prędkością  $v$  przez  $1$  *cm* wodoru w normalnych warunkach ciśnienia i temperatury, wynosi:

$$q/Q = K \tan^2 \theta', \text{ gdzie } K = 4\pi n e^4 (M + M')^2 / v^4 M^2 M'^2.$$

Kładąc  $n = 2,7 \cdot 10^{19}$ ;  $e = 4,77 \cdot 10^{-10}$  *j.es*,  $v = 1,92 \cdot 10^9$  *cm/sek* (promienie  $\alpha$  *RaC'*),  $M = 6,60 \cdot 10^{-24}$  *g*,  $M' = 1,66 \cdot 10^{-24}$  *g*, znajdujemy  $K = 1,46 \cdot 10^{-6}$ .

Doświadczenie polega na tym, że liczymy cząstki  $H$  wysłane w kącie bryłowym  $d\omega$  i w kierunku  $\theta'$ , posiadające zasięg odpowiadający  $\theta'$ . Teoria daje w tym przypadku:

$$q/Q = 4 n l e^4 (M + M')^2 d\omega / v^4 M^2 M'^2 \cos^3 \theta'.$$

Doświadczenie daje wyniki niezgodne z teorią (*Rutherford*, *Chadwick* i *Bieler*). Jeżeli liczymy za pomocą metody scyntylicyj cząstki  $H$ , wysyłane przez cienką warstwę parafiny w kierunku tworzącym kąt zawarty między  $20^\circ$  i  $30^\circ$  z cząstkami  $\alpha$  padającymi na ekran, znajdujemy, że stosunek  $q/Q$ , należący do pewnego kąta  $\theta'$ , posiada wartość w przybliżeniu teoretyczną w przypadku, gdy promienie  $\alpha$  posiadają zasięg wy-



noszący tylko 2 cm; jeżeli jednak cząstki  $\alpha$  mają większą prędkość, stosunek ten jest większy od teoretycznego, odchylenie zaś od teorii jest tym większe, im prędkość jest większa. Tak np. liczba cząstek  $H$  obserwowanych w kierunku  $\theta' = 30^\circ$  i wytworzonych przez cząstki  $\alpha$  o zasięgu  $R = 2,9$  cm jest cztery razy większa od liczby teoretycznej, cząstki zaś o zasięgu  $R = 6,6$  cm wytwarzają 30 razy więcej cząstek biegnących w kierunku  $\theta' = 30^\circ$  niżby to wynikało z podanego wzoru. Jeżeli  $R = 8,2$  cm, to w kierunku  $\theta' = 30^\circ$  znajdujemy 100 razy więcej cząstek  $H$  niż tego chce teoria.

Ponieważ cząstka  $\alpha$  biegnąca po torze, którego parametr  $b$  jest dany, tym bardziej zbliża się do jądra wodoru, im jej prędkość początkowa jest większa, przeto Rutherford założył, że prawo Coulomba przestaje się stosować, gdy odległość między cząstkami jest dostatecznie mała. Skoro rozkład prędkich cząstek  $H$  w zależności od kąta  $\theta'$  jest niezgodny z teorią, to ta sama niezgodność musi dotyczyć również katowego rozkładu cząstek  $\alpha$  rozproszonych w zderzeniach. To rozproszenie, nie dające się obliczyć na podstawie prawa Coulomba, otrzymało nazwę *rozproszenia anormalnego*.

Anormalne rozproszenie cząstek  $\alpha$  zostało zaobserwowane nie tylko w wodorze, ale również w helu, a nawet w glinie lub magnezie; w tych dwóch ostatnich przypadkach bada się rozproszenie cząstek  $\alpha$ , przechodzących przez cienką warstwę glinu lub magnezu. Liczba cząstek rozproszonych jest większa od liczby teoretycznej, jeżeli kąt rozproszenia oraz prędkość są zawarte w pewnych określonych granicach; w innych przedziałach prędkości i kątów rozproszenia liczba ta jest mniejsza od teoretycznej. W przypadku  $Al$  stosunek liczby cząstek  $\alpha$ , posiadających małą prędkość i rozproszonych pod kątem  $\theta = 135^\circ$ , do liczby teoretycznej jest równy 1, staje się mniejszy od 1, gdy prędkość wzrasta, następnie przechodzi przez minimum, po czym znowu wzrasta. We wszystkich przypadkach mamy do czynienia z rozproszeniem normalnym, jeżeli na podstawie prawa Coulomba możemy wnosić, że cząstka  $\alpha$  nie zbliża się zbyt do jądra, np. jeżeli w przypadku glinu najmniejsza odległość od jądra wynosi co najmniej  $13 \cdot 10^{-13}$  cm.

W celu wyjaśnienia tych zjawisk jest rzeczą niezbędną wziąć pod uwagę budowę jądra. Jeżeli dwa jądra znajdują się bardzo blisko siebie, to ich wzajemne działanie nie może być opisane jako odpychanie się dwóch ładunków punktowych według prawa Coulomba.

Możemy scharakteryzować odstępstwo od prawa Coulomba dodając do zwykłego wyrazu siły odpychającej wyraz przedstawiający przyciąganie, pojawiający się wtedy, gdy  $r$  jest bardzo małe, i odwrotnie proporcjonalny do  $r^n$ , gdzie  $n > 2$ . Wyraz tego rodzaju otrzymujemy zakładając, że jądro może być spolaryzowane w polu elektrycznym, wytworzonym przez cząstkę  $\alpha$  zgodnie z prawem Coulomba (Debye i Hardmeier).

Stosując metody mechaniki falowej, otrzymujemy wynik podobny do

klasycznego: mianowicie w granicach stosowalności prawa *Coulomba* rozproszenie powinno być normalne (*Mott*). Musimy zatem założyć, że w bliskości jądra panuje pole różne od pola *Coulomba*, np. zgodne z krzywą energii potencjalnej podaną przez *Gamowa* (§ 114 i 115). Założenia tego rodzaju pozwalają wytłumaczyć rozproszenie anormalne na gruncie mechaniki falowej.

Widzimy zatem, że w przypadku lekkich atomów cząstka  $\alpha$  może podejść tak blisko do jądra, że obserwowane zjawiska stają się zależne od rozmiarów i odległości obu cząstek; odległości są wówczas rzędu  $4 \cdot 10^{-13}$  cm. Natomiast w przypadku jąder miedzi, srebra i złota rozproszenie cząstek  $\alpha$  pozostaje normalne, gdy najmniejsza odległość od tych jąder wynosi odpowiednio  $1,2 \cdot 10^{-12}$  cm,  $2 \cdot 10^{-12}$  cm oraz  $3,1 \cdot 10^{-12}$  cm; rozmiary tych jąder muszą być przeto mniejsze od tych wartości.

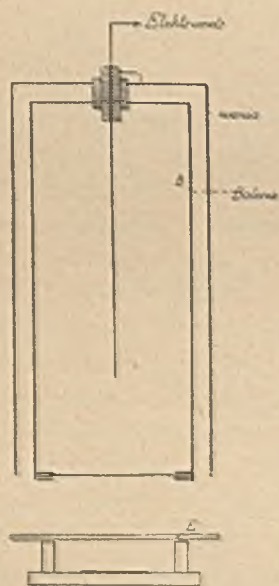
---

## ROZDZIAŁ XIV

### PROMIENIE $\beta$

#### § 82. Badanie promieni $\beta$ za pomocą metody absorpcji. Współczynnik absorpcji. Grupy.

Promienie  $\beta$  ciał promieniotwórczych są tej samej natury co promienie katodowe; materia, przez którą przechodzą, działa na nie w sposób analogiczny. Absorpcja tych promieni jest przeto zjawiskiem bardzo złożonym. W dawniejszych pracach, mających na celu scharakteryzowanie promieni  $\beta$  różnych radiopierwiastków, posługiwano się tylko badaniem całkowitej absorpcji, zdefiniowanej podobnie jak absorpcja promieni katodowych; sposób ten jest jeszcze obecnie często używany w przypadku, gdy chodzi o rozpoznanie radiopierwiastków.



Rys. 117.

Najprostsza i najczulsza metoda badania absorpcji promieni  $\beta$  polega na wytwarzaniu prądu jonowego w komorze, do której przenikają te promienie bezpośrednio lub poprzez ekrany pochłaniające. Pomiar ten bywa najczęściej dokonywany w powietrzu pod ciśnieniem atmosferycznym, w tzw. komorze jonizacyjnej «do promieni przenikliwych» (B, rys. 117). Promienie, wychodzące z płaskiej warstwy substancji promieniotwórczej, przenikają do komory poprzez folię glinową, umieszczoną na dnie komory; pomiędzy źródłem i komorą można umieszczać ekrany pochłaniające E. Zamiast komory można używać elektroskopu, którego jedna ze ścian pochłania

promienie  $\beta$  w bardzo słabym stopniu. Jeżeli źródło wysyła promienie  $\alpha$ , ścianka ta musi posiadać dostateczną grubość, aby te promienie zostały całkowicie pochłonięte.

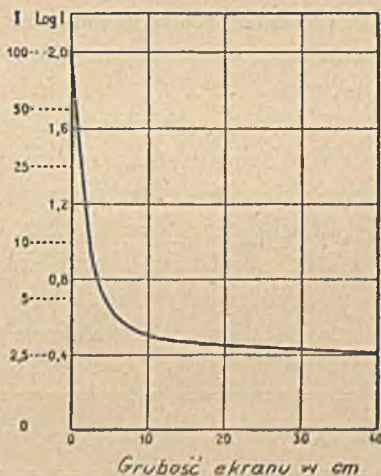
Jeżeli chodzi o otrzymanie możliwie największego efektu, jest rzeczą wskazaną umieszczać źródło blisko komory zostawiając tylko niewielki

odstęp, konieczny dla umieszczania ekranów. Promienie wchodzące do komory nie są zatem równoległe: jest to wiązka promieni, których kierunki wahają się w szerokich granicach. Przyrządy tego typu dają analogiczne krzywe absorpcji, nawet jeżeli ich rozmiary są różne. Zjawisko to tłumaczymy rozproszeniem promieni  $\beta$  w ekranach, rozproszeniem, które odbywa się w sposób podobny do rozproszenia promieni katodowych (patrz § 16). Wiązka pierwotnie równoległa, przechodząca przez materię, ulega szybko rozproszeniu i zamienia się w rozproszone promieniowanie, utworzone z promieni biegnących we wszystkich możliwych kierunkach, zarówno ku przodowi jak i w kierunku wstecznym względem wiązki pierwotnej. W zwykłych warunkach doświadczalnych, np. w opisanym poprzednio urządzeniu, mamy, w przybliżeniu, do czynienia ze stanem zupełnego rozproszenia.

Podobnie jak w przypadku promieni katodowych (patrz § 16) możemy zdefiniować współczynnik absorpcji całkowitej  $\mu$  i masowy współczynnik absorpcji  $\mu/\rho$  w następujący sposób:

$$I = I_0 e^{-\mu x} = I_0 e^{-\mu m/\rho s},$$

gdzie  $I_0$  jest to natężenie początkowe,  $I$  — natężenie zmierzone po przejściu przez ekran o grubości  $x$ ,  $\rho$  — gęstość materii pochłaniającej,  $m/s$  — masa powierzchniowa ekranu. Grubość ekranu  $L$  potrzebna do tego, aby natężenie  $I$  zmniejszyło się do połowy, wynosi  $L = \ln 2/\mu = 0,693/\mu$ . Jeżeli źródło wysyła oprócz promieni  $\beta$  również promienie  $\gamma$ , jonizacja wytworzona przez te ostatnie jest stosunkowo niewielka, toteż obecność promieni  $\gamma$  ujawnia się dopiero wtedy, gdy promieniowanie pierwotne, po przejściu przez odpowiednie ekrany, zostało osłabione do małego ułamka wartości początkowej; to pozostałe promieniowanie składa się z promieni znacznie przenikliwszych od promieni  $\beta$  (rys. 118). W tym przypadku należy uwzględnić poprawkę polegającą na tym, że od zmierzonego prądu jonowego odejmuje się ekstrapolowany prąd jonowy, pochodzący od promieni  $\gamma$ . Za pomocą aparatury tego typu co na rys. 117 znajdujemy, że promieniowanie  $\beta$  niektórych radiopierwiastków jest pochłaniane zgodnie z prostym prawem wykładniczym, stosującym się w szerokich granicach natężenia, np. aż do zmniejszenia w stosunku 100:1. W ten sposób są pochłaniane np. promienie  $\beta$  *RaE*, których współczynnik absorpcji cał-



Rys. 118. Absorpcja promieni  $\beta$  i  $\gamma$  cienkościenniej rurki zawierającej radon. Ekran z miedzi.

kowitej w glinie  $\mu = 45 \text{ cm}^{-1}$ ,  $\mu/\rho = 16,9 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ . Prawo absorpcji promieni  $\beta$  uranu X w glinie może być przedstawione za pomocą sumy dwóch funkcji wykładniczych z bardzo różnymi współczynnikami,  $\mu_1 = 18 \text{ cm}^{-1}$  i  $\mu_2 = 460 \text{ cm}^{-1}$ ; co więcej, zdołano dowieść, że promieniowanie to składa się istotnie z dwóch składników różnego pochodzenia: składnik mniej przenikliwy ( $\mu_2 = 460$ ) jest wysyłany przez  $UX_1$ , bardziej przenikliwy zaś, ( $\mu_1 = 18$ ), przez krótkotrwały pierwiastek pochodny  $UX_2$  towarzyszący  $UX_1$ . Tak więc w przytoczonych przypadkach dany radiopierwiastek wysyła promieniowanie  $\beta$ , charakteryzujące się określonym współczynnikiem absorpcji; w przypadku innych radiopierwiastków (*RaB*, *RaC*) jest rzeczą konieczną założyć, że promieniowanie składa się z dwóch albo trzech składników, z których każdy posiada określony współczynnik absorpcji. Składniki promieniowania  $\beta$  pochłaniane zgodnie z prawem wykładniczym charakteryzują radiopierwiastki, od których pochodzą; istnieje tu pewna analogia do możliwości rozpoznawania pierwiastka na podstawie zasięgu wysyłanych cząstek  $\alpha$ . Ta analogia jest jednak bardzo niedokładna. W istocie cząstki  $\alpha$  należące do tej samej grupy posiadają prędkości dokładnie jednakowe, ich widmo magnetyczne zaś jest utworzone z jednego lub kilku prążków. Natomiast promienie  $\beta$ , należące do grupy określonej na podstawie absorpcji wykładniczej, nie są jednorodne pod względem prędkości; analiza promieniowania za pomocą odchylenia magnetycznego wykazuje, że każdej grupie odpowiada nie prążek, lecz szerokie pasmo (§ 84) zbudowane w ten sposób, że średnia prędkość jest tym większa, im współczynnik absorpcji jest mniejszy.

Zgodnie z dzisiejszymi poglądami teoretycznymi wykładnicze prawo pochłaniania naturalnej grupy promieniowania  $\beta$  nie posiada określonego znaczenia. Jak się zdaje, mechanizm absorpcji jest wynikiem współdziałania wielu czynników, z których najważniejsze są to: początkowy rozkład prędkości i przebieg rozproszenia w materii.

Współczynniki absorpcji w glinie naturalnych grup promieni  $\beta$  radiopierwiastków są zestawione w poniższej tablicy<sup>1)</sup>.

$\mu$ w $\text{cm}^{-1}$	$\mu$ w $\text{cm}^{-1}$	$\mu$ w $\text{cm}^{-1}$	$\mu$ w $\text{cm}^{-1}$
<i>UX</i> <sub>1</sub> 460	<i>Ra</i> 312	<i>Pa</i> 126	<i>MTh</i> 1      ?
<i>UX</i> <sub>2</sub> 18	<i>RaB</i> 890; 80; 13	<i>Ac</i> ?	<i>MTh</i> 2      40 do 20
<i>UY</i> około 300	<i>Ra(C + C')</i> 50; 13	<i>RAc</i> 175	<i>RTh</i> 420
	<i>RaD</i> 5500	<i>AcB</i> 1000	<i>ThB</i> 153
	<i>RaE</i> 45,5	<i>Ac(C + C'')</i> 29	<i>Th(C + C'')</i> 21,6; 14,4

<sup>1)</sup> Podane liczby są zgodne z tablicą stałych promieniotwórczych 1930 r.

Wśród radiopierwiastków znajdujemy zatem składniki promieniowania  $\beta$ , których przenikliwość waha się w bardzo szerokich granicach; natężenie składników najmniej przenikliwych spada, praktycznie biorąc, do zera po przejściu przez ekran, którego grubość wynosi zaledwie 0,1 mm, natomiast dla otrzymania tego samego wyniku ze składnikami najbardziej przenikliwymi potrzebna jest grubość rzędu kilku milimetrów. Przemianie aktynu oraz mezotoru i towarzyszy emisja elektronu jądrowego, wszelako nie udało się dotąd wykryć promieniowania  $\beta$  odpowiadającego tej przemianie, zapewne dlatego, że jego przenikliwość jest zbyt mała.

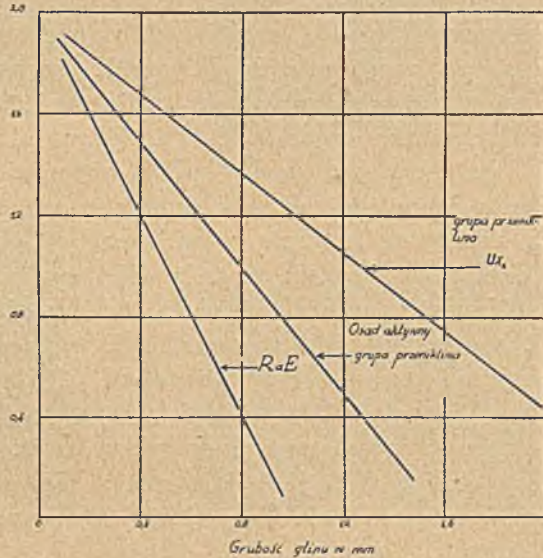
Na rys. 119 jest przedstawiona w glinie absorpcja kilku grup promieni  $\beta$ .

Lenard wykazał, że współczynnik  $\mu/\rho$  promieni katodowych zmienia się nieznacznie wraz z gęstością  $\rho$  materii pochłaniającej. To samo stosuje się do promieni  $\beta$ .

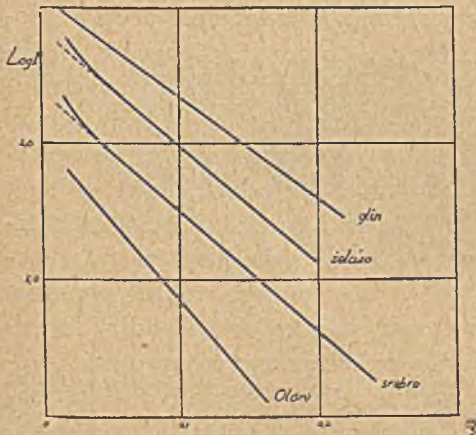
Dokładniejsze badania dowodzą jednak, że  $\mu/\rho$  jest to funkcja wzrastająca liczby atomowej  $Z$ , posiadająca, jak się zdaje, kształt  $\mu/\rho = a + bZ$  (G. Fournier); wyraz  $bZ$  jest zawsze mniejszy od  $a$ , nawet jeżeli  $Z$  jest wielkie.

Współczynnik absorpcji w związkach chemicznych obliczony na jedną drobinę równa się w przybliżeniu sumie współczynników absorpcji, charakteryzujących każdy z atomów drobin; prawo to wyraża się wzorem  $\mu M/\rho = \sum M_i A_i/\rho_i$  ( $M$  — ciężar drobinowy,  $A$  — ciężar atomowy,  $\rho$  — gęstość); dostrzeżono jednak odstępstwa od tego prawa addytywności (G. Fournier i Guilloi).

Krzywe na rys. 120 przedstawiają absorpcję promieni  $\beta$   $RaE$  w glinie i w niektórych innych ciałach. Odcięte są to masy powierzchniowe materii ekranu, rzędne zaś  $\log I$  ( $I$  — natężenie promieniowania, mierzone za pomocą



Rys. 119.



Rys. 120.

jonizacji). Krzywe mają przebieg prostoliniowy z wyjątkiem szybszego spadku początkowego, który można wytłumaczyć ustalaniem się stanu rozproszenia. Wartość  $\mu$  można wyliczyć na podstawie nachyleń prostych.

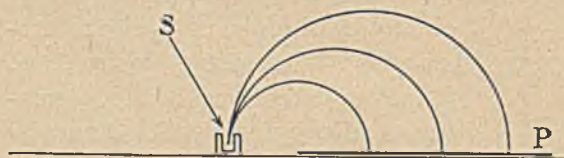
W doświadczeniach wykonanych przy użyciu wąskich równoległych wiązek promieni  $\beta$ , posiadających jednakową prędkość początkową, otrzymujemy krzywe absorpcji, które nie są wykładnicze i odznaczają się tym, że współczynnik absorpcji wzrasta wraz z grubością ekranu; absorpcja wykładnicza nie może być zatem traktowana jako oznaka jednorodności promieni  $\beta$  (*W. Wilson*).

Niektórzy autorowie badali absorpcję promieni  $\beta$  mierząc zamiast prądu jonowego ładunek przenoszony przez promienie. Jeżeli ekrany są ustawione w obu przypadkach w podobny sposób względem źródła i odbiornika, to obie metody dają wyniki analogiczne.

Na ogół można stwierdzić, że przenikliwość promieni  $\beta$  jądrowych, tj. towarzyszących przemianie  $\beta$ , wzrasta wraz ze stałą zaniku pierwiastka, który jest ich źródłem. Tak np. promienie  $\beta$   $UX_1$ , którego okres wynosi około 24 dni, tworzą grupę znacznie mniej przenikliwą od grupy wysyłanej przez pierwiastek pochodny  $UX_2$ , którego okres jest zbliżony do jednej minuty; nie udało się jednak dotąd wykryć prawa równie dokładnego, jak w przypadku emisji promieni  $\alpha$  (prawo *Geigera i Nuttalla*, § 70).

### § 83. Odchylenie magnetyczne i elektryczne. Stosunek $e/m$ i $v$ . Widma magnetyczne.

Pole magnetyczne lub elektryczne, nawet niezbyt silne, odchyła promienie  $\beta$ ; pierwsze spostrzeżenia dotyczące tego odchylenia były dokonane przez *Giesela*, *Meyera* i *von Schweidlera*, *Becquerela* oraz *Dorna*. *Becquerel* wykazał, że stosunek  $e/m$  ładunku do masy promieni  $\beta$  jest tego samego rzędu wielkości, co  $e/m$  promieni katodowych. Jedno z do-



Rys. 121.

świadczeń *Becquerela* zostało wykonane w następujący sposób. Odrobinę soli radowej umieszczono w ołowianej kuwecie, postawionej na emulsji kliszy fotograficznej owiniętej czarnym papierem (rys. 121). Promienie

były ograniczone w ten sposób, że tworzyły wiązkę prostopadłą do kliszy. Pole magnetyczne było prostopadłe do płaszczyzny rysunku, promienie  $\beta$  ulegały odchyleniu i padały na kliszę po opisanu torów, mających w przybliżeniu kształt półkola. Na wywołanej kliszy było widoczne rozmyte pasmo, świadczące o tym, że wiązka wychodząca ze

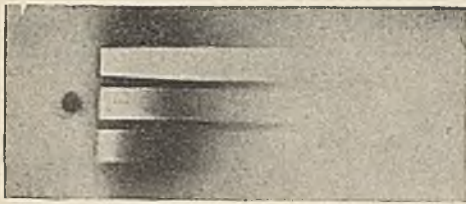


Fig. 1.



Fig. 2.

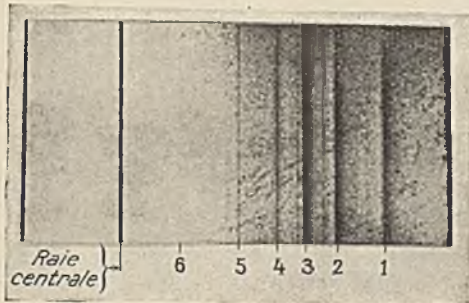


Fig. 3.

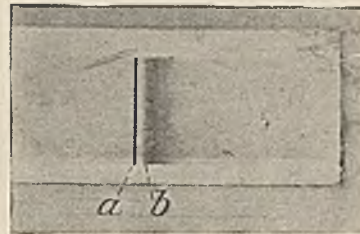


Fig. 4.



Fig. 5.

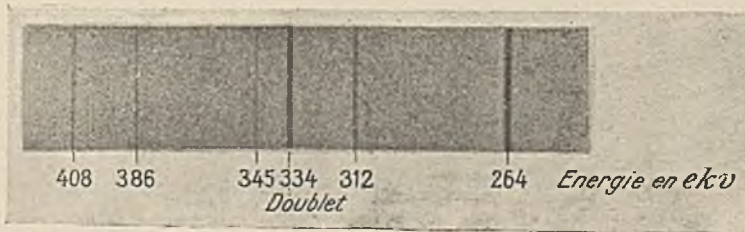


Fig. 6.

Fig. 1. Odchylenie magnetyczne promieni  $\beta$  w związku z ich przenikliwością (*H. Becquerel*).

Fig. 2. Odchylenie magnetyczne promieni  $\beta$  radu. Promienie nie odchylone:  $\alpha$  i  $\gamma$ .

Fig. 3. Widmo magnetyczne promieni  $\beta$   $RaB + RaC$ . Metoda bezpośrednia (*J. d'Espine*).

	<i>RH</i>	<i>W ekw.</i>		<i>RH</i>	<i>W ekw.</i>
<i>RaB</i> I	1410	153	<i>RaB</i> 4	2256	338
„ II	1677	207	<i>RaC</i> 5	2980	520
„ III	1938	264	„ 6	5904	1334

Fig. 4. Widmo magnetyczne promieni  $\beta$   $RaE$ , metoda bezpośrednia (*J. d'Espine*). *a* — prążek centralny, *b* — początek pasma ciągłego aż do  $RH = 5800$ ;  $W = 1,3 \cdot 10^6$  ew.

Fig. 5. Widmo magnetyczne promieni  $\beta$   $ThB + ThC$ . Metoda ogniskowania (*T. Graf*).

Fig. 6. Widmo magnetyczne promieni  $\beta$   $AcB + AcC$ . Metoda ogniskowania (*T. Graf*).





źródła składa się z promieni odchylanych w różnym stopniu. Jeżeli emulsję przykrywamy różnymi ekranami pochłaniającymi (papier, szkło, metal), stwierdzamy, że granica zacernienia znajduje się w tym większej odległości od źródła, im ekran silniej pochłania promienie. Promienie bardziej przenikliwe są zatem słabiej odchylane, co dowodzi, że posiadają większą prędkość. Na tablicy XV, fig. 1 widzimy odbitkę zdjęcia otrzymanego w ten sposób. Na tablicy XV, fig. 2 przedstawia składniki promieniowania radu, rozdzielone za pomocą pola magnetycznego prostopadłego do początkowego kierunku wiązki; klisza została umieszczona równoległe do tego kierunku. Na zdjęciu widzimy rozmytą odchyloną wiązkę promieni  $\beta$  oraz nie odchyloną wiązkę promieni  $\alpha$  i  $\gamma$ ; w istocie pole użyte w doświadczeniu było zbyt słabe, aby spowodować dostrzegalne odchylenie promieni  $\alpha$ .

Pierwsze doświadczenia, mające na celu zbadanie czy stosunek  $e/m$  zmienia się wraz z prędkością  $v$ , zostały wykonane przez Kaufmanna, który zastosował metodę skrzyżowanych odchyień w polu magnetycznym i elektrycznym (§ 14, rys. 34). Odrobina soli radowej stanowiła źródło promieni. Prędkości promieni  $\beta$  są niejednakowe. Różnym wartościom  $\beta$  odpowiadają różne wartości  $e/m$ . Odchylone promienie padają na umieszczoną w próżni kliszę, na której powstaje szereg punktów tworzących ciągłą krzywą; współrzędne tej krzywej w płaszczyźnie kliszy są to odchylenia elektryczne i magnetyczne  $z$  i  $y$ ; każdy zaś jej punkt jest to ślad promieni określonej prędkości. Zależność między  $z$  i  $y$ , obliczona na podstawie analizy krzywej, dowodzi, że stosunek  $e/m$  zmniejsza się, gdy prędkość wzrasta.

Wyniki otrzymane przez Kaufmanna były pierwszym doświadczalnym potwierdzeniem teorii, która przypisuje masie  $m$  elektronu pochodzenie elektromagnetyczne (§ 33). Późniejsze prace wykonane z większą dokładnością wykazały, że zależność pomiędzy  $m$  i  $\beta$  wyraża się wzorem  $m = m_0/\sqrt{1 - \beta^2}$ , gdzie  $m_0$  jest to masa spoczynkowa<sup>1)</sup>. Na podstawie tego wzoru można wyznaczyć  $e/m$  oraz  $v$  za pomocą samego tylko odchylenia magnetycznego (lub tylko elektrycznego). Niechaj będzie  $R$  promień toru kołowego opisanego przez cząstkę  $\beta$  w jednorodnym polu magnetycznym  $H$ , prostopadłym do kierunku prędkości cząstki. Mamy:  $m_0 v/e = RH = m_0 c \beta / e \sqrt{1 - \beta^2}$ , gdzie  $e/m_0 = 1,76 \cdot 10^7$  j.em.

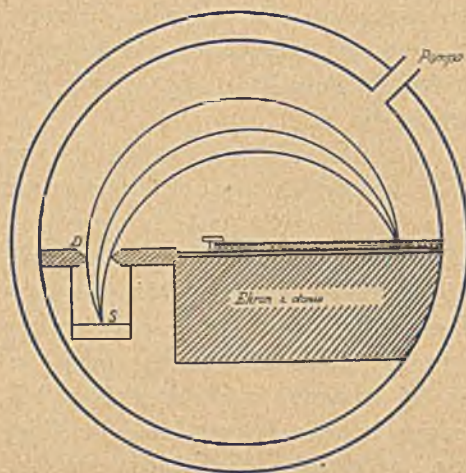
W celu zmierzenia  $R$  używa się tych samych metod, co do promieni  $\alpha$ , stosuje się jednak znacznie słabsze pola magnetyczne. Tak np. w metodzie odchylenia bezpośredniego (rys. 97 i 98, str. 182 i 183) otrzymujemy w tym samym przyrządzie jednakowe odchylenia promieni  $\alpha$  polonu i promieni  $\beta$ , których  $\beta = 0,9$ , jeżeli w pierwszym przypadku natężenie pola magnetycznego wynosi 10000 oerstedów, w drugim zaś 100 oerstedów.

Metoda ogniskowania, polegająca na tym, że promienie  $\beta$  opisują pół-

<sup>1)</sup> Tablica 10 Przypisów zawiera liczbowe wartości  $\sqrt{1 - \beta^2}$ .

kole w polu magnetycznym, pozwala otrzymywać znacznie większe odchylenia i większą zdolność rozdzielczą, wymaga jednak stosowania silniejszego pola. Istota tej metody została wyjaśniona na str. 183, schemat jest podany na rys. 99, aparatura doświadczalna jest przedstawiona na rys. 122. Przykład:  $\beta = 0,9$ ,  $RH = 3502$ ,  $H = 700$  oerstedów,  $R = 5$  cm.

W celu uniknięcia komplikacyj, wynikających z rozproszenia i straty prędkości promieni, doświadczenia należy wykonywać w dobrej próżni.



Rys. 122.

Obraz otrzymany na kliszy, czyli *widmo magnetyczne* promieni  $\beta$ , składa się z widma ciągłego oraz z oddzielnych prążków.

Cząstka  $\beta$ , której prędkość  $v = \beta c$ , posiada energię kinetyczną, wyrażoną wzorem:

$$W = m_0 c^2 [1/\sqrt{1-\beta^2} - 1] = eV,$$

gdzie  $V$  jest to potencjał równoważny, zdefiniowany podobnie jak potencjał emisji promieni katodowych (§ 15). Na tablicy 7b Przypisów znajdują się wartości  $RH$  i  $V$  odpowiadające wzrastającym wartościom  $\beta$ .

W widmach magnetycznych, dawanych przez różne radiopierwiastki, widmo ciągłe oraz widmo prążkowe występują z bardzo różnym względnym natężeniem. Tak np.  $RaE$  posiada tylko widmo ciągłe; widma składników  $B$  i  $C$  osadów aktywnych składają się z pasm, na które nakładają się silne i liczne prążki; w widmie radu dostrzegamy tylko trzy prążki. Niektóre zdjęcia widm magnetycznych są podane na tablicy XV.

Niżej podany przybliżony opis widm magnetycznych jest ułożony na podstawie prac wielu badaczy<sup>1)</sup> (energia w *ekw*,  $RH$  w *oersted*  $\times$  *cm*, najmocniejsze prążki są oznaczone \*,  $W_m$  oznacza największą energię, jaką zdołano wykryć w widmie prążkowym danego radiopierwiastka<sup>2)</sup>).

<sup>1)</sup> Danysz, Ellis, O. Hahn, L. Meitner, Black, d'Espine, Yovanovitch, T. Graf i inni.

<sup>2)</sup> Liczba znanych prążków będzie zapewne wzrastała w miarę stosowania coraz to silniejszych źródeł oraz aparatury bardziej udoskonalonej. Pomiedzy wartościami energii danego prążka, utrzymanymi przez różnych autorów, istnieją rozbieżności dochodzące do 1%. Podane w tablicy prążki zostały wybrane w sposób nieco dowolny, gdyż ocenianie natężeń pozostawia jeszcze wiele do życzenia. W szczególności zostały podane prążki należące do fotoelektronów uwolnionych z pierścienia  $K$  wskutek konwersji wewnętrznej głównych grup promieni  $\gamma$  (p. § 94).

$UX_1$	Pasma położone w okolicy 100 <i>ekw</i> .							
$UX_2$	Pasma w okolicy 400 <i>ekw</i> i 1300 <i>ekw</i> .							
	3 prążki:	<i>RH</i>	927	1028	1057			
		<i>W</i>	71	86,2	90,7			
$Ra$	3 prążki:	<i>RH</i>	1037*	1508	1555			
		<i>W</i>	87,6	172	186			
$RaB$	Pasma ciągnące się od małej energii aż do 650 <i>ekw</i> .							
	Ponad 30 prążków:	$W_m$	= 387,5.					
	Silne prążki:	<i>RH</i>	658	763	1400*	1666*	1762	1926* 2002 2242
		<i>W</i>	36,7	48,8	150	204	224	260 277 333
$RAC$	Pasma sięgające poza 3000 <i>ekw</i> . Okolica bardzo słabych pasm i prążków wielkiej prędkości.							
	Ponad 60 prążków:	$W_m$	= 2513 <i>ekw</i> .					
	Silne prążki	<i>RH</i>	2962*	3252	4840*	5253	5873*	6128 7063 8554
		<i>W</i>	514	590	1027	1145	1323	1396 1667 2104
$RaD$	Pasma sięgające 40 <i>ekw</i> . 5 prążków, z których podane są 3:							
		<i>RH</i>	600	714	738			
		<i>W</i>	30,9	43,3	46,1			
$RaE$	Pasma położone między 100 i 1300 <i>ekw</i> .							
$Pa$	12 prążków	$W_m$	= 318 <i>ekw</i> .					
	Silne prążki	<i>RH</i>	956	1595*	1736	1985		
		<i>W</i>	75,3	190	220	275		
$RaC$	Okolo 50 prążków:	$W_m$	= 280 <i>ekw</i> .					
	Silne prążki	<i>RH</i>	534	707,5*	732*	822	1291*	1396 1546 1634
		<i>W</i>	24,6	42,5	45,4	56,7	130,5	150 180 198
$AcX$	Okolo 20 prążków:	$W_m$	= 251 <i>ekw</i> .					
	Silne prążki	<i>RH</i>	733	816,5*	1265	1321	1502*	1880
		<i>W</i>	45,5	55,9	126	136	171	251
$Ac(B+C+C')$	Pasma sięgające 1500 <i>ekw</i> ; 14 prążków: $W_m$ = 737 <i>ekw</i> .							
	Silne prążki	<i>RH</i>	762	1942*	2153	2242	2245	3796
		<i>W</i>	48,7	264	312	333	334	737
$MTh2$	Pasma sięgające 2050 <i>ekw</i> . Bardzo słabe pasma położone w obszarze wielkich prędkości.							
	Ponad 30 prążków:	$W_m$	= 1537 <i>ekw</i> .					
	Silne prążki	<i>RH</i>	688*	700*	796	953	1170	1692 2317 4035
		<i>W</i>	38,1	41,6	53,2	74,9	109	210 352 804
$RTh$	6 prążków	<i>RH</i>	806	827	891	911	988	1010
		<i>W</i>	54,7	56,7	65,6	68,8	80,1	83,4
$ThB$	Pasma sięgające 360 <i>ekw</i> ; 20 prążków: $W_m$ = 296 <i>ekw</i> .							
	Silne prążki	<i>RH</i>	1107	1386*	1691	1751*	1808	
		<i>W</i>	98,3	147,7	209	222	234	
$Th(C+C'')$	Pasma sięgające 2300 <i>ekw</i> . Bardzo słabe pasma, położone w obszarze wielkich prędkości.							
	Ponad 50 prążków:	$W_m$	= 2620 <i>ekw</i> .					
	Silne prążki	<i>RH</i>	537*	653*	1594	1657	2603	2887 10000
		<i>W</i>	24,7	36,2	189	202	422	494 2531

W podanym spisie zostały wskazane oprócz widma ciągłego (pasma) oraz zwykłego widma prążkowego bardzo słabe prążki i pasma, wykryte w widmach *RaC*, *Th(C + C'')* oraz *MTh2*, i odpowiadające energii większej od energii normalnego widma (*Yovanovitch* i *d'Espine*). Ilość promieni  $\beta$  tego typu, przypadających na przemianę jednego atomu, wydaje się bardzo mała w porównaniu z ilością promieni  $\beta$  należących do normalnego widma. Jest rzeczą możliwą, że te promienie odgrywają w promieniotwórczych przemianach podobną rolę, jak cząstki  $\alpha$  długiego zasięgu.

W poniższej tablicy są podane wartości *RH* i *W* promieni  $\beta$  bardzo wielkiej prędkości.

<i>RaC</i>		<i>Th(C + C'')</i>	
<i>RH</i> . . . . .	15000 do 27000	18000;	40000?
<i>W</i> w <i>ekw</i> . . . . .	4000 do 7600	4900;	11000?
<i>MTh2</i>			
<i>RH</i> . . . . .	10000;	16700;	21000;
<i>W</i> w <i>ekw</i> . . . . .	2600;	4200;	5900;
			28000
			8000

Należy zaznaczyć, że promienie  $\beta$  wysyłane przez radiopierwiastki ulegające przemianie  $\alpha$  posiadają niewielką energię, nie przekraczającą 300 *ekw*. Promienie  $\beta$  wielkiej energii, osiągającej 3000 *ekw*. w przypadku promieni normalnych (jeszcze więcej zaś w przypadku promieni wyjątkowych), należą do radiopierwiastków, których przemianie towarzyszy emisja jądrowych promieni  $\beta$ .

Widmo magnetyczne promieni  $\beta$  jest zbyt złożone, aby je można było interpretować w prosty sposób. Substancja promieniotwórcza ulegająca przemianie  $\beta$  nie może być scharakteryzowana określoną prędkością wysyłanych jednorodnych promieni  $\beta$ . Widmo prążkowe przypisujemy na ogół wtórnym promieniom  $\beta$ , wysyłanym przez atomy promieniotwórcze pod działaniem promieni  $\gamma$  towarzyszących przemianie (§ 94); te promienie  $\beta$  nie wychodzą z jądra, lecz z otaczających jądro warstw elektronowych. Co się zaś tyczy promieni  $\beta$  pierwotnych, czyli elektronów jądrowych, których emisja jest związana bezpośrednio z przemianą promieniotwórczą, to zgodnie z dzisiejszymi poglądami promienie te tworzą widmo ciągłe, tj. po wyjściu z atomu posiadają prędkości wahające się w szerokich granicach.

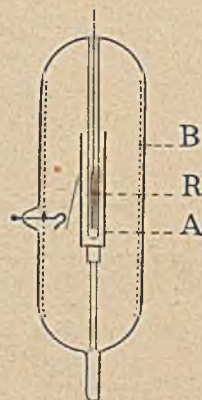
#### § 84. Mierzenie ładunku i liczenie cząstek.

*Piotr* i *Maria Curie* pokazali w następujący sposób, że promienie  $\beta$  radu przenoszą ładunek ujemny. Sól radowa stanowi źródło, z którego wychodzą promienie padające na metalową elektrodę, izolowaną za pomocą cienkiej warstwy parafiny i umieszczoną wewnątrz osłony metalowej, połączonej z ziemią. Grubość parafiny oraz metalu ze strony, z której przybywają promienie, jest dość mała, aby znaczna część pro-

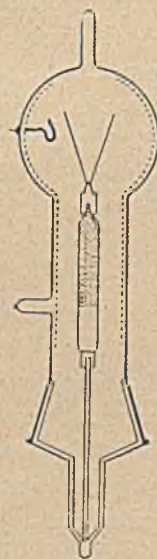
mieni  $\beta$  dosięgała elektrody, gdy tymczasem promienie  $\alpha$  są pochłaniane w osłonie. Elektrometr połączony z elektrodą wskazuje w tych warunkach prąd ujemnego ładunku. Jeżeli natomiast sól radowa jest umieszczona w pudełku metalowym, połączonym z elektrometrem i osłoniętym warstwą parafiny, oraz osłoną metalową połączoną z ziemią, to emisja promieni  $\beta$  na zewnątrz sprawia, że elektrometr uzyskuje ładunek dodatni.

Przenoszenie ładunku ujemnego przez cząstki  $\beta$  można uwidocznnić za pomocą następującego przyrządu. Zatopiona rureczka z cienkiego szkła zawierająca rad (rys. 123 a) jest umocowana na izolującej podstawie wewnątrz szklanej kolby, w której zrobiono dobra próżnię. Rureczka ładuje się dodatnio wskutek utraty cząstek ujemnych  $\beta$ . Jeżeli przeto dookoła rureczki znajduje się cienka metalowa rurka, do której jest przyklejony listek elektroskopu, listek ten odchyła się wskutek nagromadzenia się ładunku i w pewnej chwili dotyka zgiętego drutu połączanego z ziemią i wtopionego w ściankę rurki. Listek wyładowuje się wówczas i opada, po czym ładuje się znowu i porusza się w ten sposób nieustannie tam i z powrotem. Podobne doświadczenie można wykonać umieszczając rureczkę  $R$  nie wewnątrz kolby, lecz w rurze wtopionej w ściankę (rys. 123 b). Promienie  $\beta$  wychodzące z rureczki przechodzą przez ścianki otaczającej ją rury i ładują cylindryczną elektrodę  $A$ , zaopatrzoną w listek elektroskopowy i umieszczoną na izolującej podstawie wewnątrz opróżnionej kolby; ładunek powodujący odchylenie listka jest w tym przypadku ujemny.

Pomiar ładunku przenoszonego przez wiązkę promieni  $\beta$  pozwala oznaczyć liczbę cząstek w wiązce w założeniu, że ładunek cząstki równa się ładunkowi elementarnemu. Pomiar tego rodzaju zostały wykonane w ten sposób, że źródło promieni  $S$  zostało umieszczone w cienkościennej rurce, stanowiącej centralną elektrodę komory  $A$  połączonej z elektrometrem  $E$  (rys. 124). Po zrobieniu w komorze dobrej próżni mierzy się prąd wchodzący do elektrometru w zależności od dodatniego lub ujemnego potencjału  $V$  elektrody środkowej. Jeżeli próżnia jest bardzo dobra, to jonizacja wytwarzana przez promienie  $\beta$  może być zupełnie zaniedbana; promienie  $\alpha$  są pochłonięte w osłonie otaczającej źródło. Istnieją jednak trudności ograniczające dokładność pomiarów w znacznie większym stopniu niż w przypadku promieni  $\alpha$  (§ 71): 1° rozróżnianie promieni  $\beta$  wysyłanych przez substancję promieniotwórczą od wtórnych promieni  $\beta$  wychodzących z powierzchni metalowych, na które padają pierwotne promienie  $\beta$  lub towarzyszące im promienie  $\gamma$ ; 2° częściowe



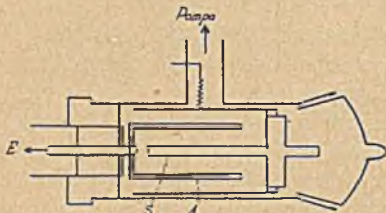
Rys. 123 b.



Rys. 123 a.

pochłanianie oraz rozpraszanie promieni  $\beta$  w osłonie otaczającej źródło lub w samej materii promieniotwórczej, jeżeli grubość tej ostatniej nie jest znikomo mała.

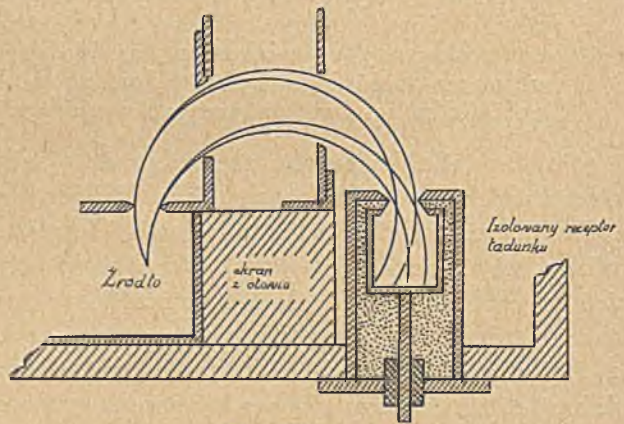
W niektórych doświadczeniach tego rodzaju wyznaczano względną ilość promieni różnych prędkości za pomocą metody opartej na odchyleniu magnetycznym promieni. Do tego celu służy przyrząd podobny do przyrządu przedstawionego na rys. 122, z tą jednak różnicą, że promienie skupiające się w punkcie  $M$  nie padają na kliszę, lecz przenikają do puszek Faradaya zaopatrzonej w odpowiednią szczelinę (rys. 125). Ładunek chwytny przez odbiornik pochodzi od cząstek posiadających iloczyn  $RH = mv/e$ , zawarty między granicami zależnymi od szerokości szczeliny. Jeżeli  $H$  zmienia się, do odbiornika prze-



Rys. 124.

nikają kolejne części widma magnetycznego. Jest rzeczą trudną oznaczyć dokładnie liczbę cząstek pochodzenia wtórnego, które trafiają do puszek wraz z właściwymi promieniami  $\beta$ .

Cząstki  $\beta$  podobnie jak cząstki  $\alpha$  mogą być liczone drogą wzmocnienia jonizacji. Pomiar jest trudniejszy niż w przypadku promieni  $\alpha$ , ponieważ promienie  $\beta$  posiadają mniejszą zdolność jonizacyjną i na ogół większą przenikliwość, z czego wynikają liczne źródła błędów. Można jednak otrzymać krzywą rozkładu prędkości cząstek w przyrządzie podobnym do poprzedniego i przedstawionym schematycznie na rys. 126, w którym kolejne części widma magnetycznego przenikają do licznika igłowego lub licznika *Geigera-Müllera*. Kształt krzywej przedstawionej na rys. 127 (*Chadwick*) świadczy o wydatnej roli widma ciągłego w porównaniu z widmem prążkowym.



Rys. 125.

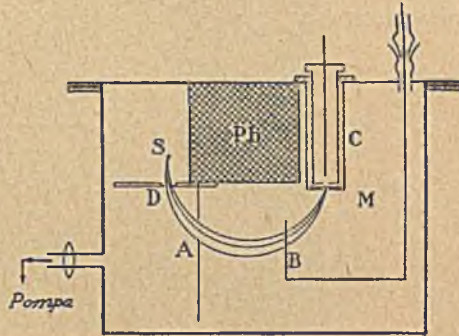
Jeżeli licznik jest zaopatrzony z przodu i z tyłu w okna przykryte bardzo cienkimi ekranami, to promień  $\beta$  posiadający dostatecznie wielką prędkość może przejść kolejno przez dwa liczniki, umieszczone w pewnej odległości jeden od drugiego. W tym przypadku wyznaczamy liczbę cząstek przechodzących przez dwa liczniki, co pozwala ba-

dać kierunek ich prędkości. Jest to tak zwana metoda «koincydencji» (Bothe).

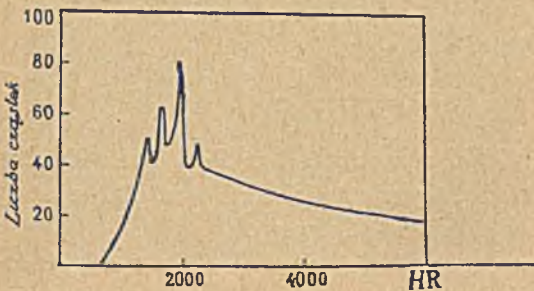
Za pomocą opisanych metod zostały wykonane doświadczenia z promieniami  $\beta$  *RaB*, *RaC*, *RaE*, *ThB*, *ThC*. Wyniki prowadzą do wniosku, że każdy z tych radiopierwiastków wysyła cząstki  $\beta$  w liczbie różniącej się nieznacznie od liczby atomów ulegających przemianie.

Z punktu widzenia teoretycznego należy założyć, że każdej przemianie atomowej odpowiada emisja jednego elektronu. Z drugiej jednak strony zostało dowiedzione, że promienie  $\gamma$ , wysyłane przez jądro natychmiast po przemianie  $\beta$ , stają się przyczyną emisji fotoelektronów pochodzących z warstw elektronowych, otaczających to jądro (*konwersja wewnętrzna*). Stąd wynika, że wiązka promieni  $\beta$ , wysyłanych przez substancję promieniotwórczą, nie zawierająca żadnych promieni  $\beta$  wtórnych zależnych od obecności obcych atomów, może jednak dostarczyć większej liczby elektronów niżby to wynikało z liczby przeobrażonych atomów; względna ilość tych dodatkowych promieni  $\beta$ , mających źródło w wewnętrznej konwersji pierwotnych promieni  $\gamma$ , jest niezależna od użytej metody doświadczalnej. W przypadku *Ra(B + C)* ilość ta wynosi około 30%.

Metoda torów mgiełkowych. W celu liczenia oraz badania rozkładu prędkości można również posługiwać się metodą fotografowania



Rys. 126. *S* — źródło promieni, *D* i *A* — diafragmy; *C* — licznik; *M* — cienka blaszka z miki zamykająca otwór licznika; *PB* — blok ołowiany chroniący licznik od promieniowania bezpośredniego; *B* — ruchomy ekran służący do odcięcia wiązki.



Rys. 127.

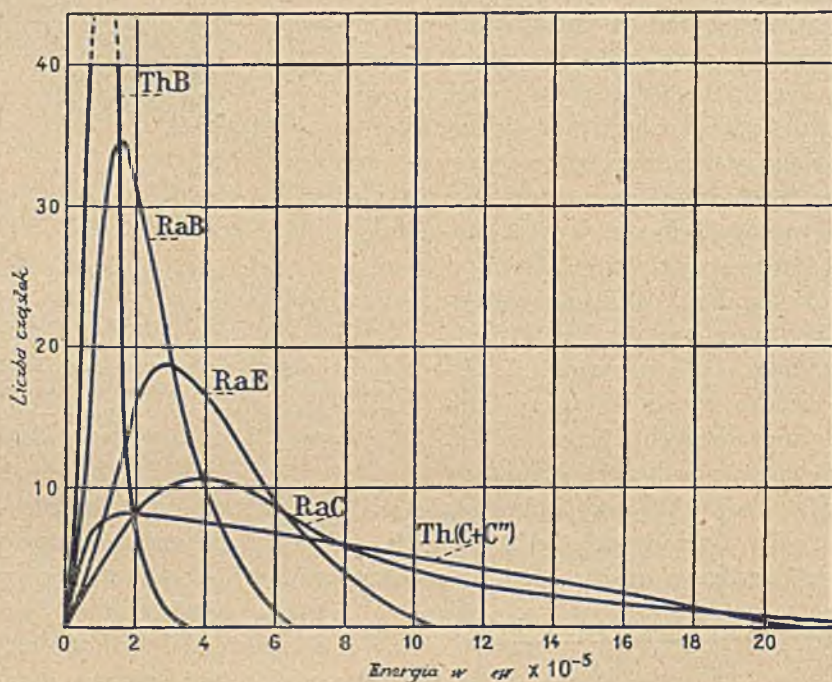
torów cząstek  $\beta$  w komorze rozprężeń. Prędkość cząstek może być wyznaczona na podstawie pomiaru zasięgu, jeżeli długość tego ostatniego nie przekracza kilku centymetrów. W przypadku większych prędkości wytwarza się pole magnetyczne w kierunku równoległym do osi komory i mierzy się promienie krzywizny torów na zdjęciu stereoskopowym lub na dwóch zdjęciach, otrzymanych w rzucie na dwie różne płaszczyzny. Jeżeli rozporządzamy dostateczną liczbą torów, możemy sporządzić ich statystykę według prędkości lub energii cząstek



i otrzymać krzywe rozkładu analogiczne do krzywych otrzymywanych za pomocą metod opisanych poprzednio.

Na tablicy XVI, fig. 1 jest przedstawiona wiązka promieni  $\beta$   $RaE$ , przenikająca do komory *Wilsona* w postaci wiązki równoległej, rozszczepionej na widmo magnetyczne działaniem pola. Energie fotografowanych cząstek są zawarte pomiędzy 950 *ekw* (cząstki najmniej odchylone) i 166 *ekw* (cząstki najbardziej odchylone).

Budowa widma ciągłego. Krzywa rozkładu energii promieni  $\beta$  w widmach ciągłych, dawanych przez różne pierwiastki, posiada maximum odpowiadające określonej wartości energii oraz spadek po obu stronach maximum, co nadaje krzywej podobieństwo do krzywej błędów. Energia



Rys. 128. Widma ciągłe promieni  $\beta$ .

odpowiadająca maximum wynosi 170 *ekw* w przypadku  $RaB$ , oraz 400 *ekw* w przypadku  $RaC$ . Krzywe rozkładu, przedstawione na rys. 128, zostały wykreślone na podstawie pomiaru ładunku (*Gurney*).

Granica widma ciągłego ze strony wielkiej prędkości jest dosyć dobrze określona. Pomiary energii granicznej wykonane za pomocą różnych metod dają wyniki zgodne, co świadczy o tym, że jest to wielkość charakterystyczna dla jądrowego promieniowania  $\beta$ . Ponieważ prążki posiadają na ogół małe natężenie w porównaniu z widmem ciągłym i znajdują się w tym samym obszarze energii, przeto można wyliczyć graniczną wartość energii nie tylko na podstawie fotografii widm

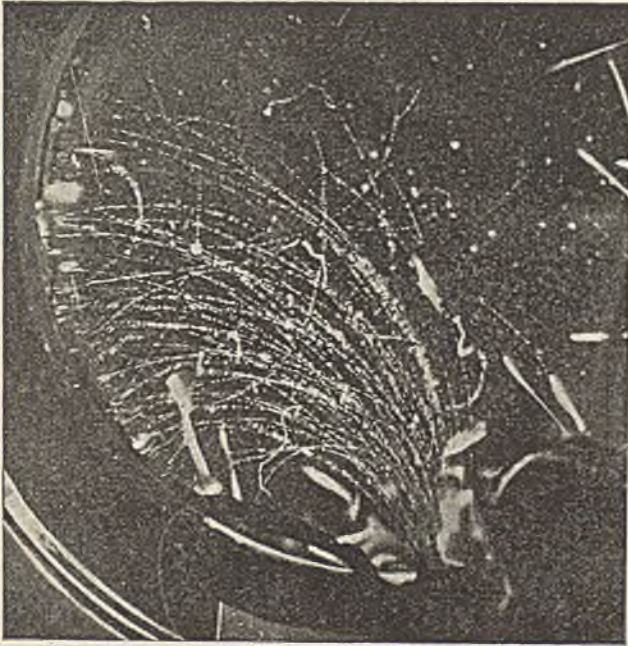


Fig. 1.



Fig. 2.



Fig. 3.

- Fig. 1. Wiązka promieni  $\beta$  *RaE*, pierwotnie równoległa, odchylona i rozproszona w polu magnetycznym (*M. Lecoïn*). Energie zawarte między  $0,16 \cdot 10^6$  ew. i  $0,95 \cdot 10^6$ .
- Fig. 2. Zderzenie między elektronem wielkiej prędkości i elektronem w spoczynku (*F. Joliot*). Fotografia w płaszczyźnie wideł. Kąt między ramionami,  $60^\circ$ . Pole magnetyczne, prostopadłe do torów. Prędkość początkowa  $\beta = 0,97$ .
- Fig. 3. Zderzenie między powolnym elektronem i elektronem w spoczynku (*Champion*), kąt między ramionami prosty.



magnetycznych oraz krzywych rozkładu, lecz również drogą pomiaru największego zasięgu za pomocą metody jonizacyjnej. Wartości graniczne iloczynu  $RH$  oraz energii  $W$ , znane w obecnej chwili (na razie z niewielką dokładnością), są podane w następującej tabelicy ( $RH$  w  $oersted \times cm$ ,  $W$  w  $ekw$ )<sup>1)</sup>.

	$RH$	$W$		$RH$	$W$		$RH$	$W$
$UX_1^*$	1300	130	$AcB^*$	3000	500	$MTh2$	8350	2050
$UX_2$	9250	2300	$AcC''$	6500	1500	$ThB$	2350	360
$RaB$	3500	650				$ThC$	9000	2250
$RaC$	12000	3150				$ThC''$	7500	1800
$RaD^*$	700	40						
$RaE$	5800	1300						

Istnieje znaczna niepewność, dotycząca początkowej części widm ciągłych, z powodu licznych zjawisk wtórnych, stanowiących źródła błędów.

Dokładne poznanie budowy widma ciągłego posiada wielkie znaczenie ze względu na trudności związane z interpretacją teoretyczną tego widma (patrz § 114).

#### § 85. Strata prędkości w przechodzeniu przez materię. Zasięg. Zdolność jonizacyjna.

W celu zbadania zmiany prędkości promieni  $\beta$  po przejściu przez warstwę materii przykrywamy źródło ekranem z tej materii i wytwarzamy widmo magnetyczne promieni. Jeżeli grubość jest dostatecznie mała, promienie należące do danego prążka widma pierwotnego tworzą nadal prążek ostry, lecz bardziej odchylony od prążka otrzymanego bez ekranu, co świadczy o stracie prędkości. W tych warunkach można zmierzyć dosyć dokładnie zmianę prędkości; ekrany grubsze wytwarzają ponadto coraz to większą niejednorodność grup, co sprawia, że prążki odpowiadające cząstkom zwolnionym posiadają coraz większą szerokość; nie można zatem kontynuować doświadczenia aż do zupełnej utraty prędkości. Zakładamy jednak, że istnieje zasięg cząstek  $\beta$  w materii analogiczny do zasięgu cząstek  $\alpha$ , chociaż mniej dokładnie określony.

W celu wyznaczenia zasięgu drogą doświadczalną niektórzy autorowie mierzyli jonizację wytworzoną przez cząstki określonej prędkości, wydzielone z widma magnetycznego i ustawiali ekrany coraz to większej grubości aż do zupełnego zniknięcia jonizacji. Jeżeli zasięg nie przekracza kilku centymetrów, można go zmierzyć za pomocą metody torów mgiełkowych. W celu wyznaczenia zdolności jonizacyjnej jednorodnej wiązki promieni liczymy cząstki zawarte w tej wiązce i mierzymy prąd nasycenia

<sup>1)</sup> Liczby podane przez *Chalmersa*, *Sargenta*, *Lecoina* i innych. Liczby poprzedzone gwiazdką są mniej dokładne od pozostałych.

powstający wskutek częściowej absorpcji wiązki wzdłuż części zasięgu w komorze jonizacyjnej. Możemy również posługiwać się liczeniem kropelek wody, utworzonych na torze mgiełkowym.

Badanie promieni  $\beta$  może być traktowane po prostu jako przeniesienie analogicznych badań, wykonywanych z promieniami katodowymi, do dziedziny wielkich prędkości. Podobnie jak w przypadku promieni katodowych, strata prędkości zależy w pierwszym rzędzie tylko od masy powierzchniowej ekranu, w bardzo małym zaś stopniu od jego natury; toteż zasięg wyraża się w dostatecznym przybliżeniu jako graniczna wartość masy powierzchniowej; zależność pomiędzy zasięgiem  $R$  i prędkością  $v$  lub potencjałem  $W$  posiada w obszarze niezbyt wielkich prędkości postać  $R \propto v^4$  i  $R \propto W^2$ . Wraz ze wzrostem prędkości zależność zmienia charakter i jest bardziej zbliżona do proporcjonalności pomiędzy  $R$  i  $W$ , jeżeli  $W$  jest zawarte między 1000 i 3000 *ekw*, tj.  $\beta$  między 0,95 i 0,99. Promienie  $\beta$ , których  $W=3000$  *ekw*, posiadają zasięg w glinie zbliżony do 1,6 *g/cm<sup>2</sup>*; tej wartości odpowiada grubość glinu wynosząca około 5,5 *mm*. Zakładając, że równe masy powierzchniowe są sobie równoważne, wyliczamy, że zasięg tych promieni w powietrzu pod ciśnieniem normalnym i w temperaturze 15° wynosi 13 metrów. Wartość ta jest zgodna z bezpośrednimi doświadczeniami, z których wynika, że promieniowanie radu badane w odległości kilku metrów od źródła zawiera promienie odchylane przez pole magnetyczne.

W załączonej tablicy są podane zasięgi  $G$  cząstek  $\beta$  (na podstawie pomiarów różnych autorów), wyrażone jako masa powierzchniowa (*g/cm<sup>2</sup>*) i odpowiadające różnym wartościom prędkości  $\beta = v/c$ . Obok każdej wartości  $\beta$  podano również energię  $W$  w elektronowoltach i zasięg  $R$  w centymetrach w powietrzu normalnej gęstości. Ze względu na niepewność definicji zasięgu, wartości  $G$  i  $R$  muszą być traktowane jako z gruba przybliżone.

$\beta$	$W$	$G$ <i>g/cm<sup>2</sup></i>	$R$ <i>cm</i>	$\beta$	$W$	$G$ <i>g/cm<sup>2</sup></i>	$R$ <i>cm</i>
0,10	2,55	0,00005	0,04	0,70	204,7	0,045	37,5
0,20	10,5	0,00027	0,23	0,80	341	0,10	83
0,30	24,7	0,0012	1,0	0,90	662	0,26	217
0,40	46,6	0,0041	3,4	0,95	1127	0,525	437
0,50	79,1	0,0087	7,3	0,98	2058	1,03	860
0,60	127,8	0,0215	17,9	0,99	3114	1,57	1300

Zdolność jonizacyjna promieni  $\beta$  podobnie jak promieni katodowych zmniejsza się wraz ze wzrostem prędkości; nie dąży jednak do zera, lecz raczej do wartości w przybliżeniu niezmiennej. Na następnej tablicy zostały umieszczone niektóre wartości liczby  $v$  jonów, wytworzonych w powietrzu na długości 1 *cm* przez cząstkę posiadającą prędkość  $\beta$  i energię  $W$ . Liczba  $v$  obejmuje zarówno jonizację pierwotną, jak i wtórną (patrz § 16).

$W$	0,15	2,6	10,5	24,7	46,6	79,1
$\beta$	0,024	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5
$\nu$	7700	2100	1000	400	250	180
$W$	127,8	204,7	341	662	1127	3114
$\beta$	0,6	0,7	0,8	0,9	0,95	0,99
$\nu$	130	95	70	50	45	41

Wartość  $\nu = 7700$  jest to maximum zdolności jonizacyjnej, odpowiadające energii wynoszącej około 150  $e\omega$ .

Energia zużyta na parę jonów wynosi w przybliżeniu 35  $ek\omega$ , podobnie jak w przypadku promieni  $\alpha$ .

### § 86. Teoria przechodzenia cząstek $\beta$ przez materię.

Teoria przechodzenia cząstek  $\beta$  przez materię napotyka jeszcze większe trudności niż teoria promieni  $\alpha$ , ponieważ rozproszenie odgrywa w tym przypadku o wiele większą rolę. W istocie cząstka  $\alpha$ , tracąc stopniowo prędkość wskutek spotkań z elektronami zawartymi w materii, zachowuje kierunek ruchu, najczęściej prawie aż do końca zasięgu. Natomiast cząstka  $\beta$  nie tylko traci prędkość w następstwie zderzeń, lecz również ulega odchyleniu. Obraz fotograficzny równoległej wiązki promieni  $\beta$  na kliszy prostopadłej do kierunku wiązki jest ostro zarysowany i posiada kształt przekroju wiązki, jeżeli na drodze tej ostatniej nie ma żadnego ekranu. Jeżeli jednak ustawiamy w poprzek wiązki i w pewnej odległości od kliszy ekrany posiadające coraz to większą grubość, obraz rozszerza się coraz bardziej, a jego kontury stają się coraz mniej ostre; zdjęcia tego rodzaju świadczą wyraźnie o tym, jak znaczny jest wpływ rozproszenia.

Ten sam efekt jest widoczny na fotografiach torów mgiełkowych, o których już była mowa w rozdziale poświęconym promieniom katodowym (§ 16). Widzimy mianowicie, że tory zakrzywiają się stopniowo wskutek dodawania się małych odchyżeń, znajdujemy również nagłe załamania, świadczące o tym, że cząstka  $\beta$  przebiegła bardzo blisko elektronu lub jądra. Tory bardzo szybkich elektronów są prostolinijne, przynajmniej w granicach drogi przebytej w komorze rozprężenia, w polu zaś magnetycznym prostopadłym do toru posiadają kształt prawidłowych łuków koła (tabl. XVI, fig. 1).

Przyczyną oddziaływania materii na promienie  $\beta$  są siły wywierane przez elektrony i jądra zawarte w materii na cząstki  $\beta$ . Mamy zatem do czynienia z wzajemnym oddziaływaniem dwóch cząstek naładowanych. Stosując prawa mechaniki klasycznej oraz prawo *Coulomba* otrzymujemy wzory podane w § 77, stosujące się do elektronów w założeniu, że można zaniedbać zależność ich masy od prędkości. Wpływ jąder sprowadza się tylko do rozpraszania wiązki. Energia przekazana

jądru jest znikomo mała w porównaniu z energią uzyskaną przez elektrony; te ostatnie powodują zatem stratę prędkości cząstek i zarazem przyczyniają się do ich rozproszenia. W następstwie zderzenia między cząstką  $\beta$  i elektronem, znajdującym się początkowo w spoczynku, elektron zostaje wprawiony w ruch; oba tory po zderzeniu tworzą ramiona widel. Natomiast w zderzeniu między cząstką  $\beta$  i jądrem powstaje załamanie toru elektronowego. Zderzenia, w których tylko jeden elektron lub jedno jądro powoduje odchylenie cząstki  $\beta$ , są to zderzenia wyjątkowe, podobnie jak w przypadku cząstek  $\alpha$  (rozproszenie proste). Stopniowe zakrzywianie się toru jest wynikiem dodawania się małych odchyień, pochodzących od licznych cząstek naładowanych (rozproszenie złożone). Strata energii na danym odcinku toru składa się z szeregu wyrazów odpowiadających działaniu poszczególnych elektronów.

W przypadku, gdy musimy wziąć pod uwagę zmienność masy, wzory dotyczące zderzenia dwóch cząstek, podane w § 77, przestają się stosować. Główne zmiany są następujące:

W zderzeniu cząstki  $\beta$  z jądrem pozostającym w spoczynku i wywierającym siły zgodne z prawem *Coulomba*, cząstka  $\beta$  doznaje odchylenia większego niż gdyby jej masa była niezmienna, orbita cząstki jest zniekształcona i może składać się z kilku obiegów dookoła jądra zanim cząstka pobiegnie dalej<sup>1)</sup>.

W zderzeniu cząstki  $\beta$  z elektronem kąt między ramionami widel może być różny od prostego. Niech będzie  $\beta$  prędkość cząstki przed zderzeniem,  $\beta'$  i  $\beta''$  — prędkości obu elektronów po zderzeniu,  $\theta'$  i  $\theta''$  — kąty między końcowymi torami i kierunkiem prędkości początkowej. Stosując zasady zachowania pędu i energii i kładąc  $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$  otrzymujemy po redukcji równania:

$$\begin{aligned}\beta\gamma &= \beta'\gamma'\cos\theta' + \beta''\gamma''\cos\theta'' \\ 0 &= \beta'\gamma'\sin\theta' - \beta''\gamma''\sin\theta'' \\ \gamma &= \gamma' + \gamma'' - 1,\end{aligned}$$

które pozwalają wyliczyć niewiadome  $\beta'$ ,  $\beta''$ ,  $\theta'$ ,  $\theta''$  w zależności od  $\beta$  i od jednej z tych niewiadomych. Rachunek wykazuje, że kąt rozwidlenia  $\psi = \theta' + \theta''$  pozostaje prosty, jeżeli po zderzeniu jeden z elektronów ma małą prędkość, jest jednak ostry, jeżeli prędkości po zderzeniu są porównywalne. Pomiędzy kątami  $\theta'$  i  $\theta''$  istnieje zależność  $\operatorname{tg}\theta' \operatorname{tg}\theta'' = 2/(\gamma + 1)$ .

Najmniejszą wartość  $\psi$  otrzymujemy w zderzeniu symetrycznym, w którym  $\theta' = \theta'' = \psi/2$ . W tym przypadku mamy:

$$\operatorname{tg}^2(\psi/2) = 2/(\gamma + 1) = 2\sqrt{1-\beta^2}/(1+\sqrt{1-\beta^2}).$$

Wartość ta sprowadza się do jedności, jeżeli  $\beta$  dąży do 0 ( $\psi = 90^\circ$ ) oraz do 0, jeżeli  $\beta$  dąży do 1 ( $\psi = 0$ ).

<sup>1)</sup> Porównaj «Radiations from radioactive substances», *Rutherford, Chadwick, Ellis*, strona 224.

Badanie torów mgiełkowych potwierdza te wnioski. Na tablicy XVI, fig. 2 widzimy obraz w przybliżeniu symetrycznego zderzenia elektronów z następującymi wartościami:  $\beta = 0,968$ ,  $\beta' = 0,93$ ,  $\beta'' = 0,91$ ,  $\psi = 60^\circ$  (*F. Joliot*). Prędkości zostały wyznaczone na podstawie zakrzywienia torów w polu magnetycznym. Fig. 3 przedstawia zderzenie elektronów stosunkowo małej prędkości, gdzie  $\psi = 90^\circ$ .

W rozwidleniach tego rodzaju nie ma żadnego sposobu odróżnienia elektronu, który był w ruchu, od elektronu, który pozostawał w spoczynku.

Wartości pędu i energii przed zderzeniem i po zderzeniu są następujące:

$$\begin{array}{lll} p = m c \beta \gamma & p' = m c \beta' \gamma' & p'' = m c \beta'' \gamma'' \\ W = m c^2 (\gamma - 1) & W' = m c^2 (\gamma' - 1) & W'' = m c^2 (\gamma'' - 1). \end{array}$$

Pomiędzy tymi wielkościami istnieją następujące zależności:

$$\begin{array}{ll} p'/p = 2 \cos \theta' / (1 + \cos^2 \theta' + \gamma \sin^2 \theta') & W'/W = 2 \cos^2 \theta' / (1 + \cos^2 \theta' + \gamma \sin^2 \theta') \\ p''/p = 2 \cos \theta'' / (1 + \cos^2 \theta'' + \gamma \sin^2 \theta'') & W''/W = 2 \cos^2 \theta'' / (1 + \cos^2 \theta'' + \gamma \sin^2 \theta''), \end{array}$$

które w przypadku  $\gamma = 1$  przybierają postać znanych nam wzorów, stosujących się do przypadku niezmienniej masy. Poprawka relatywistyczna zmniejsza ilość energii przekazanej w zderzeniu, którego kąt  $\psi$  jest dany.

Kąt  $\psi$  może być wyrażony w zależności tylko od pędów lub tylko od energii w następujący sposób:

$$\begin{array}{l} p^2 = p'^2 + p''^2 + 2p'p'' \cos \psi \\ \cos \psi = 1/\sqrt{(1 + 2m c^2/W')(1 + 2m c^2/W'')}. \end{array}$$

Teoria straty prędkości promieni  $\beta$ , utworzona w zarysie przez *Bohra*, jest podobna do teorii zwalniania promieni  $\alpha$  z tą jednak różnicą, że należy uwzględnić poprawkę relatywistyczną, co zresztą nie wprowadza zbyt wielkich zmian liczbowych. Inna jeszcze różnica wynika z tego, że w zagadnieniu promieniowania  $\beta$  nie oblicza się średniej wartości przekazywanej energii, lecz wartość najbardziej prawdopodobną. Wartość ta różni się od wartości średniej, ponieważ jest w większym stopniu zależna od możliwości wielkich strat energii w zderzeniach, odpowiadających małym wartościom parametru  $b$ . Podobnie jak w przypadku promieni  $\alpha$ , zagadnienie było traktowane najpierw w przybliżeniu, za pomocą mechaniki klasycznej, a następnie z większą dokładnością, za pomocą metod mechaniki falowej (*Bethe, Möller*). Zgodność z doświadczeniem jest gorsza niż w przypadku promieni  $\alpha$ .

Zgodnie z teoriami straty prędkości powinien istnieć przybliżony związek pomiędzy iloczynem  $RH$  i prędkością  $\beta$ :

$$\beta^3 \Delta(RH)/\delta = \text{Const},$$



gdzie  $\Delta(RH)$  jest to wartość, o którą zmniejsza się iloczyn  $RH$  po przejściu promieni przez warstwę o masie powierzchniowej  $\delta$ . Biorąc rzeczy dokładniej, wyraz  $\beta^3 \Delta(RH)/\delta$  powinien powoli wzrastać wraz z  $\beta$ , co znajduje potwierdzenie w doświadczeniu.

Zasięg  $G$  promieni  $\beta$ , tj. graniczna wartość masy powierzchniowej, wyraża się w teorii *Bohra* wzorem:

$$G = S[(1 - \beta^2)^{\frac{1}{2}} + (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}} - 2],$$

gdzie  $S$  jest to czynnik malejący powoli wraz ze wzrostem  $\beta$ . Zasięgi wyznaczone drogą badania granicy jonizacji zmieniają się w zależności od  $\beta$  zgodnie z powyższym wzorem, ich wartość bezwzględna jest jednak mniejsza od wartości obliczonej na podstawie doświadczeń, w których mierzy się stratę prędkości.

Ponieważ w jednostce masy dowolnej substancji znajduje się w przybliżeniu jednakowa liczba elektronów i ponieważ energia wiązania tych elektronów odgrywa tym mniejszą rolę, im prędkość cząstek  $\beta$  jest większa, przeto cząstki  $\beta$  (lub promienie katodowe) posiadające dostatecznie wielką prędkość, np.  $\beta > 0,3$ , doznają w przybliżeniu jednakowej straty prędkości i posiadają jednakowy zasięg w ekranach równoważnych, tj. posiadających jednakową masę powierzchniową. Natomiast zasięg cząstek  $\alpha$  wyrażony jako masa powierzchniowa wzrasta wraz z ciężarem atomowym absorbenta (por. § 68), co jest zrozumiałe, ponieważ prędkość cząstek  $\alpha$  jest mniejsza od  $c/10$  i wskutek tego elektrony silnie związane wytwarzają mniejszą absorpcję od elektronów słabo związanych. Niektórzy autorowie stwierdzili, że podobny, lecz znacznie słabiej zaznaczony wzrost istnieje również w przypadku promieni  $\beta$ .

Zdolność jonizacyjna cząstek  $\beta$  może być ujęta teoretycznie w sposób podobny jak zdolność jonizacyjna promieni  $\alpha$ . Wzór teorii klasycznej dotyczący jonizacji pierwotnej, otrzymany w założeniu, że można zaniedbać zmienność masy, jest następujący:

$$q = 2\pi ne^4/mv^2 \times \sum n_i \left( \frac{1}{W_i} - \frac{2}{m v^2} \right) \quad (\text{p. § 77}).$$

Zgodnie z tym wzorem zdolność jonizacyjna przechodzi najpierw przez maximum, następnie zaś, gdy prędkość jest tak wielka, że energia jonizacji stanowi drobny ułamek energii kinetycznej cząstki  $\beta$  (wystarczy, aby ta energia przekraczała kilka tysięcy  $ev$ ), zmniejsza się odwrotnie proporcjonalnie do  $v^2$ . Ten wynik pozostaje słuszny, jeżeli uzupełniamy wzór w ten sposób, aby obejmował również jonizację wtórną. Według *Bohra* poprawka wynikająca ze zmienności masy, jest nieznaczną. Doświadczenie potwierdza przybliżoną niezmiennność iloczynu  $\beta^2 Q$  ( $Q$ —całkowita zdolność jonizacyjna) (por. § 77), podobnie jak rząd wielkości  $Q$ , wynikający z teorii; wszelako teoria nie daje jeszcze bezwzględnych wartości  $Q$  w zgodności z doświadczeniem.

§ 87. O d s k o k  $\beta$ .

W skutek odskoku towarzyszącego emisji promieni  $\beta$  atomy mogą oddzielać się od podłoża. Jest jednak rzeczą znacznie trudniejszą okazać to zjawisko niż odskok towarzyszący promieniowaniu  $\alpha$  (§ 76), ponieważ pęd i energia cząstki  $\beta$  są na ogół znacznie mniejsze od pędu i energii cząstki  $\alpha$ . W istocie wspominaliśmy, że atom  $RaB$  zdobywa w chwili powstania prędkość rzędu  $3 \cdot 10^7$  *cm/sek*. Natomiast promienie  $\beta$  wysyłane w przemianie  $RaB \rightarrow RaC$  dają szerokie widmo magnetyczne, którego górna granica odpowiada w przybliżeniu  $\beta = 0,9$ . Nawet w przypadku tych najszybszych cząstek prędkość  $v$  odrzucanych atomów  $RaC$  przekracza tylko nieznacznie  $10^5$  *cm/sek*, jak to wynika z zastosowania zasady zachowania pędu:

$$Mv = m\beta c / \sqrt{1 - \beta^2},$$

gdzie  $m$  jest to masa spoczynkowa elektronu,  $c$  — prędkość światła,  $M$  — masa utworzonego atomu, wynosząca 214 jednostek masy atomowej. Widzimy zatem, że odrzucane atomy posiadają najczęściej początkową prędkość tego samego rzędu wielkości, co prędkość ruchów cieplnych, lub nieco większą. W tych warunkach zasięg tych atomów jest na ogół niezmiernie mały i dostrzegalny tylko w gazach pod bardzo niskim ciśnieniem.

Staranne doświadczenia wykonane w próżni pozwoliły uwidocznić odskok  $RaC$  w przemianie  $RaB$  i odskok  $ThC$  w przemianie  $ThB$  (*Wertenstein, Muszkat, Donat i Philipp* i inni). Na ogół udaje się zebrać tylko nieznaczną część całkowitej liczby atomów, których prędkości początkowe są skierowane od źródła na zewnątrz. Wydajność (kilka procentów) jest zależna od warunków doświadczalnych; można ją powiększyć używając jako źródła niezmiernie cienkiej warstwy promieniotwórczej, złożonej na szlachetnym metalu i zbierając atomy na odbiorniku utrzymywanym w niskiej temperaturze.

Szczególne uwagi należy zwrócić na doświadczenia dotyczące odskoku  $RaC'$  w przemianie  $RaC$ , wykonane przez *Jacobsena* w celu wyznaczenia stałej zaniku  $\lambda$   $RaC'$ . Wiązka atomów  $RaC'$ , wybiegających ze źródła  $S$ , obejmuje kierunki zbliżone do kierunku osi  $x$ -ów. Liczba tych atomów, ulegających przemianie w warstewce  $dx$  wiązki w odległości  $x$  od źródła, jest proporcjonalna do funkcji wykładniczej  $e^{-\lambda x/v}$ , gdzie  $v$  jest to prędkość odskoku. Liczymy scyntylacje wytworzone przez cząstki  $\alpha$   $RaC'$ , pochodzące od kolejnych warstw wiązki i wysyłane w kierunku prostopadłym do tej ostatniej, i wyznaczamy  $\lambda$ , obierając na  $v$  najbardziej prawdopodobną wartość prędkości odskoku (*Jacobsen, Barton, Joliot*). Ta metoda daje na okres  $RaC'$  wartość zbliżoną do  $3 \cdot 10^{-6}$  *sek*. Natomiast okres życia  $ThC'$  jest zbyt krótki, aby było możliwe zmierzyć go w ten sposób. Ta metoda nie jest jednak wolna od zarzutów, wynikających z tego, że prędkość wyrzucanych atomów jest tego samego rzędu wielkości, co prędkość ruchów cieplnych.

### § 88. Oznaczanie substancji promieniotwórczych za pomocą promieniowania $\beta$ .

Ponieważ w zwykłych warunkach promienie  $\beta$  nie są całkowicie pochłaniane w powietrzu zawartym w komorze jonizacyjnej, przeto wartość zmierzonego prądu zależy od rozmiarów komory i od położenia źródła, np. od tego czy źródło znajduje się w komorze, czy na zewnątrz. W tym ostatnim, najczęstszym przypadku mamy zazwyczaj do czynienia z urządzeniem podobnym do przedstawionego na rysunku 117; źródło może być umieszczone w mniejszej lub większej odległości od komory. Co się tyczy pochłaniania promieni  $\beta$  w samej materii promieniotwórczej, to należy tu uczynić zastrzeżenia podobne do tych, o których była mowa w § 74, traktującym o oznaczaniu radiopierwiastków za pomocą promieni  $\alpha$ ; błędy wynikające z absorpcji są tym mniejsze im promienie są bardziej przenikliwe, na ogół zresztą nie jest rzeczą trudną wprowadzić poprawki dla usunięcia tych błędów. Jeżeli warstwa promieniotwórcza jest bardzo cienka, to odbicie promieni  $\beta$  od podłoża może wpływać na wyniki w stopniu zależnym od natury tego ostatniego. Podajemy kilka przykładów oznaczeń dokonywanych za pomocą promieni  $\beta$ .

Uran  $X$ . W celu porównywania koncentracji uranu  $X$  w związkach uranowych, mierzymy prąd jonowy wytworzony w komorze jonizacyjnej (rys. 117) przez preparat, umieszczony w niezmiennej odległości od źródła. We wszystkich doświadczeniach używa się jednakowej ilości określonego związku uranu, złożonego na płycie z określonego materiału, oraz jednakowego ekranu glinowego, zamykającego komorę. Na podstawie ilości  $U$  można obliczyć w atomach lub w gramach ilość  $UX$ , odpowiadającą równowadze z  $U$ . Pomiary porównawcze dają przeto ilość  $UX$  w preparacie nie spełniającym warunku równowagi, w założeniu, że wzajemny stosunek składników  $UX$  jest normalny.

Rad  $D$  i rad  $E$ . W podobny sposób jak poprzednio, można wyznaczyć zawartość  $RaE$  w związkach radioolowiu. Jeżeli  $RaE$  pozostaje w równowadze z  $RaD$ , otrzymujemy w ten sposób oznaczenie względnej ilości  $RaD$ . Jeżeli istnieje również równowaga z  $Po$ , możemy oddzielić ten radiopierwiastek i oznaczyć bezpośrednio jego ilość w milicurie lub w gramach; w ten sposób przechodzimy od wartości względnych do bezwzględnych, mianowicie danemu pomiarowi promieniowania  $\beta$  możemy podporządkować ilość  $RaE$  lub  $RaD$  w milicurie lub w gramach.

Aktywn. Preparaty  $La + Ac$  umieszcza się w kuwecie przykrytej szczelnie bardzo cienką blaszką mikiową lub glinową dla zabezpieczenia się od wydzielania aktywnonu i mierzy się najbardziej przenikliwe promieniowanie  $\beta$ , pochodzące od osadu aktywnego. Pomiar daje względne ilości  $Ac$  i pierwiastków pochodnych. W celu obliczenia na tej podstawie liczby atomów zanikających w jednostce czasu, wykonywamy cechowanie polegające na tym, że mierzy się całkowitą jonizację  $I_{\alpha}$ , wytworzona przez promienie  $\alpha$  aktywnego osadu  $Ac$ , oraz jonizację  $I_{\beta}$ , wytworzona przez promieniowanie  $\beta$  tego osadu w komorze użytej poprzednio do oznaczania ilości  $Ac$ . To cechowanie oraz znajomość stałej zaniku aktywnu wystarcza dla oznaczania ilości  $Ac$  w gramach. Zamiast stałej aktywnu można również posługiwać się stosunkiem między liczbami ato-

mów  $Ra$  i  $Ac$ , ulegających przemianie w jednostce czasu w tym samym mineralu uranowym (stosunek rozgałęzienia, patrz § 131).

Wyznaczając stosunek  $I_{\beta}$  do  $I_{\alpha}$  musimy pamiętać o tym, że stosunek ilości  $AcC'$  i  $AcC$  jest różny w przypadku, gdy te ciała pozostają w równowadze przejściowej z  $AcB$  i w przypadku, gdy istnieje prawdziwa równowaga promieniotwórcza z aktynem (§ 133).

---

## ROZDZIAŁ XV

### P R O M I E N I E $\gamma$

#### § 89. Badanie promieni $\gamma$ na podstawie absorpcji w materii. Grupy. Współczynnik absorpcji. Współczynnik rozproszenia.

Promienie  $\gamma$  zostały odkryte przez *Villarda*, który zauważył, że promienie radu padające skośnie na paczkę klisz fotograficznych zaczerniają wszystkie klisze w ten sposób, że wiązka ograniczona diafragmą w materiale stosownej grubości daje obraz ostro zarysowany. W ten sposób została zdefiniowana po raz pierwszy wiązka promieni  $\gamma$ .

Promienie  $\gamma$  są tej samej natury co promienie  $X$ ; ich długość fali  $\lambda$  została zmierzona za pomocą tych samych metod (§ 25 i 29).

Jeżeli między źródłem promieni i elektroskopem (rys. 117, str. 228) ustawiamy kolejno ekrany, tworzące coraz to grubszą warstwę materii pochłaniającej, to najpierw ulegają pochłonięciu promienie  $\beta$  (rys. 118, str. 229). W miarę znikania tych promieni współczynnik absorpcji zmniejsza się raptownie; gdy grubość materii jest dostatecznie wielka, np. gdy jest to płytka z ołowiu grubości co najmniej 1 *mm*, wówczas obserwowany współczynnik absorpcji należy do promieni  $\gamma$ . Ponieważ te promienie są na ogół niejednorodne, przeto wskutek filtrowania, tj. ustawiania coraz grubszych ekranów, stają się coraz bardziej przenikliwe. Za pomocą silnych źródeł i czułych przyrządów dostrzegamy jonizujące działanie promieni  $\gamma$  radu po przejściu przez 20 *cm* lub więcej ołowiu. Przechodząc przez ciało ludzkie promienie te rozświecają w sposób widoczny ekran z platynocyjanku baru. Całkowity współczynnik absorpcji  $\mu$  promieni  $\gamma$ , zdefiniowany podobnie jak w przypadku promieni  $X$  (§ 24), jest w przybliżeniu proporcjonalny do gęstości  $\rho$  materii pochłaniającej; biorąc jednak rzeczy dokładniej, współczynnik masowy  $\frac{\mu}{\rho}$  jest zależny, chociaż w bardzo nieznacznym stopniu, od ciężaru atomowego.

Oprócz promieni  $\gamma$  bardzo przenikliwych substancje promieniotwórcze wysyłają również stosunkowo «miękkie» promienie  $\gamma$ . Dla wykrycia tych ostatnich jest rzeczą konieczną zastosować urządzenie, w którym

promienie  $\beta$  zostają odchylone w polu magnetycznym, promienie  $\alpha$  zaś są pochłaniane przez cienki ekran (rys. 129). Rys. 130 przedstawia krzywą absorpcji niejednorodnych promieni  $\gamma$ , wysyłanych przez aktyn w równowadze z pierwiastkami pochodnymi.

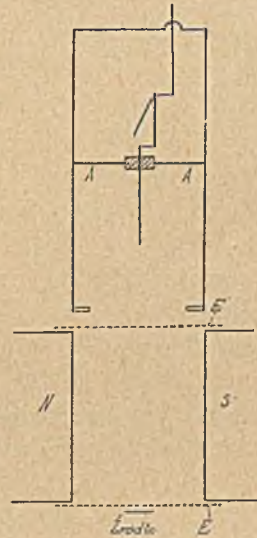
Na podstawie absorpcji możemy traktować promieniowanie  $\gamma$  różnych radiopierwiastków jako złożone na ogół z niewielkiej liczby grup, z których każda jest pochłaniana zgodnie z prawem wykładniczym. Wartości współczynników otrzymane doświadczalnie zależą nieco od użytej metody, rozkład na grupy jest również w pewnym stopniu dowolny, niemniej jednak grupy promieni  $\gamma$  wykrywane za pomocą pomiarów absorpcji mogą służyć do charakteryzowania radiopierwiastka. Niżej umieszczona tablica (str. 252) zawiera wartości  $\mu$  w glinie dla promieni różnych radiopierwiastków<sup>1)</sup>. Współczynniki są umieszczone w 4 kolumnach, uszeregowanych według ich rzędu wielkości. W przypadku ołowiu podany jest tylko współczynnik pochłaniania najbardziej przenikliwej grupy.

Porównując współczynniki absorpcji w glinie z analogicznymi współczynnikami, otrzymywanymi w przypadku promieni  $X$  o znanej długości fali, stwierdzamy, że grupy należące do trzech pierwszych kolumn mogłyby być traktowane jako serie  $M$ ,  $L$ ,  $K$  danych radiopierwiastków, natomiast grupom kolumny czwartej musimy przypisać większe częstotliwości, co świadczy o jądrowym pochodzeniu tych składników. Jak jednak zobaczymy w następstwie, również niektóre grupy promieni  $\gamma$  małej częstotliwości są pochodzenia jądrowego.

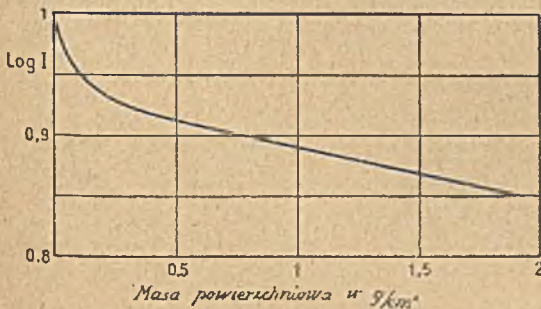
Najbardziej przenikliwe grupy promieni  $\gamma$  należą do  $Ra(C + C'')$ , do  $MTh2$  i do  $Th(C + C'')$ . Współczynniki  $\mu$  w ołowiu, wynoszące

mu 0,5, odpowiada grubość potrzebna do zmniejszenia do połowy  $L = 0,693/0,5 = 1,4 \text{ cm}$ . Natomiast najmniejszy składnik promieniowania  $\gamma$  jonu jest pochłaniany do połowy przez warstwę glinu, której grubość wynosi tylko 6,4 mikronów.

Dla dokładniejszego przedstawienia absorpcji promie-



Rys. 129.  $N, S$ —bieguny elektromagnesu.  $E$  lub  $E'$ —położenia ekranów.  $A$ —komora jonizacyjna.



Rys. 130.

<sup>1)</sup> Wartości  $\mu_{Al}$  różnią się tylko w niektórych szczegółach od liczb podanych w tablicy stałych promieniotwórczości z r 1930.

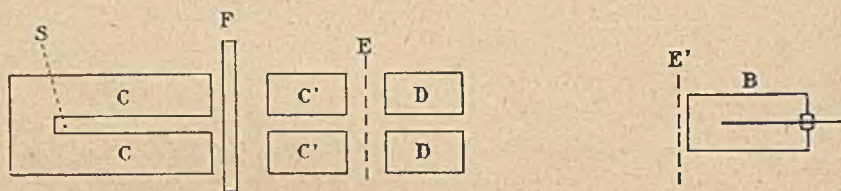
	$\mu \text{ cm}^{-1}$ w <i>Al</i>				$\mu \text{ cm}^{-1}$ w <i>Pb</i>
	I	II	III	IV	
<i>UX</i> <sub>1</sub> . . . . .		24	0,7		2,3
<i>UX</i> <sub>2</sub> . . . . .				0,14	0,72
<i>Io</i> . . . . .	1088	22,7	0,41		
<i>Ra</i> . . . . .	354	16,3		0,27	
<i>RaB</i> . . . . .	230	40	0,57		1,5
<i>RaC + RaC''</i> . . . . .				0,23; 0,12	0,53
<i>RaD</i> . . . . .		45	1,17		
<i>RaE</i> . . . . .				0,24	
<i>Po</i> . . . . .	2700	46		bardzo mały	0,96
<i>RAc</i> . . . . .		25		0,29	
<i>AcB</i> . . . . .	120	31	0,45		
<i>AcC + AcC''</i> . . . . .				0,20	0,86
<i>MTh2</i> . . . . .		26		0,12	0,62
<i>ThB</i> . . . . .	160	32	0,36		
<i>ThC + ThC''</i> . . . . .				0,096	0,46

ni  $\gamma$  należy rozróżnić podobnie jak w przypadku promieni *X* absorpcję rzeczywistą oraz rozproszenie (por. § 24, 30). Kładziemy:

$$\mu = \tau + \sigma,$$

gdzie  $\tau$  jest to współczynnik absorpcji fotoelektrycznej,  $\sigma$  zaś współczynnik rozpraszania. Istnieją metody doświadczalne, służące do wyznaczania udziału obu współczynników w obserwowanym zmniejszeniu się natężenia oraz do porównywania absorpcji promieni  $\gamma$  z absorpcją promieni *X* (*Kohlrausch*, *Ahmad* i *Stoner*, i inni).

Schemat urządzenia doświadczalnego (rys. 131). Wiązka wychodząca ze źródła *S*, określona za pomocą kanałów w blokach ołowionych *C* i *C'*, między którymi znajduje się ekran ołowio-*F*, przenika do komory jonizacyjnej *B* po przejściu przez diafragmę w płycie ołowio-*D*. Ekrany pochłaniające umieszczamy w *E* lub w *E'*. W położeniu *E'* komora otrzymuje stosunkowo więcej promieniowania rozproszonego



Rys. 131.

przez ekran niż w położeniu *E*, natomiast udział absorpcji fotoelektrycznej jest w obu przypadkach jednaki. Umieszczając ekran w *E*, wyznaczamy w przybliżeniu  $\mu$ ; umieszczając ekran w *E'*, wyznaczamy w przybliżeniu  $\tau$ .

Fotoelektryczna absorpcja masowa promieni  $X$ , zbadana w okolicy  $\lambda > 100 j.X^1$ ), stosuje się do prawa *Bragga i Peirce'a*  $\tau A/\rho = aZ^2\lambda^3$ , gdzie  $Z$  jest to liczba atomowa,  $A$  — ciężar atomowy,  $\lambda$  — długość fali,  $a$  — stały współczynnik, którego wartość zmienia się nagle, kiedy  $\lambda$  przechodzi przez wartość odpowiadającą jednemu z poziomów pochłaniającego atomu<sup>2)</sup>. Jeżeli promienie  $\gamma$  posiadają częstość większą od częstości poziomów  $K$  (1,56 ekw. w *Al*, 87,8 ekw. w *Pb*), to nie obserwujemy żadnej nieciągłości w przebiegu absorpcji; w tym przypadku mamy, jak to wynika z praw absorpcji promieni  $X$ ,  $a = 1,36 \cdot 10^{-2}$ , skąd wynika, że  $\tau/\rho = 14,4\lambda^3$  w glinie i  $3000\lambda^3$  w ołowiu ( $\lambda$  w jednostkach  $\text{Å}$ ). Doświadczenie wykazuje, że absorpcja fotoelektryczna promieni  $\gamma$  zmienia się w zależności od  $Z$  w ten sam sposób, co absorpcja promieni  $X$ , o ile długość fali nie jest zbyt mała, np. większa od  $100 j.X$ . Natomiast zależność  $\tau$  od  $\lambda$  jest zupełnie inna w przedziale zawartym między  $100 j.X$  i  $10 j.X$ . Możemy wyznaczyć w przybliżeniu współczynnik  $\tau$  w ołowiu porównyując absorpcję całkowitą  $\tau + \sigma$  w *Pb* i w *Al* w przypadku, gdy  $\lambda$  jest dostatecznie małe, aby można było zaniedbać  $\tau$  w *Al* i założyć, że  $\sigma$  jest proporcjonalne do liczby elektronów w jednostce objętości. Długość fali użytego promieniowania można wyliczyć na podstawie wartości  $\sigma_{Al}$ , jak to będzie wyjaśnione w dalszym ciągu. Istnieje również wzór empiryczny, wyrażający zależność  $\tau$  od  $\lambda$ . Taki wzór podał *Gray*.

$$\log \tau_{Pb} = 3,65 + \log \lambda + 0,48 (\log \lambda)^2; \quad \lambda \text{ w } j.X (\lambda > 100 j.X).$$

Jeżeli  $\lambda$  wynosi w przybliżeniu  $10 j.X$ , należy wzór ten uzupełnić wyrazem dodatkowym. Poprawiony w ten sposób wzór można stosować do obliczania  $\tau$  nawet w przedziale  $\lambda < 10 j.X$ .

Zgodnie z teorią *Comptona* (por. § 30) współczynnik  $\sigma$  promieni  $\gamma$  wielkiej częstości nie może być obliczany na podstawie prawa *J. J. Thomsona*, zgodnie z którym wartość  $\sigma/\rho$  jest niezależna od długości fali i wynosi w przybliżeniu 0,2; mianowicie ten współczynnik zmniejsza się wraz z długością fali, zresztą znacznie wolniej niż współczynnik absorpcji rzeczywistej. Współczynnik  $\sigma$  składa się z dwóch wyrazów, z których pierwszy wyraża rozproszenie energii w postaci promieniowania, drugi zaś odpowiada energii przekazanej elektronom w zjawisku *Comptona*  $\sigma = \sigma_s + \sigma_a$ . Według *Comptona* powinniśmy mieć  $\sigma = \sigma_0/(1 + 2\alpha)$ , gdzie  $\sigma_0$  jest to współczynnik *J. J. Thomsona*,  $\alpha = h\nu/mc^2 = h/mc\lambda$ . ( $h$  — stała *Plancka*,  $\nu$  — częstość promieniowania,  $m$  — masa spoczynkowa elektronu,  $c$  — prędkość światła,  $\lambda$  — długość fali). Otrzymany w ostatnich czasach wzór *Kleina i Nishiny*, wyprowadzony na podstawie mechaniki falowej,

<sup>1)</sup> Jednostka  $j.X$  równa się  $10^{-11}$  cm.

<sup>2)</sup> Według niektórych autorów wykładnik przy  $\lambda$  jest bardziej zbliżony do 2,92, prawo zaś *Bragga i Peirce'a* nie stosuje się dokładnie.



wyraża inną zależność  $\sigma$  od  $\lambda$ , mianowicie powolniejszy spadek. Wzór ten jest następujący:

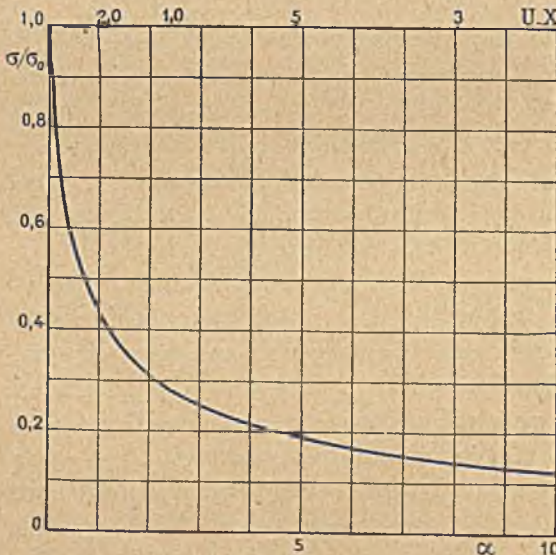
$$\sigma = \frac{3}{4} \sigma_0 \left\{ \frac{1+\alpha}{\alpha^2} \left[ \frac{2(1+\alpha)}{1+2\alpha} - \frac{1}{\alpha} \ln(1+2\alpha) \right] + \frac{1}{2\alpha} \ln(1+2\alpha) - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2} \right\},$$

$$\sigma_s = \frac{3}{8} \sigma_0 \left[ \frac{1}{\alpha^3} \ln(1+2\alpha) + \frac{2(1+\alpha)(2\alpha^2-2\alpha-1)}{\alpha^2(1+2\alpha)^2} + \frac{8\alpha^2}{3(1+2\alpha)^3} \right].$$

Ponieważ  $\sigma$  posiada postać  $\sigma_0 f(\alpha)$  i ponieważ  $\sigma_0$  jest proporcjonalne do liczby elektronów  $n$  w jednostce objętości rozpraszającej materii, przeto przyjęto definiować dla każdej substancji elektronowy współczynnik rozpraszania  $\sigma_e = \sigma/n$ . Jeżeli promienie  $\gamma$  wielkiej częstotliwości są rozpraszane przez lekkie atomy zawierające tylko słabo związane elektrony, to można przyjąć, że wszystkie elektrony rozpraszają promieniowanie w jednakowym stopniu. Klasyczna wartość  $\sigma_0/n$  wynosi  $6,57 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$ ,  $\sigma_0/\rho = 0,40 \text{ Z/A}$  (§ 30).

Krzywa na rys. 132 przedstawia stosunek  $\sigma/\sigma_0$  w zależności od  $\alpha$ , zgodnie z wzorem *Kleina* i *Nishiny*.  $\alpha = 1$  znaczy, że energia wynosi  $5,11 \cdot 10^5 \text{ ew}$ .

Rozkład kierunków promieniowania rozproszonego różni się od rozkładu obliczonego na podstawie teorii klasycznej: promieniowanie wielkiej częstotliwości ulega rozproszeniu przeważnie ku przodowi, natomiast na-



Rys. 132.

teżenie promieniowania rozproszonego w kierunkach wstecznych lub prostopadle do wiązki jest w przypadku promieni bardzo przenikliwych zbliżone do zera. Podobnie zmienia się wraz z częstotścią promieni  $\gamma$  rozkład kierunków elektronów *Comptona*. Rozkład ten posiada maximum w kierunku tym bardziej zbliżonym do kierunku wiązki pierwotnej, im częstotść promieniowania jest większa (por. § 30, rys. 55).

Zmiana długości fali promieni  $\gamma$  w zjawisku *Comptona* jest bardzo znaczna. Przypominamy, że  $\lambda = \lambda_0 + 0,0242(1 - \cos \theta)$ ; (w  $\text{Å}$ ), gdzie  $\theta$  jest to kąt między kierunkiem wiązki rozproszonej i wiązki pierwotnej (§ 30). Tak np. rozproszenie promieni  $\gamma$  *RaC*, których długość fali jest zawarta między

6 i 20  $j. X$ , przebiega w ten sposób, że długość fali wiązki rozproszonej pod kątem  $\theta = 90^\circ$  jest większa od podwójnej wartości pierwotnej.

Promieniowanie rozproszone zawiera oprócz składników ze zmienioną długością fali również pewną ilość promieniowania nie zmodyfikowanego.

W miarę jak częstość wzrasta, absorpcja rzeczywista traci na znaczeniu w porównaniu z rozproszeniem, które odgrywa tym większą rolę, im liczba  $Z$  pierwiastka pochłaniającego jest mniejsza. Tak np. w ciałach lekkich współczynnik  $\tau$  promieni, których  $\lambda = 20 j. X$ , jest znikomo mały wobec  $\sigma$ , natomiast w ołowiu  $\tau$  i  $\sigma$  są tego samego rzędu wielkości. Możemy zatem powiedzieć, że absorpcja promieni bardzo przenikliwych w ciałach lekkich polega tylko na rozproszeniu, gdy natomiast w ciałach z dużą liczbą atomową mamy również do czynienia z absorpcją fotoelektryczną.

Z tych rozważań wynika, że współczynnik rozproszenia promieni  $\gamma$  w lekkich pierwiastkach może być zbadany dosyć dokładnie za pomocą aparatury przedstawionej na rys. 133. Wąską komorę jonizacyjną  $B$  umieszczamy w znacznej odległości od źródła  $S$ , którego rozmiary są małe i ustawiamy między źródłem i komorą ekrany pochłaniające  $E$ . Obserwowane w tych warunkach zmniejszenie jonizacji wynika prawie wyłącznie z rozproszenia wiązki. Znajdujemy np., że  $\sigma/\rho$  w wodzie lub glinie wynosi około 0,05 w przypadku promieni  $\gamma$  radu, filtrowanych przez 4 cm ołowiu (*Bruzau*)<sup>1)</sup>.

Możemy również umieścić komorę w  $B'$ , co pozwala mierzyć ilość promieniowania rozproszonego w danym kierunku.

Jeżeli  $\tau$  może być zaniedbane, to wzór *Kleina-Nishiny* pozwala wyliczyć na podstawie znajomości  $\sigma$  długość fali  $\lambda$  promieniowania jednorodnego. Podobnie jeżeli  $\sigma$  może być zaniedbane wobec  $\tau$ , np. w obszarze długości fali miękkich promieni  $X$ , możemy wyliczyć  $\lambda$  na podstawie znajomości  $\mu$ , które w tym przypadku nie różni się od  $\tau$ . Jeżeli jednak absorpcja i rozproszenie wywierają porównywalne skutki, to zależność między  $\mu$  i  $\lambda$  jest bardziej skomplikowana: mierząc  $\mu$  w celu wyznaczenia  $\lambda$ , musimy wziąć pod uwagę liczne możliwe źródła błędów. Ponieważ promienie  $\gamma$  wysyłane przez radiopierwiastki są niejednorodne, przeto można niekiedy posługiwać się pojęciem: «równoważnej długości fali», zdefiniowanym podobnie jak w przypadku promieni  $X$  jako długość fali promieniowania jednorodnego, pochłania-



Rys. 133.

<sup>1)</sup> W tych doświadczeniach należy posługiwać się wiązką równoległą i osłonić źródło w ten sposób, aby do komory nie mogły dostawać się promienie rozproszone przez przedmioty umieszczone w pobliżu źródła.

nego w pewnych określonych warunkach w tym samym stopniu, co dane promieniowanie niejednorodne. Ta definicja nie jest jednak dokładna, ponieważ zjawisko jest bardzo zawile. Dla przykładu podamy, że równoważna długość fali promieni  $\gamma$  *RaC* filtrowanych przez 4 cm *Pb* jest zbliżona do 7 j. X. Jeżeli promienie  $\gamma$  przenikają przez grube warstwy materii, to wskutek zjawiska *Comptona* w każdym elemencie objętości powstają promienie, których długość fali jest zmodyfikowana.

#### § 90. Absorpcja jądrowa i wytwarzanie elektronów dodatnich.

Pomiary współczynnika rozpraszania najbardziej przenikliwych promieni  $\gamma$ , jakie spotykamy wśród ciał promieniotwórczych, pozwoliły wyznaczyć elektronowy współczynnik rozpraszania w różnych pierwiastkach. Okazało się, że w ciałach lekkich współczynnik  $\sigma_e$  silnie filtrowanych promieni  $\gamma$  *RaC* ( $\lambda = 7$  j. X) posiada wartość zgodną z wzorem *Kleina-Nishiny*, w ciałach jednak, których ciężar atomowy jest duży, otrzymuje się wartości większe od teoretycznych. Ten wzrost  $\sigma_e$  wraz z liczbą atomową absorbenta uwydatnia się jeszcze wyraźniej w przypadku twardych promieni  $\gamma$  *Th(C + C')*,  $\lambda = 4,7$  j. X. Zjawisko to otrzymało nazwę *absorpcji jądrowej* promieni  $\gamma$  bardzo wielkiej częstości (*L. Meitner, Tarrant, Chao, Gentner* i inni). Wartość teoretyczna  $\sigma_e$  wynosi  $1,13 \cdot 10^{-25}$  cm<sup>2</sup> w przypadku  $\lambda = 4,7$  j. X, wartość doświadczalna w ołowiu, obliczona z uwzględnieniem nieznacznego efektu fotoelektrycznego, jest o blisko 30% większa.

Badanie tej dodatkowej absorpcji jest trudne, ponieważ ma się na ogół do czynienia z bardzo słabymi efektami. Zamiast komory jonizacyjnej używa się obecnie często licznika elektronowego (por. § 91).

Wydaje się rzeczą niewątpliwą, że do promieniowania rozproszonego w zjawisku *Comptona* przyłącza się inne promieniowanie wtórne, pobierające energię promieniowania pierwotnego za pomocą jakiegoś nieznanego dotąd mechanizmu. Niektórzy autorowie sądzili, że jest to emisja promieni monochromatycznych, których długość fali jest większa od długości fali pierwotnej.

Z drugiej strony w ostatnich czasach dokonano bardzo ważnego odkrycia, które tłumaczy absorpcję jądrową w sposób zadowalający. Płytką z ołowiu, na którą padają bardzo przenikliwe promieni  $\gamma$ , staje się siedliskiem emisji cząstek naładowanych, których tory obserwowane w komorze rozprężeń są z wyglądu podobne do torów elektronowych, z tą jednak różnicą, że w polu magnetycznym zakrzywiają się w odwrotną stronę; muszą zatem należeć do cząstek *naładowanych dodatnio*. Cząstki te otrzymały nazwę *elektronów dodatnich*. Elektrony dodatnie zostały dostrzeżone najpierw w promieniowaniu kosmicznym (*Anderson, Blackett, Occhialini*, §15). Później wykazano, że ołów naświetlony promieniami, powstającymi wskutek bombardowania berylu promieniami  $\alpha$  *Po*



Fig. 1.



Fig. 2.

Fig. 1. Para elektronów, dodatniego i ujemnego, utworzonych w gazie przez foton  $\gamma$   $ThC''$  (Irena Curie i M. Joliot).

Fig. 2. Elektron dodatni i ujemny, wychodzące z płytki  $Pb$ , naświetlanej fotonami pochodzącymi od berylu bombardowanego promieniami  $\alpha$   $Po$  (Irena Curie i F. Joliot).



wysyła elektrony dodatnie (*I. Curie, F. Joliot*). Foton  $\gamma$ , doznający «zderzenia» w pobliżu jądra ołowiu, może unicestwić się powołując do istnienia dwa elektrony, z których jeden jest ujemny, drugi dodatni. Przyjmując, że masy spoczynkowe obu elektronów są jednakowe, znajdujemy, że do tej *materializacji* konieczna jest energia co najmniej  $2\text{ cm}^2$ , co odpowiada  $1,022 \cdot 10^6\text{ ew}$ . Zjawisko może zatem zachodzić tylko wtedy, gdy energia kwantowa promieni  $\gamma$  jest większa od tej wartości, ponieważ całkowita energia pary elektronów zrodzonych w materializacji nie może przewyższać energii kwantowej fotonu. Te wnioski zostały potwierdzone doświadczalnie. Oprócz ołowiu, również i inne pierwiastki mogą być źródłem powstawania elektronów dodatnich drogą absorpcji fotonów  $\gamma$ , jednakże stosunek liczby elektronów dodatnich do ujemnych wzrasta wraz z liczbą atomową radiatora. Stosunek ten wzrasta również szybko wraz z energią kwantową promieni  $\gamma$ , np. wynosi 8% w przypadku ołowiu i promieni  $\gamma\text{ ThC}''$  o energii  $h\nu = 2650\text{ ekw}$ , 30% zaś w przypadku ołowiu i promieni  $\gamma$ , wysyłanych przez beryl bombardowany cząstkami  $\alpha$ ,  $h\nu = 5000\text{ ekw}$  (§ 109). W pierwszym przypadku energia kinetyczna każdego z elektronów może osiągnąć  $800\text{ ekw}$ , w drugim  $2000\text{ ekw}$  (w założeniu, że oba elektrony mają jednakową energię).

Przemiana fotonu w parę elektronów może być traktowana jako ów nieznany dotąd sposób absorpcji promieni  $\gamma$ , stanowiący istotę tzw. absorpcji jądrowej. W istocie oba zjawiska pojawiają się jednocześnie, gdy energia kwantowa promieni  $\gamma$  przekracza  $1000\text{ ekw}$ . Elektrony dodatnie otrzymały nazwę *pozytonów*. Absorpcja promieni  $\gamma$  bardzo wielkiej częstości odbywa się głównie drogą materializacji.

Na tablicy XVII widzimy dwie pary elektronów, z których jedna (fig. 1) została utworzona w powietrzu przez promienie  $\gamma\text{ ThC}''$ ; oba elektrony wychodzą z tego samego punktu. Druga para (fig. 2) została utworzona w ołowiu działaniem promieni  $\gamma$  o energii  $5000\text{ ekw}$ ; w tym przypadku elektrony wychodzą, jak się zdaje, z różnych punktów.

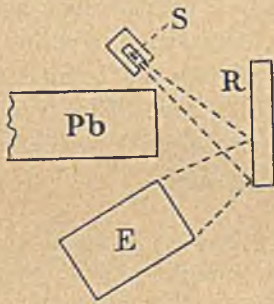
Istnienie elektronów dodatnich zostało przewidziane przez *Diraca* na podstawie rozważań teoretycznych, z których wynika, że elektron dodatni powinien posiadać bardzo krótki czas trwania, rzędu drobnego ułamka sekundy. W ciągu tego czasu musi nastąpić *dematerializacja*, tj. spotkanie elektronu dodatniego z ujemnym, w którym oba znikają dając początek emisji dwóch fotonów  $\gamma$  o energii około  $500\text{ ekw}$ . W istocie stwierdzono, że powstawanie promieni  $\gamma$  tej częstości towarzyszy absorpcji promieni  $\gamma$ , których energia jest dosyć znaczna, aby pozytony mogły się tworzyć (*Tarrant i Gray*). Z drugiej strony emisja promieni  $\gamma$  «dematerializacyjnych» towarzyszy również absorpcji pozytonów powstających w zjawiskach przemian jądrowych (*Joliot, Thibaud*, § 112).

§ 91. Promienie wtórne. Liczenie fotonów  $\gamma$ .

Przechodząc przez materię promienie  $\gamma$  podobnie jak promienie  $X$  dają początek promieniom wtórnym wskutek zjawiska *Comptona*, zjawiska fotoelektrycznego oraz materializacji. To wtórne promieniowanie obejmuje część elektromagnetyczną, składającą się z promieni rozproszonych oraz promieni fluorescencji charakterystycznej, i część korpuskularną, składającą się z fotoelektronów, elektronów *Comptona* i elektronów «materializowanych» (dodatnich i ujemnych).

Energia kinetyczna wtórnych elektronów wzrasta z energią kwantową pierwotnych promieni  $\gamma$ . Jak już wiemy, promienie bardzo wielkiej częstości,  $\lambda < 20 \text{ j. X}$ , są pochłaniane w lekkich ciałach głównie drogą zjawiska *Comptona*, toteż elektrony wtórne są prawie wyłącznie tego pochodzenia. Natomiast absorpcja promieni miękkich, np. takich, których  $\lambda = 1 \text{ \AA}$ , jest uzależniona głównie od emisji fotoelektronów, nawet w przypadku lekkich pierwiastków, np. glinu.

Rys. 134 przedstawia schemat najprostszych, dawno już wykonanych doświadczeń, które posłużyły do wykrycia wtórnych promieni  $\gamma$ : pierwotne promienie  $\gamma$ , wychodzące ze źródła  $S$ , padają na radiator  $R$  i powodują emisję promieni wtórnych, które badamy za pomocą elektroskopu  $E$ , umieszczonego za ekranem z ołowiu. Wytwarzając pole magnetyczne prostopadłe do płaszczyzny rysunku przekonywamy się, że promienie wtórne są częściowo utworzone z elektronów.



Rys. 134.

W doświadczeniach, w których posługujemy się wiązką promieni  $\gamma$  dokładnie ograniczoną za pomocą diafragmy, jest rzeczą konieczną otaczać źródło wielką masą ołowiu, gdyż inaczej promienie  $\gamma$  powodują emisję promieni wtórnych z przedmiotów znajdujących się w pobliżu oraz ze ścian pokoju, co zakłóca pomiary.

Ponieważ promienie katodowe padające na radiator stają się przyczyną emisji promieni  $X$ , przeto należy przypuszczać, że promienie  $\gamma$  mogą być wzbudzone działaniem promieni  $\beta$ . Zjawisko to nie daje się łatwo obserwować w przypadku promieni  $\beta$  ciał promieniotwórczych, gdyż wobec małej wydajności natężenie tych ostatnich jest niedostateczne. Niektórzy badacze stwierdzili jednak, że radiator, na który padają promienie  $\beta$  *RaE*, wysyła słabe promieniowanie  $\gamma$  (*Gray*); analogiczne zjawisko zostało zauważone w przypadku promieni  $\beta$  *RaC* (*Chadwick*). Dla badania promieni  $\gamma$  można posługiwać się licznikiem igłowym lub licznikiem *Geigera-Müllera*. Wyładowania w liczniku są wywołane przez elektrony wtórne, wyrzucane ze ścianek licznika lub z drobin gazu pod działaniem pochłanianych promieni  $\gamma$ ; ponieważ każdemu zaobserwowanemu elektronowi odpowiada absorpcja jednego fotonu  $\gamma$ , przeto

mamy pośredni sposób liczenia tych fotonów. Interpretacja jest jednak dosyć zawiła, ponieważ nie umiemy dokładnie obliczyć względnej liczby pochłoniętych fotonów; niektóre fotony przebiegają przez licznik nie powodując emisji elektronu.

Ten sposób liczenia znalazł zastosowanie w pracy mającej na celu wyznaczenie liczby fotonów, wysyłanych przez ilość  $Ra(B+C)$  w równowadze z 1 g radu (*Kovarik*). W tych doświadczeniach wiązka promieni  $\gamma$  była skierowana na płytkę metalową, umieszczoną przed otworem licznika igłowego. Biorąc pod uwagę absorpcję pierwotnych promieni  $\gamma$  oraz wtórnych elektronów w płytce, znaleziono, że liczba fotonów  $\gamma$ , wysyłanych w jednostce czasu przez wspomnianą ilość  $Ra(B+C)$ , wynosi  $7,3 \cdot 10^{10}$ , co znaczy, że na każdy atom  $RaB$  jak również na każdy atom  $RaC$  ulegający przemianom przypada emisja w przybliżeniu jednego fotonu.

Otrzymana w ten sposób liczba jest prawdopodobnie zbyt mała.

Liczenie fotonów  $\gamma$  stanowi uderzające potwierdzenie teorii kwantów, przypisującej promieniowaniu strukturę korpuskularną.

## § 92. Dyfrakcja promieni $\gamma$ . Wyznaczanie długości fali.

Istota promieni  $\gamma$  była przedmiotem licznych badań, które doprowadziły do stwierdzenia, że te promienie są analogiczne do promieni  $X$ . Obraz odchylenia magnetycznego równoległej wiązki  $Ra(B+C)$  ujawnia wyraźną nieciągłość między nie odchyloną wiązką promieni  $\gamma$  i wiązką promieni  $\beta$ , posiadających różne prędkości i odchylanych w mniejszym lub większym stopniu (tabl. XVIII, fig. 1). Promienie  $\gamma$  nie przenoszą ładunku elektrycznego. Jeżeli jednak te promienie przenikają do puszek *Faradaya*, to promienie najbardziej przenikliwe przechodzą przez wszystkie ścianki i wychodzą na zewnątrz; w tym przypadku zewnętrzna powierzchnia puszek staje się siedliskiem emisji elektronów wtórnych, wskutek czego receptor zdobywa ładunek dodatni. Ładunek ten nie pochodzi jednak od promieni  $\gamma$ , lecz wynika ze zjawiska wtórnego.

Identyfikacja natury promieni  $\gamma$  i promieni  $X$  została definitywnie udowodniona w ten sposób, że zrealizowano dyfrakcję promieni  $\gamma$  za pomocą metody obracającego się kryształu (§ 25). Pierwsze doświadczenia wykonane w ten sposób doprowadziły do wykrycia w widnie dyfrakcyjnym promieni  $\gamma$   $Ra(B+C)$  prążków, którym odpowiadają stosunkowo znaczne długości fali zawarte między 1 i  $0,1 \text{ \AA}$ . Obecność tych prążków może być przypisana emisji seryj  $K$  i  $L$ , wzbudzonych w atomach radiopierwiastków przez promienie  $\beta$  lub promienie  $\gamma$  pochodzenia jądrowego, których długość fali jest znacznie mniejsza (*Rutherford* i *Andrade*). Tak np. w widnie dyfrakcyjnym dawanym przez sól kuchenną silne prążki  $1,139 \text{ \AA}$  i  $0,952 \text{ \AA}$  (kąty ugięcia  $12^\circ$  i  $10^\circ$ ) należą do serii  $L$  pierwiastka  $RaC$  ( $Z = 83$ ), powstającego w przemianie  $RaB$  ( $Z = 82$ ) wskutek emisji elektronu jądrowego (§ 94); są to składniki



promieniowania charakterystycznego, wzbudzonego w utworzonym atomie. Podobnie kąt  $1,4^\circ$  należy do promieniowania o długości fali około  $0,160 \text{ \AA}$ , jednego ze składników serii *K* pierwiastka 83. W przedziale zawartym między  $0,13 \text{ \AA}$  i  $0,17 \text{ \AA}$  znaleziono 8 prążków należących do seryj *K* pierwiastków 82, 83 i 84. Niektóre z tych prążków są zapewne podwójne (*Valadarès*).

W późniejszych pracach zdołano zastosować tę metodę do mniejszych długości fali, a zatem do składników promieniowania, których pochodzenie jest niewątpliwie jądrowe; w widmie radiotoru i jego pochodnych dostrzeżona dolna granica długości fali wynosiła  $0,052 \text{ \AA}$ , co odpowiada energii  $236 \text{ ekw}$  (*J. Thibaud*); w widmie *RaC* granice wynosiły  $\lambda = 0,016 \text{ \AA}$ ,  $W = 770 \text{ ekw}$  (*M. Frilley*). W tym ostatnim przypadku kąt dyfrakcji wynosi tylko  $9,8'$ . W celu otrzymania dostatecznie wyraźnego odchylenia wiązki pierwotnej oraz wiązki ugiętej było rzeczą konieczną umieścić kliszę w znacznej odległości od źródła, wynoszącej  $160 \text{ cm}$  oraz używać źródeł w postaci bardzo cienkich rurek szklanych, zawierających około 900 milicurie radonu wraz z aktywnym osadem. Ponieważ promienie bardzo przenikliwe działają słabo na kliszę fotograficzną, przeto dla otrzymania prążków potrzebna była 15-godzinna ekspozycja.

Długość fali promieni  $\gamma$  dogodniej jest wyrażać w jednostkach *X* równych  $10^{-11} \text{ cm}$  niż w jednostkach  $\text{ \AA}$  równych  $10^{-8} \text{ cm}$ . Najmniejsza długość fali wyznaczona za pomocą metody dyfrakcji wynosi  $16 \text{ j. X}$ .

Poniższa tablica zawiera wykaz głównych prążków, zaobserwowanych w widmie dyfrakcyjnym promieni  $\gamma$  *RaB* i *RaC*, otrzymany za pomocą soli kuchennej. Długość fali  $\lambda$  jest wyrażona w *j. X*, energia *W* — w elektronokilowoltach.

Promienie $\gamma$ <i>RaB</i> + <i>RaC</i> .				Prążki pochodzenia jądrowego			
Prążki promieniowania charakterystycznego							
$\lambda$	<i>W</i>		$\lambda$	<i>W</i>	$\lambda$	<i>W</i>	
1139	10,8	seria <i>L</i> 83		przemiana		przemiana	
952	13,0	seria <i>L</i> 83		<i>RaB</i> $\rightarrow$ <i>RaC</i>		<i>RaC</i> $\rightarrow$ <i>RaD</i>	
166	74,4	seria <i>K</i> 82,83	232	53,3	29,5	420	
161	76,7	. . . . . 83,84	51,5	240	24	515	
143	86,3	. . . . . 82,83	42	294	20	617	
139	88,8	. . . . . 83,84	35	353	16	770	

W celu rozstrzygnięcia, które prążki należy przypisać *RaB*, które zaś *RaC*, wykonano doświadczenia za pomocą widm magnetycznych (§94). Jako źródła użyto *RaC* oddzielonego od *RaB*. Wszystkie prążki podane w tablicy są to prążki pierwszego rzędu, niektóre jednak składniki bardzo silne, np.:  $20 \text{ j. X}$ ,  $35 \text{ j. X}$ ,  $161 \text{ j. X}$ ,  $166 \text{ j. X}$  dają również prążki drugiego rzędu.

W widmie dyfrakcyjnym promieni  $\gamma$  aktywnego osadu toru odnale-

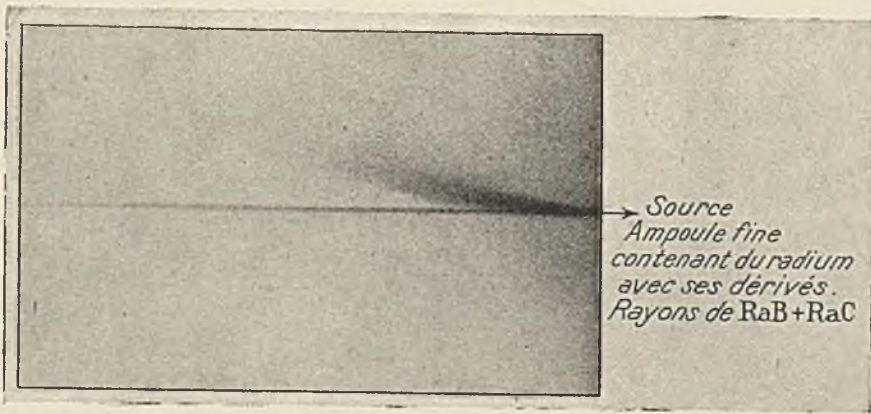


Fig. 1.

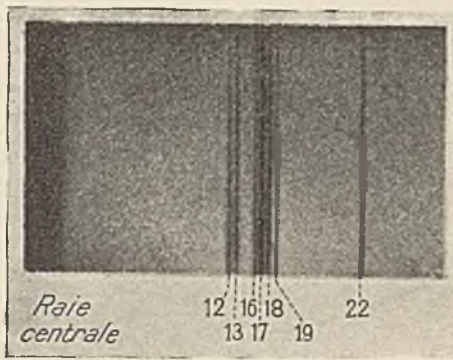


Fig. 2.

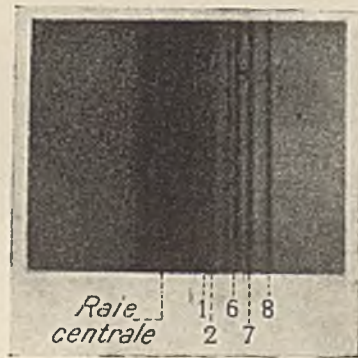


Fig. 3.

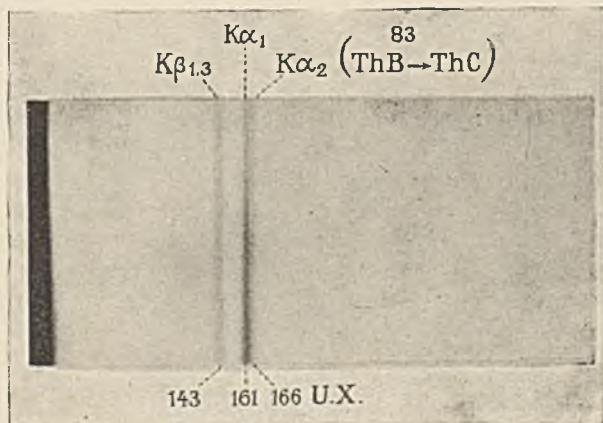


Fig. 4.

- Fig. 1. Ślad fotograficzny wiązki promieni  $\gamma$  i  $\beta$  w polu magnetycznym.  
 Fig. 2. Radon i pochodne. Prażki fluorescencji pomiędzy 140 i 232 j. X. (Frliley).  
 Fig. 3. Radon i pochodne. Prażki wielkich częstotliwości pomiędzy 16 i 32 j. X. (Frliley).  
 Fig. 4. Mezotor i pochodne. Prażki fluorescencji (M. Valadarès).



ziono prążki charakterystyczne pierwiastków 82, 83 i 84 podobnie jak w widmie promieni  $\gamma$   $RaB + RaC$  (Valadarès).

Doświadczenia dotyczące dyfrakcji promieni  $\gamma$  dowodzą, że prawa dyfrakcji pozostają słuszne co najmniej aż do  $\lambda = 16j.X$ .

Zbadane dotąd widmo dyfrakcji jest prążkowe; nie znamy żadnych faktów świadczących o istnieniu widma ciągłego. Zdjęcia niektórych widm dyfrakcyjnych promieni  $\gamma$  są przedstawione na tabl. XVIII.

### § 93. Wyznaczanie długości fali promieni $\gamma$ za pomocą widma wtórnych promieni $\beta$ .

Dzięki zastosowaniu kryształów soli kuchennej wyróżniających się małym odstępem sieciowym (odległość płaszczyzn równoległych do ściany sześciangu  $2,814 \text{ \AA}$ ) do badania dyfrakcji, zdołano doprowadzić pomiary długości fali aż do  $16j.X$ . Dalsze postępy w tej dziedzinie są uzależnione od możliwości używania kryształów o jeszcze większej zdolności rozdzielczej i zdolności odbicia. Istnieje jednak sposób wyznaczania długości fal znacznie mniejszych od tych, o których była mowa poprzednio, oparty na zastosowaniu wtórnych promieni  $\beta$ , mianowicie fotoelektronów lub elektronów *Comptona*.

a) *Fotoelektrony*. Emisja fotoelektronu wybiegającego z atomu, który pochłonął kwant promieniowania, odbywa się zgodnie z prawem Einsteina (§ 29)  $h\nu = W_i + W$ , gdzie  $h\nu$  jest to energia pochłoniętego kwantu,  $W_i$ —energia poziomu, z którego elektron został usunięty i  $W$ —energia kinetyczna tego elektronu. Pomiar odchylenia fotoelektronu w polu magnetycznym pozwala wyliczyć prędkość oraz energię  $W$  na podstawie wzoru:

$$W = m_0 c^2 [1/\sqrt{1-\beta^2} - 1].$$

Prawo *Einsteina* zostało sprawdzone w przypadku promieni  $X$ . Doświadczenie dowodzi, że można je również stosować do promieni  $\gamma$ .

Słuszność powyższego twierdzenia została okazana w następujący sposób (*Ellis*). Jako źródła promieni  $\gamma$  użyto cienkiej rurki zawierającej radon, umieszczonej w  $S$  podobnie jak na rys. 122, w przyrządzie służącym do pomiarów odchylenia magnetycznego promieni  $\beta$  za pomocą metody ogniskowania. Rureczkę owijano cienkimi foliami z różnych metali, używanych jako radiatory. Substancje, z których nie można sporządzić folij, były nakładane w postaci cienkich warstewek. Składniki promieniowania  $\gamma$  rurki, posiadające dostatecznie wielką częstość, wyrzucają elektrony z poziomu  $K$  napotkanych atomów; energia tego poziomu wzrasta wraz z liczbą atomową. Jeżeli pierwotne promieniowanie zawiera grupę monochromatyczną o częstości  $\nu$  większej od częstości poziomów  $K$ , to widmo magnetyczne wtórnych promieni  $\beta$  powinno zawierać prążek przesuwający się w stronę małych prędkości, w miarę wzrastania liczby atomowej pierwiastka pochłaniającego.

Podajemy przykład liczbowy według danych *Ellisa*:  $W_k$  oznacza energię poziomu  $K$  w elektronokilowoltach,  $W$ —energję kinetyczną fo-

toelektronów usuniętych z poziomu  $K$ . Suma  $W_k + W$  zachowuje wartość niezmienną w przypadku różnych pierwiastków; możemy zatem powiedzieć, że ta suma, mianowicie 290 *ekw*, reprezentuje energię  $h\nu$  pierwotnej grupy  $\gamma$ .

	<i>Ba</i>	<i>Ta</i>	<i>Pt</i>	<i>Pb</i>	<i>U</i>
$W$ . . . .	253	220	212	203	174
$W_k$ . . . .	37	69	78	89	118
$W + W_k$ . . .	290	289	290	292	292

Prążki widma wtórnego nakładają się na prążki promieni  $\beta$  pierwotnych, te ostatnie są jednak częściowo pochłaniane w radiatorze. Część promieni wtórnych, mianowicie promienie pochodzące nie z powierzchni radiatora, lecz z pewnej głębokości, ulegają zwolnieniu; prążki są przeto rozmyte, można jednak stwierdzić, że przesuwają się w sposób bardzo prawidłowy wraz z ciężarem atomowym radiatora.

Zamiast otaczać źródło materiału służącą jako radiator, można kierować wiązkę promieni  $\gamma$  na płytkę tej materii: punkt  $S$ , w którym wiązka spotyka radiator, jest źródłem emisji fotoelektronów, które są następnie odchylane w polu magnetycznym. Zaleta tej metody polega na tym, że unika się zakłóceń, wynikających z obecności pierwotnych promieni  $\beta$  oraz częściowej absorpcji promieni wtórnych; z drugiej jednak strony w tym przypadku zachodzi konieczność używania znacznie silniejszych źródeł promieni  $\gamma$ .

Grupy promieni  $\gamma$  wykryte za pomocą tej metody są częściowo identyczne z grupami znalezionymi metodą dyfrakcyjną, ponadto jednak wykrywa się w ten sposób składniki znacznie większej częstości. Podajemy według *J. Thibaud* spis tych składników znalezionych w promieniowaniu  $\gamma$  *RaB* i *RaC*.

	Energia w elektronokilowoltach								
<i>RaB</i> . . . .	241	294	352	466					
<i>RaC</i> . . . .	426	507	610	770	938	1129	1144	1778	2220

Wyrzucanie fotoelektronów z ekranu pochłaniającego promienie  $\gamma$  może być nazwane zewnętrznym zjawiskiem fotoelektrycznym w odróżnieniu od zjawiska fotoelektrycznego wewnętrznego, o którym będzie mowa później.

b) *Elektrony Comptona*. W badaniu promieni  $\gamma$  znalazły również zastosowanie elektrony *Comptona*: tory mgiełkowe tych elektronów fotografowano w polu magnetycznym za pomocą aparatu stereoskopowego (*Skobielycyn*).

Równoległa wiązka promieni  $\gamma$  przenika do komory rozprężeń poprzez okno zamknięte ekranem odpowiedniej grubości. Promienie  $\gamma$  ulegają rozproszeniu, któremu towarzyszy emisja elektronów; jest to zjawisko *Comptona* w powietrzu zawartym w komorze. Komora rozprężeń jest umieszczona w pionowym polu magnetycznym.



Fig. 1.



Fig. 2.



Fig. 3.

Fig. 1, 2, 3. Zdjęcia stereoskopowe mgielkowych torów elektronów *Comptona* wytworzonych przez promienie  $\gamma$  *RTh* i jego pochodnych, filtrowane i ograniczone diaphragmą (*Skobielcyn*). Strzałka, widoczna na rysunku pierwszym, wskazuje kierunek wiązki. Znaczna liczba torów pochodzi od grupy promieni  $\gamma$  2650 *ekv*. Pole magnetyczne około 1800 oerstedów. Zdjęcia są umieszczone parami w ten sposób, aby je można było oglądać w stereoskopie.



Elektron, wychodzący z punktu należącego do wiązki i biegnący w płaszczyźnie poziomej, opisuje w polu magnetycznym tor kołowy (lub linię spiralną z gęsto rozmieszczonymi zwojami, jeżeli kąt pomiędzy prędkością początkową i polem różni się nieznacznie od kąta prostego).

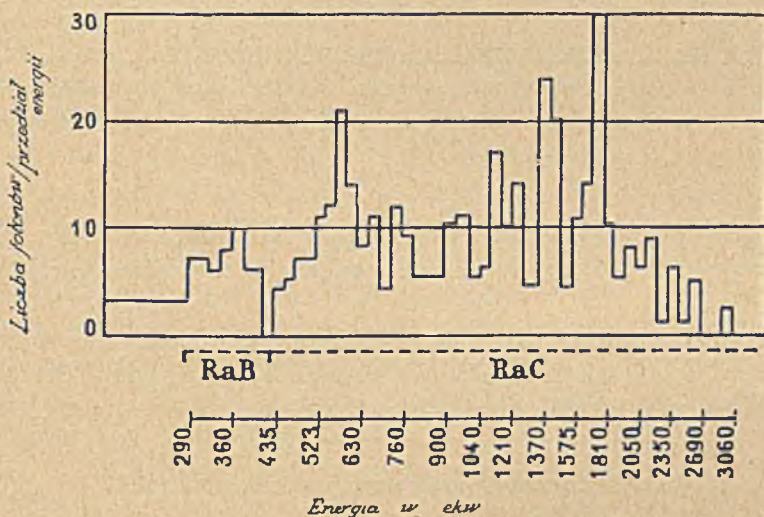
Analiza każdego toru elektronowego, sfotografowanego na kliszy, pozwala wyliczyć prędkość  $\beta$  elektronu i kąt  $\varphi$  między prędkością początkową i kierunkiem wiązki. Pomiedzy energią  $W$  elektronu z jednej strony, energią zaś fotonu i kątem  $\varphi$  z drugiej strony istnieje następujący związek podany przez *Comptona*.

$$W = 2ahv/[1+2a+(1+a)^2 \operatorname{tg}^2 \varphi], \text{ gdzie } a = hv/mc^2$$

( $m$  — masa spoczynkowa elektronu,  $c$  — prędkość światła).

Tablica XIX zawiera reprodukcje torów mgiełkowych elektronów *Comptona* utworzonych przez promienie  $\gamma$   $Th(C+C''')$ .

Za pomocą tej metody zdołano potwierdzić istnienie monochromatycznych grup promieni  $\gamma$  w promieniowaniu radiopierwiastków oraz



Rys. 135a.

wyznać liczbę elektronów *Comptona*, wytworzonych przez każdą grupę. Na tej podstawie obliczono liczby kwantów odpowiadające różnym wartościom  $\nu$ , tj. otrzymano rozkład natężeń w widmie promieni  $\gamma$ .

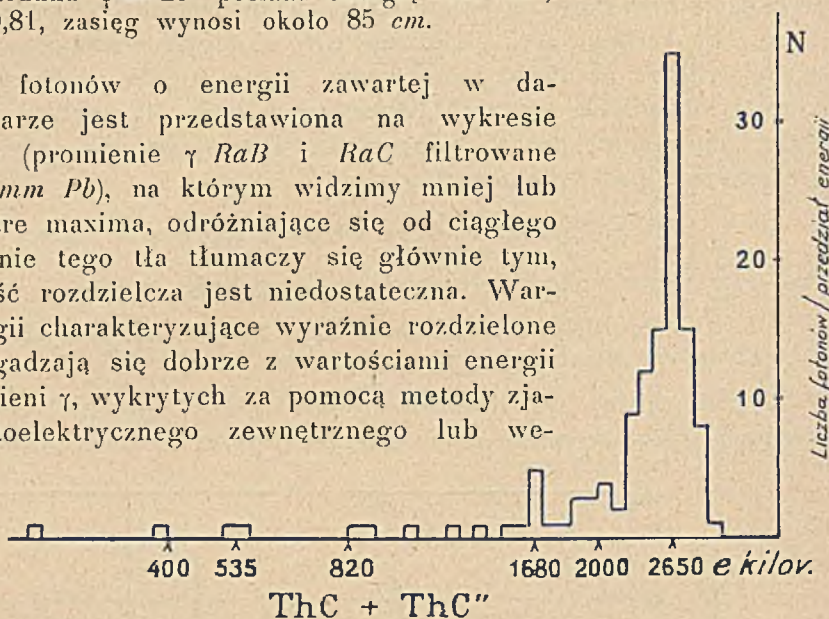
Liczba elektronów, których prędkości tworzą kąt zawarty między  $\varphi$  i  $\varphi + d\varphi$  z kierunkiem wiązki promieni  $\gamma$  o częstości  $\nu$ , może być porównana z liczbą obliczoną na podstawie teorii rozpraszania; okazało się, że teoria *Kleina* i *Nishiny* pozostaje w dobrej zgodności z doświadczeniem.

Dla przykładu przytoczymy kilka wartości liczbowych, dotyczących elektronów *Comptona* utworzonych przez grupę promieni  $\gamma$  *RaC*, których



energia kwantowa równa się  $610 \text{ ekw}$ . Elektron wyrzucony w kierunku fotonu,  $\varphi = 0$ , posiada energię  $430 \text{ ekw}$ ,  $\beta = 0,84$ ; jego zasięg w powietrzu powinien wynosić około  $120 \text{ cm}$ . Elektron wyrzucony w kierunku  $\varphi = 20^\circ$  posiada energię  $360 \text{ ekw}$ ,  $\beta = 0,81$ , zasięg wynosi około  $85 \text{ cm}$ .

Liczba fotonów o energii zawartej w danym obszarze jest przedstawiona na wykresie rys. 135a (promienie  $\gamma$  RaB i RaC filtrowane przez  $3,5 \text{ mm Pb}$ ), na którym widzimy mniej lub więcej ostre maxima, odróżniające się od ciągłego tła; istnienie tego tła tłumaczy się głównie tym, że zdolność rozdzielcza jest niedostateczna. Wartości energii charakteryzujące wyraźnie rozdzielone maxima zgadzają się dobrze z wartościami energii grup promieni  $\gamma$ , wykrytych za pomocą metody zjawiska fotoelektrycznego zewnętrznego lub we-



Rys. 135b.

wewnętrznego (§ 94); są to np. silne grupy  $612$ ,  $1778$ ,  $2219 \text{ ekw}$ . Na wykresie widać ponadto grupy jeszcze większej energii zawartej między  $2000$  i  $3000 \text{ ekw}$ .

W przypadku promieni  $\gamma$  ThC + ThC'' potwierdzono istnienie bardzo silnej grupy o energii  $2650 \text{ ekw}$  w zgodności z wynikami otrzymanymi na podstawie wewnętrznego zjawiska fotoelektrycznego (rys. 135b).

#### § 94. Interpretacja naturalnego widma promieni $\beta$ .

Wyniki otrzymane za pomocą metody zewnętrznego zjawiska fotoelektrycznego rzucają światło na zagadnienie zawilej budowy widma prążkowego naturalnych promieni  $\beta$  (patrz § 83). Ponieważ widmo tego rodzaju znajdujemy tylko w promieniowaniu  $\beta$  radiopierwiastków wysyłających również promienie  $\gamma$ , przeto można założyć, że foton  $\gamma$  wychodzący z jądra atomu, który ulega przemianie, może być pochłonięty w tym samym atomie i wyrzucić elektron umieszczony na jednym z poziomów atomowych. Jest to *wewnętrzne zjawisko fotoelektryczne*, zwane również *wewnętrzną konwersją* promieniowania  $\gamma$  na promieniowanie  $\beta$ . Sądząc *a priori*, prawdopodobieństwo konwersji wewnętrznej powinno być bardzo duże w porównaniu z prawdopodobieństwem konwersji zewnętrznej, czyli zewnętrznego zjawiska fotoelektrycznego, ponieważ fo-

ton traktowany jako cząstka przebiega pomiędzy wszystkimi elektronami atomu, w którym powstaje.

Naturalne widma promieni  $\beta$  bada się zazwyczaj w warunkach, w których absorpcja promieni jest możliwie najmniejsza, prążki tych widm są znacznie cieńsze i wyraźniejsze od prążków otrzymywanych w zjawisku fotoelektrycznym zewnętrznym. Analiza widm naturalnych nasuwa następujące zagadnienie. Weźmy pod uwagę pierwiastek, którego przemianie towarzyszy emisja promieni  $\beta$  oraz promieni  $\gamma$ . Jeżeli najpierw jest wysyłana cząstka  $\beta$ , której wyjściu towarzyszy zmiana liczby atomowej, następnie zaś dopiero foton  $\gamma$ , to fotoelektron wyrzucony przez foton bierze początek w atomie już przeobrażonym (*L. Meitner*). Gdyby natomiast emisja  $\gamma$  poprzedzała emisję  $\beta$ , konwersja wewnętrzna dotyczyłaby pierwotnego atomu. Ponieważ wartości poziomów obu atomów nie są jednakowe, przeto każdemu z tych przypadków odpowiada inne widmo. Bardzo dokładne badanie widm pozwoliło rozstrzygnąć tę sprawę i udowodnić, że emisja elektronu z jądra stanowi początkową fazę przemiany, emisja zaś promieni  $\gamma$  fazę końcową. Musimy zatem w rachunkach posługiwać się wartościami poziomów atomu utworzonego. Np. promienie  $\gamma$  wysyłane przez  $RaB$  ( $Z = 82$ ) wywołują wewnętrzne zjawisko fotoelektryczne w atomie  $RaC$  ( $Z = 83$ ) powstającego w przemianie. Widzimy zatem, że podczas przemiany atomu różne stany atomowe realizują się dopiero po upływie pewnego czasu: w podanym przykładzie promienie  $\beta$  są wysyłane *w końcowej chwili* życia atomów  $B$ , gdy tymczasem promienie  $\gamma$  są wysyłane *na początku* życia atomów  $C$ . W celu uniknięcia nieporozumień mówimy, że promienie  $\beta$  i następujące po nich promienie  $\gamma$  są wysyłane w przemianie  $RaB \rightarrow RaC$ .

Z licznych prac doświadczalnych (*Hahn, Meitner, Danysz, Ellis, Black, Yovanovitch* i *d'Espine* i inni) wynika, że niemal wszystkie prążki naturalnych widm promieni  $\beta$  mogą być wytłumaczone na podstawie wewnętrznego zjawiska fotoelektrycznego monochromatycznych grup promieni  $\gamma$ . Znajomość prążków widm naturalnych prowadzi zatem do rozpoznania grup promieni  $\gamma$ , które są ich źródłem. Otrzymane wyniki są zgodne z wynikami otrzymanymi za pomocą metod opisanych w §§ 92 i 93 i stanowią główne źródło wiadomości o widmach promieni  $\gamma$ .

Na tablicy 10 Przypisów znajduje się spis monochromatycznych grup jądrowych promieni  $\gamma$ , wykrytych drogą badania naturalnych widm różnych radiopierwiastków oraz za pomocą innych metod, użytych bądź dla kontroli, bądź też dlatego, że w niektórych przypadkach są dogodniejsze.

Badanie grup jądrowych promieni  $\gamma$  ujawnia niektóre prawidłowości świadczące o istnieniu w jądrze układu poziomów energetycznych. Częstość prążków promieni  $\gamma$  danego radiopierwiastka można przedstawić jako różnice częstości poziomów jądrowych, podobnie jak częstości widma promieni  $X$ ; są to różnice częstości poziomów pozajądrowych. Do tej sprawy powrócimy w dalszym ciągu książki (rozdział XVI).

§ 95. Natężenie promieni  $\gamma$ .

Rozkład energii w widmie promieni  $\gamma$  jest zagadnieniem dużej doniosłości. Wiemy, że jest to widmo prążkowe i nie posiadamy dotąd żadnego dowodu istnienia widma ciągłego. Przypuśćmy, że chcemy wyznaczyć względną liczbę fotonów odpowiadających każdemu prążkowi, tj. każdej częstotliwości reprezentowanej w widmie. Jedną z metod używanych w tym celu polega na tym, że mierzy się za pomocą mikrofoto-metru natężenie prążków w widmie dyfrakcyjnym lub w widmie fotoelektrycznym, pierwotnym albo wtórnym. Interpretacja tych pomiarów jest trudna, ponieważ wyniki są zależne od absorpcji promieni pierwotnych i wtórnych w emulsji fotograficznej, oraz od prawdopodobieństwa konwersji zewnętrznej albo wewnętrznej. Biorąc pod uwagę liczne wynikające stąd poprawki dochodzimy do wniosku, że w widmie promieni  $\gamma$  przypada znacznie więcej energii na promieniowanie wielkiej częstotliwości niżby to można było sądzić na podstawie zaciernienia prążków otrzymywanych na kliszy. Ten wniosek znajduje potwierdzenie w wynikach otrzymywanych drogą liczenia elektronów *Comptona*, wytwarzanych w komorze rozprężeń przez fotony różnej częstotliwości (*Skobielcyn*, § 93). Dla przykładu podajemy obliczone przez *Ellisa* i *Astona* natężenia głównych prążków *RaB* i *RaC*, wyrażone jako liczby fotonów danej częstotliwości wysyłanych w przemianie jednego atomu:

<i>RaB</i>		<i>RaC</i>			
<i>W</i>	<i>I</i>	<i>W</i>	<i>I</i>	<i>W</i>	<i>I</i>
241	0,12	607	0,66	1238	0,065
294	0,26	766	0,065	1379	0,065
350	0,45	933	0,065	1761	0,26
		1120	0,21	2198	0,074

Liczby te zostały otrzymane na podstawie szeregu rozważań, które pozwalają również obliczyć w przybliżeniu prawdopodobieństwo wewnętrznej konwersji na danym poziomie. Tak np. prawdopodobieństwo konwersji grupy  $W=350$  *ekw* wynosi 0,10 na poziomie *K* pierwiastka 83 i 0,02 na poziomie *L*. Grupy *RaC* wielkiej częstotliwości, wynoszącej od 607 do 2200 *ekw*, posiadają znacznie mniejszy współczynnik konwersji wewnętrznej, mianowicie od 0,006 do 0,001 na poziomie *K*. Zupełnie osobno należy rozpatrywać grupę 1414 *ekw*, gdyż grupy tej nie udało się wykryć metodą zewnętrznego zjawiska fotoelektrycznego, jakkolwiek w widmie naturalnym odpowiada jej silny prążek, świadczący o emisji znacznej liczby elektronów (*J. Thibaud*). Nie jest zatem rzeczą pewną czy ta grupa promieni  $\gamma$  jest wysyłana jako taka przez atom doznający przemiany. Musimy założyć bądź że prawdopodobieństwo konwersji we-

wewnętrznej jest w tym przypadku równe 1 (lub zbliżone do 1), bądź też że energia przejścia odpowiadającego emisji tej grupy zostaje bezpośrednio przekazana jednemu z elektronów, co świadczyłoby o pewnego rodzaju sprzężeniu między energią jądrową i energią elektronową (*Smekal*).

Średnia energia kwantowa promieniowania  $\gamma$   $RaB + RaC$  jest zbliżona do 800 *ekw*, jeżeli jako podstawę obliczenia bierzemy badanie całkowitego widma, natomiast widma  $RaB$  i  $RaC$  traktowane oddzielnie dają średnie wartości 320 i 1050 *ekw*. Za pomocą metody elektronów *Comptona* otrzymujemy nieco inne wartości.

Energia wysyłana w postaci promieni  $\gamma$  w przemianie jednego atomu różnych pierwiastków waha się w szerokich granicach, jak to wynika z porównania jonizacji wytworzonej w tej samej komorze przez promienie  $\gamma$  różnego pochodzenia. W przypadku  $RaB + RaC$  ta energia wynosi 1860 *ekw*. W poniższej tabelicy są podane wartości energii promieniowania  $\gamma$  innych źródeł, najpierw jako liczby względne, następnie zaś jako wartości bezwzględne, odpowiadające przemianie jednego atomu.

$RaB + RaC$ . . . . .	1	1860 <i>ekw</i>
$RaB$ . . . . .	0,1	200 „
$RaC$ . . . . .	0,9	1660 „
$MTh2$ . . . . .	0,42	780 „
$ThC + ThC''$ . . . . .	2,3	4300 „

Energia wysyłana przez  $ThC + ThC''$  jest wyjątkowo wielka. Natomiast, jak się wydaje, energia wysyłana przez  $AcC + AcC''$  wynosi za ledwie 0,1 energii wysyłanej przez  $RaC$ .

#### § 96. Jonizacja wytworzona przez promienie $\gamma$ .

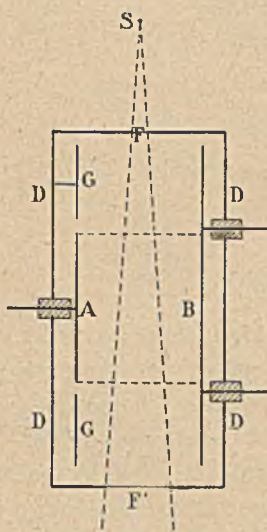
Zdolność jonizacyjna promieni  $\gamma$  wynika z emisji wtórnych promieni  $\beta$ . Prąd jonowy otrzymywany w danej komorze jonizacyjnej jest zależny od liczby jonów, jaką mogą wytworzyć fotoelektrony i elektrony *Comptona*, uwolnione działaniem promieni pierwotnych zarówno ze ścianek komory jak i z zawartego w niej gazu; należy zatem rozpatrywać osobno *efekt jonizacyjny gazu* i *efekt ścianek*. Zagadnienie względnego znaczenia obu efektów jest na ogół bardzo skomplikowane, gdyż odgrywa tu rolę nie tylko częstość promieni  $\gamma$ , lecz również wielkość komory oraz natura i grubość ścianek.

Jeżeli komora zawiera powietrze lub inny gaz składający się z lekkich atomów, to absorpcja promieni  $\gamma$  polega głównie na rozpraszaniu związanym z wyrzucaniem elektronów *Comptona*. Ścianki dostarczają również elektronów *Comptona*, jeżeli jednak są utworzone z ciał o dużym ciężarze atomowym, to stanowią ponadto źródło wydanej emisji fotoelektronów. Wszystkie te elektrony niezależnie od pochodzenia spo-

tykają ścianki po przejściu pewnej drogi w gazie i znikają w nich. Stąd wynika, że do wytwarzania jonów w komorze jest zużytkowana tylko część zasięgu każdego elektronu.

Jeżeli powiększymy ciśnienie  $p$  powietrza w komorze, pozostawiając bez zmiany natężenie przenikającego do niej promieniowania  $\gamma$ , to część energii promieni  $\gamma$  pochłonięta w gazie wzrasta proporcjonalnie do  $p$ . Jednakże prąd jonowy  $i$  wzrasta najpierw szybciej niż  $p$ ; wzrost  $i$  staje się liniowy dopiero począwszy od pewnej określonej wartości  $p$ . W istocie efekt ścianek dąży do granicy osiągananej wówczas, gdy ciśnienie jest dosyć duże, aby elektrony wychodzące ze ścianek były całkowicie pochłaniane w gazie. Jeżeli ciśnienie wzrasta w dalszym ciągu, zmienia się tylko efekt gazu, proporcjonalny do wzrostu ciśnienia. Znajomość krzywej  $i = f(p)$ , przedstawiającej prąd jonowy jako funkcję ciśnienia, pozwala obliczyć osobno efekt gazu oraz efekt ścianek.

Efekt ścianek odgrywa wielką rolę w pomiarach natężenia promieni  $X$  i promieni  $\gamma$  za pomocą jonizacji, wskutek czego pomiary nie są porównywalne, jeżeli warunki doświadczalne nie są jednakowe. W celu uniknięcia tej trudności dążymy do zdefiniowania natężenia w okolicznościach, w których efekt ścianek nie wpływa na pomiary. Zgodnie z tą tendencją obrano jako jednostkę promieni  $X$ , czyli *rentgen*, natężenie równoległej wiązki, dającej w jednym  $cm^3$  powietrza prąd jonowy równy  $1 j.es$ , pochodzący tylko od efektu gazu, w założeniu, że wszystkie elektrony powstające w gazie są całkowicie pochłonięte (§ 31).



Rys. 136.

Możemy zdefiniować w zupełnie analogiczny sposób energię promieni  $\gamma$   $RaB + RaC$  w równowadze z  $1 g$  radu, pochłonięta w powietrzu w warunkach, w których mamy do czynienia tylko z efektem gazu. W tym celu należy zmniejszyć do możliwych granic efekt ścianek otaczając komorę jak najcieńszymi ściankami, utworzonymi z bardzo lekkich pierwiastków. *Eve* założył, że liczba jonów  $q$  wytworzonych w ciągu sekundy w  $1 cm^3$  powietrza w odległości  $r$  od źródła zawierającego gram radu w równowadze z pierwiastkami pochodnymi, może być wyrażona wzorem:  $q = Ke^{-\mu r}/r^2$ , gdzie  $\mu$  jest to współczynnik absorpcji promieni w powietrzu. Wzór ten pozwala wyrachować liczbę jonów, utworzonych drogą całkowitej absorpcji promieniowania.

$$Q = \int_0^{\infty} 4\pi K e^{-\mu r} dr = 4\pi K/\mu.$$

W przypadku przenikliwych promieni  $RaC$  znaleziono, że  $Q$  wynosi około  $1.10^{15}$ , a zatem że prąd  $I$  odpowiadający całkowitej absorpcji wynosi  $5.10^5$  j. es. Ta wartość jest prawdopodobnie zbyt mała.

Inna próba wyrugowania efektu ścianek została wykonana w następujący sposób:

Wiązka promieni równoległych, wychodzących ze źródła małych rozmiarów  $S$ , przenika do szczelnej komory jonizacyjnej przez okno z glinu  $F$  (rys. 136) i przechodzi pomiędzy dwiema elektrodami  $A$  i  $B$  w kształcie połówek cylindra, z których pierwsza jest połączona z elektrometrem, druga zaś z baterią wysokiego napięcia; półcylindry  $G$  połączone z pudłem  $D$  odgrywają rolę osłon elektrostatycznych. Wiązka wychodzi przez okno  $F'$ . Prąd mierzony za pomocą elektrometru pochodzi od jonów, które powstają w okolicy oznaczonej linią przerywaną i są wytwarzane przez wtórne promienie  $\beta$  badanych promieni  $\gamma$ . Mierzimy prąd  $i$  w zależności od ciśnienia powietrza w komorze i przekonywamy się, że elektrony wtórne wysyłane w kierunkach bocznych są pochłaniane w gazie; prąd  $i$  jest proporcjonalny do ciśnienia  $p$ . Co się tyczy elektronów wysyłanych w kierunku wiązki, można założyć, że liczby elektronów wychodzących z obszaru zaznaczonego linią przerywaną i wchodzących do niego są jednakowe, i wskutek tego działania ich nie wchodzi w rachubę. W tych warunkach liczba jonów wytworzonych w badanym obszarze może być obliczona na podstawie absorpcji pierwotnego promieniowania w tym obszarze. Jak się wydaje, obecność okna, przez które wchodzi promienie, nie powoduje żadnych zakłóceń w pomiarach. Niech będzie  $Es$  energia przechodząca w jednostce czasu przez przekrój  $s$  badanego obszaru, w odległości  $r$  od źródła; ponieważ absorpcja fotoelektryczna jest znikomo mała, przeto energia pochłonięta wynosi  $\sigma_a lEs$ , gdzie  $l$  jest to odległość między płaszczyznami ograniczającymi badany obszar,  $\sigma_a$  zaś jest to współczynnik rozpraszania charakteryzujący ilość energii przekazanej elektronom *Comptona* (§§ 30 i 89). Cała ta energia jest obrócona na jonizację, liczba  $n$  par wytworzonych jonów wynosi przeto  $\sigma_a lEs/eV$ , gdzie  $eV$  jest to średnia energia potrzebna do utworzenia jednej pary jonów.

Prąd wchodzący do elektrometru wynosi  $i = ne = \sigma_a lEs/V$ , skąd  $E = iV/\sigma_a ls$ . Gdyby energia  $E$  była całkowicie pochłonięta w powietrzu, otrzymalibyśmy prąd  $I = E/V = i/\sigma_a ls$ . Znając wartości  $l$ ,  $s$  i  $\sigma_a$  możemy obliczyć  $I$ , oraz wartość  $4\pi r^2 I$  prądu jonowego, odpowiadającego całkowitej absorpcji promieniowania  $\gamma$  źródła  $S$ . Dla obliczenia energii promieniowania konieczna jest znajomość wartości  $V$ .

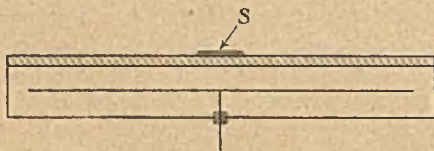
Jako źródła można używać soli radowej lub rureczki z radonem, której zawartość została zmierzona drogą porównania z wzorcem radu. Za pomocą pomiarów tego rodzaju znaleziono, że energia wysyłana przez gram radu w równowadze z pierwiastkami pochodnymi w postaci promieni  $\gamma$  wynosi  $W = 1,08.10^5$  erg/sek (*Bruzau*), całkowity zaś prąd odpowiadający absorpcji tych promieni w powietrzu wynosi  $I = 9,3.10^5$  j. es. Liczby te zostały obliczone w założeniu, że  $\sigma_a$  wynosi 0,000025 i  $V = 35$  woltów. Podana wartość  $W$  odpowiada wydzielaniu ciepła w ilości 9,3 kal/godz w zgodności z wynikami otrzymanymi przez *Ellisa* i *Woostera* (§ 104).

§ 97. Oznaczenie radu za pomocą promieniowania  $\gamma$ . Wzorce.

Oznaczenie radu odbywa się najczęściej drogą pomiarów promieniowania  $\gamma$ . Główna zaleta tej metody polega na tym, że można oznaczyć rad w preparatach zawartych w zalutowanej rurce, której ścianki pochłaniają promienie  $\gamma$  w bardzo słabym stopniu. Ponieważ jednak energia zużytkowana w komorze jonizacyjnej w postaci promieni  $\gamma$  stanowi na ogół tylko drobny ułamek energii, którą dawałyby w komorze jonizacyjnej promienie  $\alpha$ , wysyłane przez ten sam preparat, przeto oznaczenie za pomocą promieni  $\gamma$  wymaga znacznie większych ilości materii promieniotwórczej niż oznaczenie za pomocą promieni  $\alpha$ <sup>1)</sup>.

Jeżeli mała ilość substancji promieniotwórczej jest zawarta w rurce szklanej, której długość wynosi np. 2 cm, średnica 3 mm, grubość zaś ścianek nie przekracza 0,3 mm i jeżeli promienie przenikają do komory jonizacyjnej przez ekran z ołowiu grubości 1 cm, odgrywający rolę skutecznego filtru promieniowania, to można założyć, że absorpcja badanych promieni w ściankach rurki i w samym preparacie jest znikomo mała. W przypadku dwóch rurek podobnych i umieszczonych w podobny sposób względem komory, z których każda zawiera sól radową w równowadze z radonem i z osadem aktywnym, stosunek zawartości radu równa się stosunkowi prądów jonowych, mierzonych jako prądy nasycenia.

Aparatura musi być zbudowana w ten sposób, aby można było zaniebdać drobne różnice między rozmiarami rurek i ilościami zawartej w nich soli. Warunek ten jest spełniony, jeżeli źródło  $S$  jest umieszczone w dosyć znacznej odległości (co najmniej 50 cm) od elektroskopu otoczonego osłoną z blachy ołowianej. Można również używać komory jonizacyjnej w postaci kondensatora płaskiego, którego okładki są to krążki dużych rozmiarów (20 do 30 cm średnicy); górny krążek jest przykryty



Rys. 137.

ekranem z ołowiu, źródło zaś umieszcza się bądź bezpośrednio na ekranie, bądź w zmiennej odległości ponad ekranem. Przyrząd tego rodzaju jest przedstawiony na rys. 137.

W celu ujednostajnienia pomiarów wykonywanych w różnych krajach, Komisja Wzorców wybrana na Zjeździe Nauki o Promieniotwórczości w Brukseli w 1910 r. postanowiła utworzyć wzorzec międzynarodowy w postaci wzorcowej rurki, zawierającej znaną ilość radu. Wzorzec ten został sporządzony w sierpniu 1911 r. przez *Marię Curie*. Była to cienkościenna rurka szklana, zawierająca

<sup>1)</sup> Niezmiernie małe ilości radu, np. rzędu wielkości  $10^{-6}$  mg, mogą być oznaczane drogą badania promieni  $\gamma$  za pomocą licznika *Geigera-Müllera* (L. W.).

21,99 mg bardzo czystego bezwodnego chlorku radu, pochodzącego z soli, która posłużyła do oznaczenia ciężaru atomowego radu. Inny wzorzec, zawierający 31,17 mg  $RaCl_2$ , został sporządzony w Wiedeńskim Instytucie Radowym w charakterze wzorca pomocniczego. W r. 1912 Komisja dokonała porównania obu wzorców i stwierdziła ich zupełną zgodność. W związku z tym postanowiono sporządzić tzw. «wtórne» wzorce, które powinny być porównane z wzorcem międzynarodowym i z wzorcem pomocniczym z dokładnością do 0,2% i przeznaczone dla głównych Urzędów Miar różnych krajów. Ustalono, że długość rurek powinna wynosić około 30 mm, średnica wewnętrzna 3,2 mm i grubość ścianek około 0,27 mm.

Międzynarodowy wzorzec jest przechowywany w Międzynarodowym Biurze Wag i Miar w Sevre pod Paryżem, skąd przenosi się go do Instytutu Radowego w Paryżu w celu sprawdzania wzorców wtórnych. Wzorzec ten zawierał w sierpniu 1911 r. 16,74 mg radu pierwiastka w założeniu, że  $Ra = 226,0$ ,  $Cl = 35,457$ ; wskutek jednak samorzutnej przemiany radu wzorzec traci około 0,046% rocznie, toteż ilość radu jest obecnie o przeszło 1% mniejsza niż w chwili sporządzenia. Dokładne cechowania wymagają uwzględnienia tej poprawki.

Laboratorium pomiarów promieniotwórczości Urzędu Miar powinno posiadać kilka wzorców różnej zawartości radu, których wzajemne stosunki są dokładnie znane. Dokładność, jaką można osiągnąć w oznaczaniu radu, jest tym większa, im rozmiary i zawartość obu porównywanych preparatów są bardziej zbliżone do siebie. W pomiarach o charakterze technicznym, wykonywanych na potrzeby przemysłu i lecznictwa można liczyć na dokładność od 0,5% do 1%. Ponieważ w wielu laboratoriach istnieje osobny oddział pomiarowy, podobny do tego, który jest czynny w Paryskim Instytucie Radowym, przeto najczęściej oznacza się ilości radu za pomocą pomiarów elektrometrycznych zamiast ważenia.

Silnie filtrowane promienie  $\gamma$  używane w tych pomiarach nie pochodzą od samego radu, lecz od jego pierwiastka pochodnego  $RaC$ . Jeżeli ten ostatni nie znajduje się w równowadze z  $Ra$ , preparat nie nadaje się do oznaczania radu. W świeżo sporządzonej soli radowej ilość  $RaC$  wzrasta proporcjonalnie do ilości radonu i w przypadku, gdy to jest konieczne, można obliczyć graniczną wartość  $RaC$  na podstawie pomiarów wykonywanych w ciągu pewnego czasu. Równowaga jest osiągnięta dopiero po upływie 1 miesiąca.

Można również posługiwać się tą metodą dla oznaczania zawartości radu w substancjach, w których absorpcja promieniowania nie może być zaniedbana, wszelako osiągnięta dokładność jest mniejsza. Zawartość radu w minerałach bywa niekiedy oznaczana w ten sposób.

Pomiary promieni  $\gamma$  mogą służyć nie tylko do oznaczania radu, lecz również radonu i  $RaC$ ; jest rzeczą ogólnie przyjętą wyrażać ilości tych radiopierwiastków w curie i w milicurie. Tak np. ilość  $RaC$ , stanowiącego źródło promieni  $\gamma$ , porównywa się bezpośrednio z wzorcem i wyraża się w milicurie niezależnie od tego czy mamy do czynienia z  $RaC$  towarzyszącym radowi czy radonowi w zalutowanej rurce, czy wreszcie



z  $RaC$  otrzymanym z osadu aktywnego. W leczniczych zastosowaniach radu jest często rzeczą konieczną oznaczać w ten sposób radon w cienkich rurkach, tzw. igłach.

Jeżeli  $RaC$  nie znajduje się w równowadze z radem, jego ilość zmienia się w czasie, co należy wziąć pod uwagę w ten sposób, że wyniki redukuje się do danej chwili. To samo stosuje się do pomiarów zawartości radonu za pomocą promieniowania  $\gamma$   $RaC$ . Ponadto w tym przypadku stosunek ilości  $RaC$  i radonu w stanie równowagi przejściowej różni się nieco od stosunku, który znajdujemy w przypadku, gdy  $Rn$  i  $RaC$  towarzyszą  $Ra$  i pozostają z nim w równowadze. Teoria wykazuje, że ilość radonu  $q'$  zawarta w rurce może być obliczona na podstawie ilości  $q$  znalezionej drogą bezpośredniego porównania z promieniowaniem  $\gamma$  wzorca radowego. Wzór jest następujący:

$$q' = q \left[ 1 - \lambda \left( \frac{1}{a} + \frac{1}{b} + \frac{1}{c} \right) \right],$$

gdzie  $\lambda$  jest to stała radonu,  $a$ ,  $b$ ,  $c$  są to stałe  $RaA$ ,  $RaB$  i  $RaC$ . Wykonując rachunek znajdujemy  $q' = q(1 - 0,0088)$ .

Dla oznaczania preparatów mezotoru i radiotoru posługujemy się również promieniowaniem  $\gamma$ ; w tym jednak przypadku nie umiemy sporządzać wzorców ze wspomnianych radiopierwiastków, ponieważ nie zdołano dotąd ich otrzymać w postaci czystej soli i w ilości dającej się zważyć. Musimy przeto zadowolić się używaniem wzorców radowych i wyrażamy ilości mezotoru i radiotoru jako «równoważne danej ilości (miligramów) radu». W przypadku  $RTh$  promieniowanie  $\gamma$  pochodzi od  $ThC + ThC''$ . W przypadku  $MTh$  mamy do czynienia z tą samą grupą promieni  $\gamma$ , ponieważ te preparaty zawierają na ogół  $RTh$  oraz jego pochodne; ponadto jednak należy wziąć pod uwagę inną grupę, wysyłaną przez  $MTh2$ , pierwiastek zajmujący w rodzinie torowej miejsce między  $MTh1$  i  $RTh$ . Współczynniki absorpcji tych dwóch grup promieni  $\gamma$  są różne od współczynnika absorpcji promieni  $\gamma$   $RaC$  (§ 89). Wyniki porównania z wzorcem radowym nie są przeto jednoznaczne, lecz zależą od warunków doświadczenia, w największym zaś stopniu od grubości ołowiu użytego jako ekran.

Rozróżnianie mezotoru, radiotoru i radu zawartych w zalutowanych rurkach ma wielkie znaczenie w handlu ciał promieniotwórczych, ponieważ  $MTh$  i  $RTh$  zanikają znacznie szybciej niż rad. W celu otrzymania jakiejś wskazówki bez otwierania rurek można wykonywać pomiary z różnymi grubościami ołowiu (*Bothe*), co pozwala ujawniać różnice między współczynnikami absorpcji. Interpretacja tych wyników jest dosyć trudna zwłaszcza wskutek obecności małej domieszki radu w preparatach  $MTh$  (patrz § 139), pochodzących zazwyczaj z minerałów zawierających zarazem tor i uran. Inny sposób kontroli polega na tym, że wyznacza się z jednej strony stosunek  $R$  promieniowania  $\gamma$  rurki badanej, do promieniowania rurki wzorcowej zawierającej  $Ra$ , z drugiej zaś strony stosunek  $\Delta$  ilości ciepła wydzielanego przez oba preparaty. Jeżeli badana rurka zawiera rad,  $R = \Delta$ ; jeżeli zawiera  $MTh$  i jego pochodne, stosunek  $\Delta/R$  różni się od 1 i zmienia się wraz z wiekiem preparatu (*Maria Curie*).

## ROZDZIAŁ XVI

### ZWIĄZKI ENERGETYCZNE POMIĘDZY JĄDROWYMI PROMIENIAMI $\gamma$ I PROMIENIAMI $\alpha$

#### § 98. Promienie $\gamma$ i poziomy jądrowe.

Niektóre spośród promieni  $\gamma$  ciał promieniotwórczych mogą być interpretowane jako promieniowanie charakterystyczne atomu, wzbudzone wskutek zaburzenia, którego doznaje atom w chwili, gdy zmienia się konfiguracja elektronów (§§ 75, 92). Najważniejsza jednak część promieniowania  $\gamma$  jest pochodzenia jądrowego i składa się również z grup monochromatycznych określonej długości fali i energii. Te grupy są wysyłane w następstwie zaburzenia, które powstaje w atomie po emisji cząstki  $\beta$  lub cząstki  $\alpha$ . Możemy założyć, że jądro posiada budowę charakteryzującą się istnieniem *jądrowych poziomów energii*, które w stanie normalnym są obsadzone przez cząstki należące do jądra. Jeżeli jedna lub kilka cząstek przechodzi na wyższy poziom, jądro jest w stanie *wzbudzonym* i może wrócić do stanu normalnego drogą emisji monochromatycznych promieni  $\gamma$ .

Nie należy jednak rozumieć tej analogii między budową jądra i atomu w ten sposób, że wzbudzenie jądra wynika ze zmiany poziomu jakiegoś elektronu jądrowego. Jak wiemy, elektrony wysyłane w przemianach promieniotwórczych nie posiadają określonej prędkości (§ 83), nie można przeto dopatrywać się jakiegokolwiek związku liczbowego między energią promieni  $\beta$  i energią jądrowych promieni  $\gamma$ . Natomiast promienie  $\alpha$  należące do danej grupy są monokinetyczne, możemy przeto przyjąć, że cząstka  $\alpha$  należąca do jądra znajduje się w określonym stanie kwantowym, któremu odpowiada określona energia kwantowa. *Gamow* założył, że przejście cząstki  $\alpha$  z normalnego poziomu w jądrze do poziomu wzbudzonego może być następstwem przemiany promieniotwórczej, której towarzyszy emisja cząstki  $\alpha$ . W tym przypadku energia promieniowania  $\gamma$  wysyłanego podczas powrotu do stanu normalnego jest zależna od energii cząstki  $\alpha$ .

Jądro może również ulec wzbudzeniu w następstwie emisji cząstki  $\beta$ ; mianowicie może nastąpić przejście cząstki  $\alpha$  lub protonu na wyższy

poziom. Wynikająca stąd emisja promieni  $\gamma$  pozostaje w związku z możliwą w tym przypadku emisją cząstek  $\alpha$  długiego zasięgu; nie rozumiemy jednak dotąd istoty związku między promieniowaniem  $\beta$  i wzbudzeniem jądrowym.

### § 99. Odpowiedniość między grupami cząstek $\alpha$ i promieni $\gamma$ .

Rozważymy kolejno przypadek głównych grup cząstek  $\alpha$  oraz przypadek grup długiego zasięgu.

a) Główne grupy. Widmo magnetyczne tzw. normalnych cząstek  $\alpha$  wysyłanych przez dany radiopierwiastek składa się z jednego prążka lub z kilku zbliżonych do siebie prążków, z których każdy charakteryzuje grupę o określonej prędkości i energii (§ 69). Tworzymy wszystkie możliwe różnice  $\Delta$  pomiędzy energiami tych grup i zestawiamy je z kwantowymi energiami  $U$  promieni  $\gamma$ , wysyłanych w tej samej przemianie promieniotwórczej. Zgodnie z *Gamowem* grupa promieni  $\alpha$  największej energii pochodzi z normalnego poziomu jądrowego. Niektóre jednak cząstki  $\alpha$  pozostawiają jądro  $A$  w stanie wzbudzonym, co wynika z tego, że przekazują część swej energii innej cząstce  $\alpha$ , powodując jej przejście z poziomu normalnego na wyższy poziom; energia wysyłanych cząstek  $\alpha$  jest zatem mniejsza od energii normalnej; są to cząstki jednej z grup całkowitego promieniowania. Natomiast jądrowa cząstka  $\alpha$ , która uzyskała nadmiar energii  $\Delta$ , traci go w chwili powrotu do stanu normalnego w postaci energii kwantowej  $U$  promieniowania  $\gamma$ , wysyłanego przez jądro  $B$  powstające w przemianie  $A \rightarrow B$ . Energia  $U$  jest równa  $\Delta$ . Energia ta może być wysłana bądź w postaci jednego fotonu, bądź szeregu kolejnych fotonów.

Doświadczenia wykonane z cząstkami  $\alpha$  *ThC* i promieniami  $\gamma$  *Th(C + C' + C'')* potwierdziły istnienie przewidywanych zgodności energetycznych (*Rosenblum* i *Valadàres*). Wyniki są podane na poniższej tablicy; energie są wyrażone w elektronokilowoltach<sup>1)</sup>. Spośród 15 możliwych różnic energetycznych pomiędzy 6 grupami cząstek  $\alpha$  prawie wszystkie odpowiadają grupom promieni  $\gamma$ , z których 8 podano na tablicy.

<i>ThC</i> . . . . . $\Delta$	40,7	292	294	332	437	458	478	627
<i>Th(C + C' + C'')</i> $U$	40,0	287	298	327	432	451	471	617

Analogiczne wyniki otrzymano w przypadku promieni  $\alpha$  i  $\gamma$  *RAc*.

<i>RAc</i> . . . . . $\Delta$	33,6	41	60	100	191	275	295	309
<i>RAc</i> . . . . . $U$	31,5	43,7	61,4	101	195	282	300	300

Podobna zgodność istnieje w przypadku *AcC* (grupa  $\gamma$  350 *ekw*) i w przypadku *Ra* (grupa  $\gamma$  189 *ekw*).

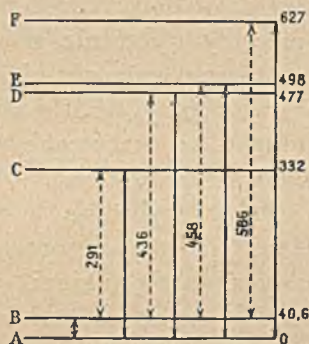
<sup>1)</sup> W celu obliczenia  $\Delta$  należy do energii cząstki  $\alpha$  dodać energię odskoku powstającego atomu.

Promienie  $\alpha$  oraz promienie  $\gamma$   $RaC$  są wysyłane w przemianie  $RaC \xrightarrow{\alpha} AcX$ . Promienie  $\alpha$   $ThC$  są wysyłane w przemianie  $ThC \xrightarrow{\alpha} ThC''$ ; promienie  $\gamma$   $Th(C + C' + C'')$  przypisywano dawniej przemianie  $ThC'' \xrightarrow{\beta} ThD$ , zdołano jednak udowodnić, że grupy odgrywające rolę w subtelnej budowie są wysyłane w przemianie  $ThC \xrightarrow{\alpha} ThC''$  zgodnie z wymaganiami teorii.

Teoria *Gamowa* interpretuje te doświadczenia w ten sposób, że pierwiastek powstający w przemianie  $\alpha$  posiada co najmniej tyle jądrowych poziomów energii, ile istnieje różnych grup promieni  $\alpha$ . Energia  $E_n$  jednego z tych poziomów ma postać  $E_0 + \Delta_{0n}$ , gdzie  $E_0$  jest to energia poziomu normalnego (czyli podstawowego),  $\Delta_{0n}$  jest to różnica energii między normalną grupą promieni  $\alpha$  i grupą mniejszej energii rzędu  $n$ . Na rys. 138 przedstawiono schemat poziomów jądrowych  $ThC''$ , znalezione na podstawie grup promieni  $\alpha$   $ThC$ . Jest rzeczą prawdopodobną, że istnieją reguły wyboru wzbraniające niektórych przejść między poziomami, podobnie jak to się dzieje w przypadku promieni  $X$ .

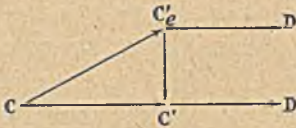
b) Grupy długiego zasięgu. Oprócz głównych grup niektóre radiopierwiastki wysyłają tzw. cząstki  $\alpha$  «długiego zasięgu», których liczba jest niezmiernie mała w porównaniu z liczbą cząstek zwykłego typu. Emisję tego rodzaju odkryto w przypadku  $Ra(C + C' + C'')$ ,  $Th(C + C' + C'')$ , w ostatnich zaś czasach w przypadku  $Ac(B + C + C' + C'')$ ; przypisujemy ją radiopierwiastkom  $RaC'$ ,  $ThC'$  i  $AcC'$ , które wysyłają cząstki  $\alpha$  i powstają w przemianie  $\beta$   $RaC$ ,  $ThC$  i  $AcC$ .

Według *Gamowa* w przemianie  $C \xrightarrow{\beta} C'$  po odejściu elektronu pozostaje jądro  $C'$  w stanie wzbudzonym, w którym jedna z cząstek zajmuje poziom  $E_n$ , wyższy od poziomu podstawowego  $E_0$ . Wzbudzone jądro  $C'_e$  może powrócić do stanu normalnego  $E_0$  wysyłając kwant promieniowania  $\gamma$  o częstotliwości  $\nu$  i następnie ulec przemianie  $C' \rightarrow D$ , której towarzyszy emisja cząstki  $\alpha$  o energii  $E_0$ ; prawdopodobieństwo  $\theta$  tego przejścia jest bardzo wielkie. Istnieje jednak również małe prawdopodobieństwo  $\lambda$  procesu, w którym  $C'_e$  zamienia się bezpośrednio w  $D$  i wysyła cząstkę  $\alpha$  długiego zasięgu o energii  $E_0 + \Delta$ , gdzie  $\Delta = h\nu$ . Liczba  $n$  cząstek tego rodzaju może być obliczona na podstawie wzoru  $n/(p-n) = \lambda/\theta$ , gdzie  $p$  jest to względna liczba atomów  $C'$  powstających w stanie wzbudzonym,  $(p-n)$  — liczba fotonów odniesiona do przemiany jednego atomu. Rozważania te możemy uogólnić w przypadku, gdy zniknięciu stanu wzbudzenia towarzyszy emisja kilku fotonów. Najprostszy schemat jest przedstawiony na rys. 139.



Rys. 138. Układ poziomów jądra  $ThC''$ . Poziom podstawowy A. Poziomy wzbudzone B do F. Nadmiar energii każdego z nich ponad energią poziomów A lub B jest podany w ekw. Strzałki wskazują przejścia.

Znaleziono, że  $RaC'$  wysyła 12 grup długiego zasięgu (*Rutherford* i jego współpracownicy) i udowodniono, że te grupy pozostają w związku z głównymi grupami promieni  $\gamma$   $RaC$ . Tak np. grupa cząstek  $\alpha$ , których  $\Delta = 607 \text{ ekw}$ , odpowiada grupie promieni  $\gamma$  o energii  $\Delta$ . Grupie  $\Delta = 2880 \text{ ekw}$  odpowiada emisja dwóch następujących po sobie kwantów ( $1761 + 1120$ )  $\text{ekw}$ , itd. Najsilniejsza grupa, o zasięgu  $9,13 \text{ cm}$



Rys. 139.

(w  $15^\circ$  pod ciśnieniem normalnym), odpowiada, jak się zdaje, grupie promieni  $\gamma$ ,  $h\nu = 1414 \text{ ekw}$ , która ujawnia się tylko w emisji fotoelektronów konwersji wewnętrznej. Jeżeli  $n$  i  $p - n$  są dane doświadczalnie, to powyższy wzór pozwala wyliczyć  $\theta$ , ponieważ wartość  $\lambda$  może być otrzymana na podstawie zasięgu (§ 70)

lub jeszcze lepiej na podstawie teorii mechaniki falowej § 114. Otrzymuje się wartości  $\theta$  zawarte między  $10^{14} \text{ sek}^{-1}$  i  $10^{16} \text{ sek}^{-1}$ , co daje się pogodzić z przewidywaniami teoretycznymi.

Na podstawie odpowiedniości między promieniami  $\alpha$  długiego zasięgu i promieniami  $\gamma$  można zbudować układ poziomów radiopierwiastka najlepiej zbadanego pod tym względem, mianowicie  $RaC'$ .

Jeżeli na podstawie widma cząstek  $\alpha$  nie możemy wysnuć żadnych wniosków dotyczących poziomów jądrowych, to znajomość tych poziomów opieramy wyłącznie na prawie kombinacji, zgodnie z którym energie niektórych grup promieni  $\gamma$  są równe różnicy energii dwóch innych grup. W tym przypadku jednak obliczanie poziomów jest nieco dowolne, co sprawia, że otrzymane w ten sposób schematy należy traktować z pewnymi zastrzeżeniami.

Fakty wyłożone w tym rozdziale rzucają pewne światło na pochodzenie jądrowych promieni  $\gamma$ , ponieważ dowodzą, że emisja monochromatycznych promieni  $\gamma$  jest uzależniona od tych samych elementów budowy jądra co emisja promieni  $\alpha$ , nie znamy jednak zupełnie związków energetycznych pomiędzy emisją jądrowych promieni  $\beta$  i następujących po niej promieni  $\gamma$ .

## ROZDZIAŁ XVII

### DZIAŁANIA PROMIENI CIAŁ RADIOAKTYWNYCH

#### § 100. Jonizacja gazów, cieczy i ciał stałych. Powstawanie ładunków.

Promienie  $\alpha$ ,  $\beta$  i  $\gamma$  jonizują materię w stanach gazowym i ciekłym, i niewątpliwie również w stanie stałym, chociaż w tym ostatnim przypadku jest rzeczą bardzo trudną udowodnić to doświadczalnie. Możliwość zjonizowania drobiny nie zależy od stanu skupienia danej materii, rzecz ma się jednak zupełnie inaczej, o ile chodzi o rekombinację jonów i prawa ich ruchliwości. Stąd wynikają duże różnice w zachowaniu się gazów, cieczy i ciał stałych, jako też niektóre zawiłe zjawiska, których interpretacja jest niepewna.

a) Jonizacja gazów. Zjawisko to zostało już zbadane z różnych punktów widzenia w poprzednich rozdziałach; wiemy jaką wielką rolę odgrywa ono w badaniu ciał promieniotwórczych i ich promieniowania.

Przypominamy, że działanie jonizacyjne, pochodzące od substancji, która wysyła promienie  $\alpha$ ,  $\beta$  i  $\gamma$ , należy głównie przypisać promieniom  $\alpha$ , jeżeli ma się do czynienia z komorą zwykłych rozmiarów i jeżeli substancja nie jest przykryta ekranem; działanie promieni  $\beta$  jest co najwyżej rzędu 1% całkowitej jonizacji; działanie promieni  $\gamma$  jest jeszcze słabsze. Na podstawie tego faktu nie możemy jednak sądzić o względnej energii trzech rodzajów promieniowania, gdyż są one pochłaniane w komorze w bardzo różnym stopniu. Doświadczenia, w których liczymy cząstki, prowadzą do wniosku, że przemianie każdego atomu odpowiada jedna cząstka  $\alpha$  i w pewnym przybliżeniu również jedna cząstka  $\beta$  i jeden foton  $\gamma$ . Całkowita jonizacja wytworzona przez promienie danego rodzaju, odniesiona do jednej przemiany atomowej jest zatem proporcjonalna do liczby  $\nu$  jonów wytworzonych na całej długości zasięgu tych promieni w powietrzu. Wartość  $\nu$  jest dosyć dokładnie znana w przypadku promieni  $\alpha$ , wynosi ona od 100000 do 250000 w zależności od prędkości cząstek. Wartość ta nie jest tak dobrze znana w przypadku promieni  $\beta$ , a zwłaszcza promieni  $\gamma$ , których energie kwantowe wahają się w szerokich granicach. Możemy jednak przypisać promieniom  $\gamma$   $Ra(B+C)$  średnią wartość  $\nu = 20000$ , promieniom  $\beta$  zaś jeszcze mniejszą średnią wartość,  $\nu = 10000$ . Różni autorowie podają, że energia zużyta na parę jonów jest niezależna od rodzaju promienio-

wania; wartość tej energii waha się jednak od 30 do 45 *ekw.* Można by przeto założyć również, że energia jonizacji jest zależna od energii kinetycznej cząstek  $\beta$  lub od energii kwantowej fotonów  $\gamma$ , chociaż dotychczasowe doświadczenia nie przemawiają na korzyść tego przypuszczenia.

Jeżeli jonizacja gazu nie jest zbyt silna, możemy zawsze osiągnąć prąd nasycenia. Nawet w przypadku jonizacji spowodowanej przez cząstki  $\alpha$ , której towarzyszy wielka gęstość liniowa jonów, można osiągnąć w dostatecznym przybliżeniu stan nasycenia.

W silnie zjonizowanym gazie, umieszczonym w polu elektrycznym, jony zdobywają prędkość, wskutek czego wywierają dostrzegalne działania mechaniczne na drobiny gazu, w którym się poruszają. Ponieważ jony dodatnie i ujemne poruszają się w przeciwnych kierunkach, przeto ich działania kompensują się prawie dokładnie w okolicach, w których pole jest jednostajne, koncentracja zaś jonów obu rodzajów jest jednakowa. Natomiast wszelka dysymetria pola i koncentracji sprawia, że powstaje przewaga siły skierowanej w jedną stronę, co znajduje wyraz w istnieniu *wiatru elektrycznego*. To zjawisko odgrywa rolę w okolicznościach tworzenia się osadów aktywnych na elektrodach i ściankach naczynia, w którym odbywa się aktywacja.

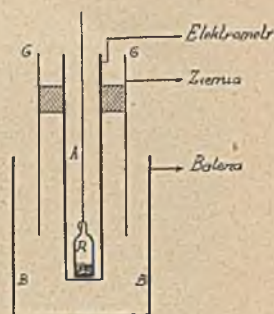
b) Jonizację cieczy zaobserwowano dotąd tylko w przypadku cieczy izolujących, np. heksanu, oleju parafinowego, ciekłego powietrza itd. (*Pierre Curie*).

Doświadczenie zostało wykonane w następujący sposób; ciecz znajduje się pomiędzy dwiema elektrodami w kształcie rur *A* i *B* (rys. 140). Wewnątrz elektrody *A* połączonej z elektrometrem znajduje się naczynko *R*, zawierające rad; elektroda *B* jest połączona ze źródłem wysokiego napięcia. Rurka *G*, połączona z ziemią i odgrywająca rolę osłony elektrostacyjnej, jest częściowo zanurzona w cieczy i ochrania elektrometr od dostępu jonów wytworzonych w powietrzu przez promienie wychodzące ze źródła. Promienie  $\beta$  i  $\gamma$  przenikają do cieczy poprzez cienkie ścianki elektrody *A*. Prąd jonowy wzrasta proporcjonalnie do napięcia; ta liniowa zależność utrzymuje się w znacznie większym obszarze niż w gazach, można jednak stwierdzić, że nawet w cieczy prąd zbliża się powoli do stanu nasycenia. W przypadku starannie oczyszczonego heksanu, stwierdzono istnienie dwóch rodzajów jonów, z których jedno są bardziej ruchliwe i dają stosunkowo łatwo zjawisko nasycenia, inne zaś, mało ruchliwe, pochodzą zapewne od pozostałych w cieczy zanieczyszczeń (*Jaffe*)<sup>1)</sup>. Jony pierwszego rodzaju posiadają ruchliwość zbliżoną do  $6 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{sek} \times \text{volt}$ .

<sup>1)</sup> W świetle nowszych badań (*Adamczewski*) przewodnictwo samoistne najczystszych cieczy dielektrycznych ( $\lambda_{\omega} = 10^{-19} \omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ ) może być przypisane całkowicie działaniu jonizacyjnemu promieni kosmicznych i zanieczyszczeń promieniotwórczych w otoczeniu. Wzrost prądu powyżej obszaru nasycenia daje się całkowicie wytłumaczyć działaniem rekombinacji początkowej i wyróżnionej w kolumnach i grupach wytworzonych przy jonizacji. Poza tym pomiary ruchliwości jonów w całej grupie węglowodorów typu  $C_n H_{2n+2}$ , do której należy i heksan, wykazały obecność dwóch rodzajów jonów dodatnich o bliskich wartościach ruchliwości (*L. W.*).

Całkowita jonizacja w cieczy, pochodząca od promieni  $\beta$ , jest znacznie mniejsza od jonizacji, którą otrzymalibyśmy w powietrzu w analogicznych warunkach, tj. w przypadku całkowitej absorpcji promieni. Zjawisko to jest jeszcze bardziej uderzające w przypadku promieni  $\alpha$ , których zasięg w cieczy jest bardzo mały: otrzymana jonizacja jest tysiąc razy mniejsza od jonizacji wytwarzanej w powietrzu. Jak się jednak wydaje, fakty te nie dowodzą, że jony powstają początkowo w mniejszej liczbie, lecz wynikają z niezmiernie wielkiej gęstości liniowej (jonizacja kolumnowa), wskutek czego usuwanie jonów działaniem pola jest utrudnione, rekombinacja zaś odbywa się w warunkach bardzo sprzyjających.

c) Jonizacja ciał stałych wytworzona przez przenikliwe promienie  $\beta$  i  $\gamma$  (*Becquerel*) może być badana za pomocą przyrządu przedstawionego na rys. 140 np. w ten sposób, że do zbiornika *B* nalewa się stopioną parafinę. Prąd jonowy powstaje pod działaniem promieni w ciekłej parafinie i utrzymuje się po skrzepnięciu, jest jednak wówczas słabszy. Prąd w stałej parafinie jest zależny nie tylko od jej stanu chwilowego, lecz również od stanu poprzedniego; mianowicie przewodnictwo wzrasta wraz z czasem ekspozycji na działanie promieni. Jeżeli po pewnej chwili usuwamy pole elektryczne, np. uziwiamy elektrodę *B*, stwierdzamy, że powstaje prąd przeciwnego kierunku, z początku silny, zanikający jednak szybko. Zjawiska te tłumaczymy nagromadzeniem się jonów w dielektryku, podobnie jak tłumaczymy polaryzację dielektryka w polu elektrycznym, w nieobecności promieniowania. Należy zatem sądzić, że źródłem tej polaryzacji jest obecność jonów w dielektryku w stanie normalnym.



Rys. 140.

Jeżeli promienie  $\alpha$  działają na bardzo cienką warstwę dielektryka umieszczonego w polu elektrycznym, to powstaje prąd, którego natężenie szybko się zmniejsza i osiąga bardzo małą wartość stateczną, przypisywaną jonizacji.

d) Zastosowanie działania jonizacyjnego. Promienie jonizujące ułatwiają przejście wyładowania elektrycznego pomiędzy dwiema elektrodami. Zjawisko to obserwujemy umieszczając iskiernik w obwodzie wtórnym cewki jonizacyjnej i regulując rozstawienie elektrod tak, aby zostały zrealizowane warunki bezpośrednio poprzedzające pojawienie się iskry; w tych warunkach iskra przeskakuje po zbliżeniu źródła promieni jonizujących.

Jeżeli jonizujemy powietrze pomiędzy dwiema elektrodami metalowymi, z których jedna jest połączona z ziemią, druga zaś z elektrometrem, to stwierdzamy, że elektrometr odchyła się; to odchylenie pozwala mierzyć elektromotoryczną siłę zetknięcia dwóch metali oddzielonych powietrzem. Te siły elektromotoryczne są rzędu wielkości ułamka wolta.



Sonda metalowa, pokryta osadem materii promieniotwórczej, służy w pomiarach elektryczności atmosferycznej do badania rozkładu potencjału w powietrzu. W zależności od kierunku pola istniejącego między sondą i otaczającym ją zjonizowanym powietrzem, sonda pochłania jony tego lub innego znaku dopóty, dopóki jej potencjał nie zrówna się z potencjałem sąsiednich punktów przestrzeni. Sond tego rodzaju, połączonych z elektrometrem, używamy często zamiast aparatów, w których wyrównanie potencjałów odbywa się za pomocą płomienia lub wyciekania wody. Sondy z substancjami promieniotwórczymi weszły obecnie w powszechne użycie i między innymi znalazły zastosowanie w doświadczeniach robionych w strefie biegunowej.

Mówiąc o metodzie torów mgielkowych *Wilsona* wspominaliśmy kilkakrotnie o skraplaniu pary wodnej, spowodowanym przez promienie jonizujące. W obecności radonu można zaobserwować również skraplanie *pary w stanie nasycenia i nawet poniżej tego stanu*; w kolbie zawierającej wodę destylowaną i powietrze zmieszane z radonem powstaje widoczna mgła; to samo zjawisko odbywa się, gdy wodę zastępujemy rozcieńczonym kwasem siarkowym (*M. Curie*). Jak się wydaje, ośrodki kondensacji, dookoła których powstaje ta mgła, są to skupienia drobin związków chemicznych, powstających wskutek działania promieni  $\alpha$  radonu na dane środowisko. Podobne mgły obserwujemy również w przypadku lotnych węglowodorów, dwusiarczku węgla, bezwodnego eteru, jodu lub kamfory. W zależności od natury substancji wprowadzonych do kolby wraz z radonem, mgła jest mniej lub więcej trwała; powstawanie mgły świadczy o reakcji chemicznej.

Promienie przenikliwe wychodzące z rurki z radem powodują *kryształizację przechłodzonych substancji*. To zjawisko zostało stwierdzone w przypadku przechłodzonej siarki osadzonej w postaci licznych jednokowych kropelek; naświetlając część powierzchni zauważamy, że krystalizacja odbywa się tu szybciej niż w okolicy nie naświetlonej i że wzrasta zarówno liczba ośrodków, jak i prędkość krystalizacji.

e) Zjawiska gromadzenia się ładunku. Godne uwagi zjawiska powstają wskutek nagromadzenia się ładunku jonów, wytworzonych w gazach w obecności wielkich ilości materij promieniotwórczych oraz ładunków przenoszonych bezpośrednio przez promienie  $\alpha$  i  $\beta$ .

Wewnątrz rurki szklanej zawierającej rad nagromadzają się ładunki elektryczne, ponieważ promienie  $\alpha$  nie opuszczają rurki, gdy tymczasem promienie  $\beta$  wychodzą na zewnątrz. Jest to zjawisko bardzo niepożądane, które w niektórych przypadkach może spowodować iskrę przebijającą rurkę. Wypadek ten może się zdarzyć zwłaszcza wówczas, gdy chcąc otworzyć rurkę nacinamy ją nożem w miejscu, gdzie szkło jest cienkie; toteż najczęściej rurki zawierające rad są zaopatrzone w drucik platynowy, wlutowany przy jednym końcu i przenikający do wnętrza.

W cienkich rurkach zawierających radon pod ciśnieniem atmosferycznym dostrzegamy niekiedy powstawanie iskier w gazie, wskutek czego w szkłe tworzą się szczeliny (*A. Debierne*). Pod niższym ciśnieniem powstają niekiedy wyładowania podobne do wyładowań obserwowanych w rurkach z rozrzedzonym gazem. Jeżeli w małej parownicy kwarcowej umieszczamy bardzo silny preparat polonu, to po



Fig. 1.

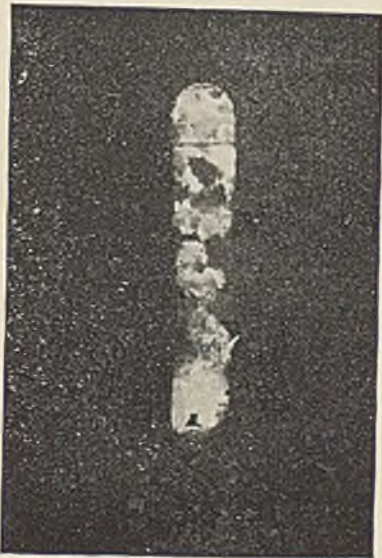


Fig. 2.

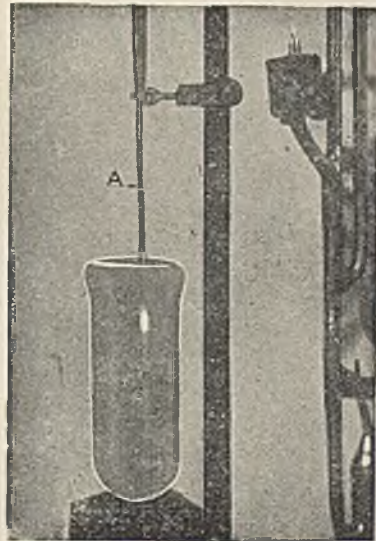


Fig. 3.

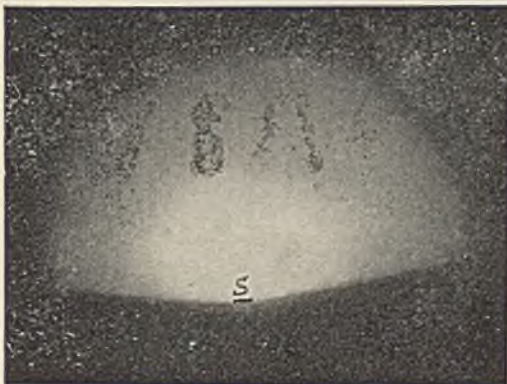


Fig. 4.

- Fig. 1. Fotografia parownicy otrzymana dzięki świeceniu zawartej w niej soli radowej.  
 Fig. 2. Sól radowa zawarta w rurce, fotografowana własnym światłem.  
 Fig. 3. Rurka szklana zawierająca radon skondensowany w niskiej temperaturze i fotografowana w świetle fluorescencji wzbudzonej w szkło.  
 Fig. 4. Strefa światła wzbudzonego w powietrzu działaniem promieni  $\alpha$  polonu, wychodzących z silnego źródła o małych rozmiarach, umieszczonego w *S* (*F. Joliot*).



pewnym czasie ścianki są podziurawione i popękane w wielu miejscach; zjawisko to jest prawdopodobnie następstwem małych iskierek, powstających wskutek nagromadzenia się ładunków w materii izolującej (*Maria Curie i A. Debierne*).

Okruszyna materii promieniotwórczej, zawieszona w próżni na izolującej podstawie i osłonięta w ten sposób, że promienie  $\alpha$  są pochłaniane, promienie  $\beta$  zaś wychodzą z preparatu na zewnątrz, powinna ładować się dodatnio dopóty, dopóki potencjał nie stanie się dostatecznie wysoki, by cząstki  $\beta$  nie mogły wybiegać ze źródła. W rzeczywistości jednak potencjał graniczny jest zależny od dobroci izolacji.

### § 101. Działania świetlne. Termoluminescencja.

Związki radonośnego baru lub radu świecą własnym światłem (*Piotr i Maria Curie*). Zwłaszcza silne światło wysyłają bezwodny chlorek i bezwodny bromek; świecenie kilku decygramów soli radowej jest widoczne przy świetle dziennym. Światło wychodzi z całej masy preparatu, nie zaś tylko z powierzchni, jak to się dzieje w przypadku naświetlonego ciała fosforyzującego. Świecenie preparatu zmniejsza się z czasem wskutek zachodzących w soli zmian, którym towarzyszy zabarwienie się soli; jeżeli jednak sól poddajemy ponownej krystalizacji, a następnie osuszeniu, to otrzymujemy takie samo świecenie jak na początku.

Roztwory soli radonośnego baru lub radu świecą również; najlepiej można przekonać się o tym umieszczając roztwór w parownicy platynowej, która nie świeci pod działaniem promieni, w odróżnieniu od szkła lub kwarcu.

Przyczyną świecenia soli radowych jest fluorescencja drobin soli wzbudzona działaniem promieni radu, w zasadzie nie różniąca się od fluorescencji wzbudzonej przez jakikolwiek inny czynnik. Związki jonu i aktywny świecą również.

Na tabl. XX, fig. 2 widzimy fotografię rurki zawierającej sól radową, na tabl. XX, fig. 1 fotografię parownicy zawierającej 4 g soli radowej; oba te przedmioty zostały sfotografowane w ciemności i tylko przy ich własnym świetle.

Świecenie wywołane przez promienie radu pochodzi również od znajdującego się w pobliżu powietrza. Mamy tu do czynienia z działaniem promieni  $\alpha$  na azot; w istocie badanie spektroskopowe (*Huggins, Zeeman*) ujawnia pasma, które odnajdujemy również w widmie wyładowania przebiegającego w azocie. Wszystkie ciała wysyłające promienie  $\alpha$  wywierają analogiczne działania w powietrzu.

Na tabl. XX, fig. 4 przedstawia otrzymaną w ciemności fotografię powietrza świecącego pod działaniem cząstek  $\alpha$  wychodzących z preparatu polonowego, złożonego na niewielkiej powierzchni; promień świecącej strefy odpowiada w przybliżeniu zasięgowi promieni  $\alpha$  polonu.

Promienie  $\alpha$ ,  $\beta$  i  $\gamma$  ciał promieniotwórczych wzbudzają fosforescencję różnych ciał, w zasadzie podobną do tej, która powstaje pod działaniem światła; wszelako względne natężenie wzbudzenia jest różne w różnych przypadkach (*P.* i *M. Curie*). Stosunkowo najlepiej fluoryzują sole alkaliczne i ziem alkalicznych. Papier, wata, szkło fluoryzują pod działaniem promieni, natomiast metale nie fluoryzują. Rurka szklana, na której kondensujemy radon w niskiej temperaturze, świeci w miejscu, w którym następuje kondensacja tak silnie, że można fotografować to zjawisko w ciemności (tabl. XX, fig. 3).

Do obserwowania świecenia pochodzącego od promieni  $\beta$  i  $\gamma$  najlepiej nadaje się platynocyjanek baru. Natomiast dla obserwowania cząstek  $\alpha$  używa się zazwyczaj siarczku cynku, na którym powstają *scyntyłacje* opisane w § 65.

Scyntyłacje tłumaczymy wzbudzeniem *ośrodków* utworzonych z *fosforogenu*, tj. domieszki stosownego obcego ciała, np. śladów miedzi dodanych do siarczku cynku w stanie roztworu stałego. Te ośrodki ulegają zniszczeniu wskutek długotrwałego działania promieni  $\alpha$ , toteż naświetlany siarczek cynku stopniowo traci zdolność świecenia. W celu obserwowania scyntyłacyj używa się także wilemitu i diamentu.

Silne preparaty polonu powodują świecenie umieszczonego w pobliżu siarczku cynku, widoczne przy świetle dziennym. Otrzymujemy również silny efekt świetlny wprowadzając radon do kolby, której ścianki są powleczone siarczkiem cynku. Jeżeli na ekran z *ZnS* kierujemy strumień powietrza zmieszanego z aktynonem, to widzimy na ekranie piękne zjawisko przybierające postać świecącego dymu.

Stopniowy zanik fosforescencji ciał pod działaniem promieni  $\alpha$ ,  $\beta$  i  $\gamma$  jest zjawiskiem zupełnie ogólnym i tłumaczy się zmianami chemicznymi, zachodzącymi w naświetlonej substancji.

Można wyznaczyć zasięg promieni  $\alpha$  substancji fosforyzującej używając promieni  $\alpha$ , padających na ekran prawie stycznie i dających scyntyłacje w postaci świecących kresek, których grubość można zmierzyć za pomocą mikroskopu. Scyntyłacje wywołane przez cząstki *H* są słabsze od scyntyłacyj pochodzących od cząstek  $\alpha$ . Promienie  $\beta$  i  $\gamma$  nie wytwarzają scyntyłacyj.

Działanie promieni na fosforyzujące ekrany znajduje niekiedy zastosowanie w razie jakiegoś wypadku, np. eksplozji substancji aktywnej, gdyż umożliwia odszukiwanie rozproszonych części preparatu.

Fosforyzujący siarczek cynku zmieszany z bardzo małą ilością soli radowej (na ogół w proporcji mniejszej niż 1/4000) służy do sporządzania świecących farb, których słabe świecenie jest widzialne w ciemności i którymi powlekamy cyfry i podziałki na cyferblatach, skale świecące, wskazówki itp. Zamiast radu można używać do sporządzania tych farb również mezotoru lub radiotoru.

*Termoluminescencja* jest to własność, którą posiadają niektóre ciała, np. fluoryt lub apatyt, polegająca na tym, że wysyłają one światło podczas

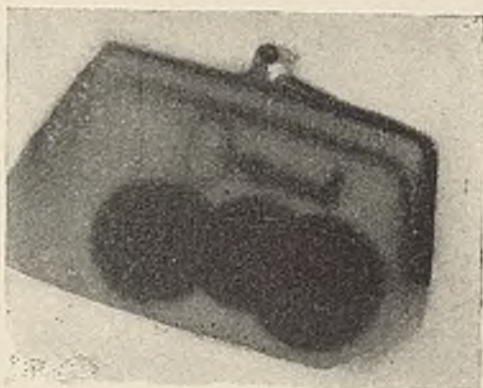


Fig. 1.



Fig. 2.

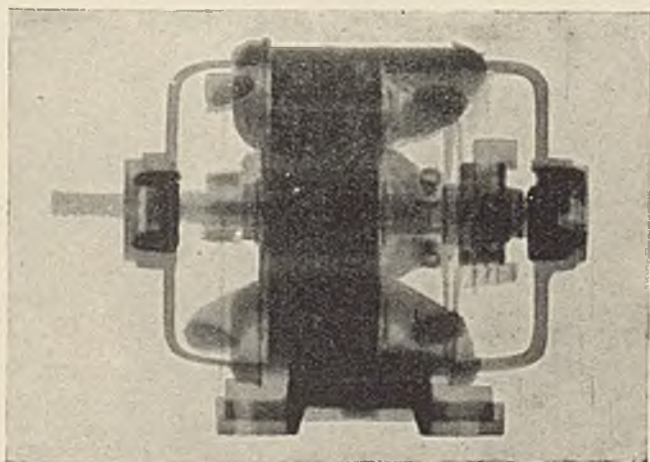


Fig. 3.

Fig. 1. Radiografia portmonetki otrzymana za pomocą promieni  $\gamma$  radu.

Fig. 2. Radiografia płytki stalowej za pomocą promieni  $\gamma$  radu. Płytkę o grubości 96 mm z trzema równoległymi rysami: *a, b, c* o głębokości 2, 4 i 6 mm oraz z węższą rysą *d* o głębokości 30 mm (*A. Régnier*). Użyta ilość radu — 600 mg; odległość od źródła do kliszy — 58 cm; czas ekspozycji — 5 godzin.

Fig. 3. Radiografia małego motoru za pomocą promieni  $\gamma$  radu (*A. Régnier*). Użyta ilość radu — 600 mg; odległość od źródła do kliszy — 105 cm; czas ekspozycji — 5 godzin.



ogrzewania ich poniżej temperatury żaru. W celu zaobserwowania termoluminescencji fluorytu wystarczy rzucić kilka kawałków tego ciała na płytkę metalową, ogrzaną do 500°. Podczas ogrzewania ciało wysyła określoną ilość światła; zjawisko nie zachodzi przy powtórzeniu doświadczenia. Jeżeli jednak substancję, której zapas energii świetlnej został wyczerpany, poddajemy działaniu ciał promieniotwórczych, to odzyskuje ona zdolność do wysyłania światła podczas ogrzewania. Te zjawiska są związane ze zmianą barwy; fluoryt zabarwia się podczas naswietlania i odbarwia się podczas termoluminescencji.

To samo zjawisko obserwujemy w przypadku szkła i kwarcu. Ciała te zabarwiają się pod działaniem promieni powodujących zarazem fluorescencję; podczas ogrzewania następuje termoluminescencja, barwa zaś znika. Małe naczynia z kwarcu, w których znajdowały się ciała promieniotwórcze, ogrzewamy zazwyczaj w celu usunięcia zabarwienia uniemożliwiającego oglądanie ich zawartości. Pojawianie się i znikanie zabarwienia jest związane z reakcjami chemicznymi, zachodzącymi w tych substancjach.

Jest rzeczą prawdopodobną, że zabarwienie naturalnych fluorytów zarówno jak ich zdolność do fluorescencji są to własności nabyte wskutek długotrwałego działania promieni ciał radioaktywnych, zapewne w ciągu całych okresów geologicznych.

#### § 102. Działania fotograficzne.

Przypominamy, że zjawisko promieniotwórczości zostało odkryte przez *Becquerela* na podstawie zaczernienia klisz fotograficznych, wywołanego przez przenikliwe promienie związków uranowych (por. § 36). Na kliszę działają zarówno promienie  $\alpha$  jak  $\beta$  i  $\gamma$ ; działanie to znajduje zastosowanie, jak to wspominaliśmy, w doświadczeniach dotyczących odchylenia magnetycznego lub elektrycznego (promieni  $\alpha$  lub  $\beta$ ), oraz dyfrakcji (promienie  $\gamma$ ). W tym ostatnim przypadku mamy do czynienia z działaniem wtórnych promieni  $\beta$  wzbudzonych w emulsji przez promienie  $\gamma$ .

Za pomocą przenikliwych promieni pierwiastków pochodnych od radu można otrzymać radiografie podobnie jak za pomocą promieni X. Źródło promieniowania w postaci zalutowanej rurki zawierającej sól radową umieszczamy w pewnej odległości od kliszy, do której przylega fotografowany przedmiot. Używając kilku centygramów soli umieszczonej w odległości 20 *cm*, możemy otrzymać w ciągu godziny obraz danego przedmiotu, np. portmonetki (tabl. XXI, fig. 1). Ciała promieniotwórcze nie nadają się do leczniczych zastosowań radiografii, ponieważ są zbyt kosztowne i dają promieniowanie niejednorodne. Wszelako używanie tych promieni może oddać usługi w przypadku radiografii przedmiotów metalowych, których grubość lub kształt są tego rodzaju, że stosowanie promieni X jest niemożliwe (tabl. XXI, fig. 2 i 3).

Możemy mierzyć natężenie promieniowania metodą *fotometryczną*, tj. drogą mierzenia stopnia zaczernienia kliszy.



Ta metoda badania bywa stosowana zarówno do zaczernionych pól jak i do wąskich prążków widma; w tym ostatnim przypadku metoda nosi nazwę *mikrofotometrycznej*. Mikrofotometr jest to przyrząd posiadający silnie oświetloną szczelinę, której obraz utworzony przez soczewkę rzucamy na zdjęcie fotograficzne badanego widma. Światło przechodzące przez kliszę pada na ogniwo termoelektryczne lub na komórkę fotoelektryczną; powstaje prąd elektryczny, którego natężenie jest tym mniejsze, im badane miejsce jest bardziej nieprzezroczyste. Zmiany prądu podczas przesuwania kliszy rejestrujemy za pomocą stosownego urządzenia i otrzymujemy krzywą odpowiadającą zmianom zaczernienia kliszy. Jeżeli  $I$  jest to natężenie światła przechodzącego przez kliszę w miejscu zaczernionym przez promienie,  $I_0$  zaś natężenie światła przechodzącego przez miejsca nie zaczernione, definiujemy zaczernienie  $S$  za pomocą wzoru:  $S = \lg(I_0/I)$ . Jeżeli światło jest pochłaniane zgodnie z prawem wykładniczym  $I = I_0 e^{-\mu x}$ , mamy  $S = \mu x \log e$ , gdzie  $x$  jest to grubość naświetlonej okolicy,  $\mu$  — współczynnik absorpcji. Wartość  $S$  zależy od wielu czynników: z jednej strony od rodzaju kliszy i sposobu jej wywoływania, z drugiej zaś strony od natężenia promieniowania  $I$ , od stopnia zużytkowania promieni w emulsji i od czasu ekspozycji  $t$ . Według *Bothego* i innych autorów istnieje *prawo wzajemności*  $S = \varphi(I \times t)$ , wyrażające zależność między natężeniem promieniowania określonego rodzaju i czasem ekspozycji. Funkcja  $\varphi$  odzwierciedla przebieg stopniowego pobierania energii promieniowania przez ziarna emulsji, które mogą następnie być wywołane.  $S$  wzrasta najpierw proporcjonalnie do  $I \times t$ , potem wzrost staje się powolniejszy i w końcu zatrzymuje się; jeżeli wartości  $I \times t$  są bardzo wielkie, obserwujemy niekiedy zmniejszenie efektu, analogiczne do zjawiska solaryzacji w przypadku światła. Najkorzystniejsze warunki dla fotometrii otrzymujemy zużytkując początkową część krzywej, w której  $S$  jest proporcjonalne do  $I \times t$  i do pochłoniętego ułamka promieniowania  $\mu$ .

Promienie  $\alpha$  są zużytkowane w zwykłych kliszach w zupełności. Inaczej w przypadku promieni  $\beta$ , których część tylko jest pochłaniana przez emulsję, część tym mniejsza, im prędkość  $v$  jest większa. W przypadku promieni  $\gamma$  w emulsji powstają fotoelektrony i elektrony *Comptona*, działanie zaś fotograficzne jest zależne od prędkości tych promieni wtórnych, a zatem pośrednio od energii  $h\nu$  promieni pierwotnych. Zależności liczbowe pomiędzy  $S$ ,  $v$  i  $h\nu$  są dotąd mało znane, możemy jednak założyć, że decydującą rolę odgrywają w tym przypadku prawa absorpcji promieni w emulsji.

Emulsja fotograficzna może być traktowana jako odbiornik promieni, niezmiernie cenny, gdy chodzi o zjawiska słabe, gdyż działanie może być wzmocnione drogą przedłużenia czasu ekspozycji. Stosuje się to np. do bardzo słabego promieniowania minerałów promieniotwórczych lub do silnego, lecz bardzo przenikliwego promieniowania skoncentrowanych substancji promieniotwórczych.

Uczyniono wiele prób zastosowania klisz fotograficznych do liczenia cząstek  $\alpha$ . Jest to bardzo trudne zadanie, ponieważ zaczernienie, wytworzone przez promienie  $\alpha$  prostopadłe do kliszy lub pochylone pod

TABLICA XXII.

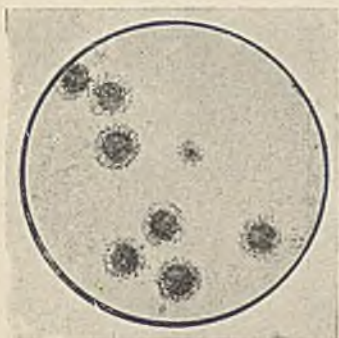


Fig. 1.

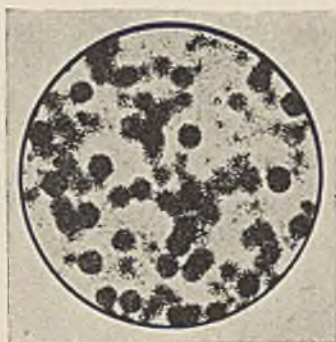


Fig. 2.



Fig. 3.



Fig. 4.

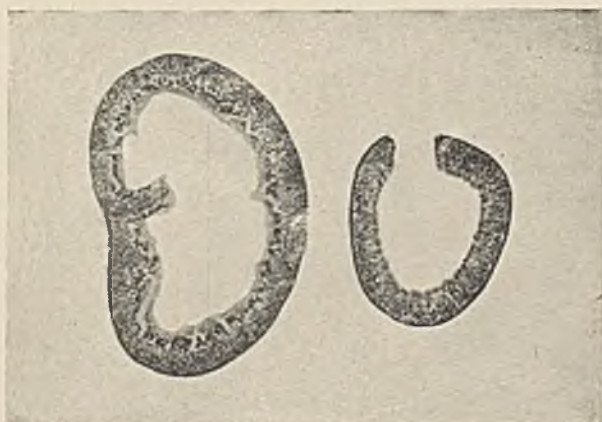


Fig. 5.

Fig. 1 i 2. Skupienia atomów promieniotwórczych (*C. Chamié*).

Fig. 3 i 4. Halo pleochroiczne.

Fig. 5. Przekrój autoradiologiczny nerki królika, któremu zastrzyknięto roztwór polonu



nieznacznym kątem, składa się z wywołanych ziaren soli srebrowej, które w mikroskopie nie różnią się dostrzegalnie od ziaren wywołanych na kliszy nie naświetlonej; nieomal wszystkie rodzaje klisz dają pewną liczbę takich ziaren. Na podstawie przybliżonych obliczeń sądzimy, że każdej cząstce  $\alpha$  odpowiada jedno wywołane ziarno. Jeżeli jednak promienie  $\alpha$  padają na emulsję bardzo skośnie, to wytwarzają szeregi ziaren, które łatwo jest dostrzec i przeliczyć.

Doświadczenie to wykonywamy w następujący sposób: na kliszy umieszczamy małe ziarnko substancji aktywnej. Promienie  $\alpha$  przenikające do żelatyny nieomal stycznie do jej powierzchni wytwarzają szeregi ziaren wzdłuż całego zasięgu cząstek. Po wywołaniu widzimy w mikroskopie obraz w postaci gwiazdy, pozwalający zmierzyć zasięg cząstek (*Mühlestein*). Ta metoda pozwoliła odkryć zjawisko *skupień atomów promieniotwórczych*, powstających w różnych warunkach i analogicznych do cząsteczek koloidalnych; skupienia posiadają bardzo małe rozmiary, lecz są utworzone z wielkiej liczby atomów (*Chamie*). Na tablicy XXII znajduje się przykład skupień tego rodzaju, powstających zarówno w gazach jak i cieczech. Na podstawie zasięgu cząstek  $\alpha$  w żelatynie, możemy rozpoznać radiopierwiastek, z którego atomów są utworzone dane skupienia.

Można posługiwać się mikrofotografią w celu zbadania rozmieszczenia materij promieniotwórczych w organizmie. Tak np. polon wstrzyknięty małym zwierzętom w postaci roztworu, koncentruje się w niektórych organach. Skrawki sporządzane z tych organów umieszczamy na kliszy fotograficznej (§ 105, tabl. XXII, fig. 5).

### § 103. Zabarwienia. Działania chemiczne. Halo pleochroiczne.

Promienie  $\alpha$ ,  $\beta$  i  $\gamma$  wytwarzają w materii zabarwienia i zmiany chemiczne. Mamy podstawy do przypuszczania, że zabarwieniom towarzyszą często, a może nawet zawsze reakcje chemiczne.

Pierwsze zaobserwowane zjawisko tego rodzaju dotyczyło zabarwienia szkła i porcelany pod działaniem promieni radu (*P.* i *M. Curie* 1889); wkrótce potem odkryto wytwarzanie ozonu (*Demarçay, P. Curie*), rozkład wody (*Giesel*), przemianę fosforu białego na czerwony (*Becquerel*) itd. Późniejsze prace wykazały, że istnieje bardzo wielka różnorodność działań chemicznych, których badanie stanowi przedmiot osobnej nauki zwanej radiochemią<sup>1)</sup>.

Promienie ciał radioaktywnych atakują z mniejszą lub większą szybkością drobiny wszelkiego rodzaju, gdy tymczasem działania fotochemiczne światła są selektywne zarówno ze względu na skuteczną długość fali, jak i na rodzaj drobin zdolnych do reakcji. Można zatem sądzić, że działania chemiczne światła są zależne od rezonansu między światłem

<sup>1)</sup> Por. książkę *S. C. Linda* «The Chemical Effects of  $\alpha$  Particles and Electrons» (American Chem. Society, Monograph Series 1928).

a drobiną, natomiast cząstki  $\alpha$  i  $\beta$  działają drogą jonizacji wytwarzanej w środowisku, w którym są pochłaniane. Ta hipoteza tłumaczy, dlaczego działania chemiczne promieni  $\alpha$  są znacznie silniejsze od działań promieni  $\beta$ . Promienie  $\gamma$  działają tylko za pośrednictwem pochodzących od nich wtórnych promieni  $\beta$ .

a) Zabarwienia. Wszystkie rodzaje szkła: porcelana, fajans itd. uzyskują zabarwienie w obecności ciał promieniotwórczych. Naczynia używane do przechowywania tych ciał zabarwiają się stopniowo na kolor brązowy lub fioletowy; ciała te mogą być odbarwione pod wpływem ogrzania, któremu często towarzyszy termoluminescencja (§ 101). To samo stosuje się do naczyń z pireksu lub stopionego kwarcu.

Zabarwienie pochodzące od promieni  $\alpha$  sięga tylko nieznacznej głębokości, odpowiadającej zasięgowi cząstek  $\alpha$  w naświetlanej substancji stałej; działanie promieni  $\beta$  posiadających dłuższy zasięg jest głębsze, działanie promieni  $\gamma$  sięga jeszcze głębiej. Przypominamy, że kawałki szkła wystawione na światło słoneczne przybierają z czasem wyraźne zabarwienie, najczęściej fioletowe.

Badanie zależności między zabarwieniem i budową chemiczną nie dało dotąd zupełnie wyraźnych wyników. Jak się wydaje, jednym z głównych czynników jest obecność metali alkalicznych, mianowicie sodu lub potasu; czynną rolę mogą również odgrywać inne składniki, np. ołów lub mangan. Podczas długotrwałego naświetlania zabarwienie dąży do maximum, co pozwala przypuszczać, że proces zabarwiania jest ograniczony procesem odwrotnym.

Zabarwienia obserwujemy zarówno w przypadku czystych soli, jak i naturalnych minerałów; istnieje wielka liczba prac poświęconych temu zagadnieniu (*St. Meyer, K. Przibram, Lind i Bardwell*). To zjawisko jest również ściśle związane z termoluminescencją. Wiele badań poświęcono soli kuchennej, która w zależności od warunków naświetlania barwi się na niebiesko lub na żółto; fakt ten pozostaje zapewne w związku z istnieniem naturalnych okazów soli kuchennej, silnie zabarwionych na niebiesko zapewne wskutek długotrwałego działania pochłoniętych promieni. Diament dający piękną niebieską fluorescencję pod działaniem promieni  $\alpha$  zabarwia się na powierzchni na kolor zielony, który znika pod wpływem ogrzania.

Sole radu i radonośnego baru zmieniają z czasem barwę. Bezwodne kryształy chlorku i bromku, oglądane w świetle rozproszonym, są zupełnie białe i dają błękitną luminescencję. Po upływie pewnego czasu kryształy rozspływają się, jednocześnie barwa staje się brudna i zmienia się na kolor szarobrunatny, a następnie szaroczarny. Tej zmianie barwy odpowiada przemiana chemiczna, mianowicie utrata chloru i bromu.

Ekranu fosforyzujące lub fluoryzujące pod działaniem promieni zabarwiają się wskutek naświetlania, wydajność zaś świecenia ulega zmniejszeniu (por. § 101). Kolba, której wewnętrzne ścianki są pokryte siarczkiem cynku, przeznaczona do doświadczeń wykładowych, w których demonstruje się świecenie pochodzące od radonu, powinna być po doświadczeniu starannie opróżniona w celu uchronienia siarczku cynku od

psucia się. Jeżeli kładziemy cienką rurczkę, zawierającą 10 milicurie radonu na warstewce platynocyjanku baru, stwierdzamy, że po upływie godziny powstaje tuż pod rurką brunatna plama o wyraźnym zarysie rurki, ostro odcinająca się od zielonego tła ekranu.

Używając źródeł bardzo silnych otrzymano w biotycie nie tylko zniknięcie zjawiska zabarwienia, lecz również jego odwrócenie (*Jędrzejowski*). Zjawisko to zostało zrealizowane za pomocą rurki szklanej, zawierającej 600 milicurie radonu, której ścianki były tak cienkie, że wychodziły z niej na zewnątrz promienie  $\alpha$  o zasięgu nieznacznie zmniejszonym. Po położeniu rurki na płytce z biotyту utworzyła się pod nią w ciągu bardzo krótkiego czasu ciemna plamka liniowa na jasnym tle. Po kilku dniach cała płytka była zabarwiona, natomiast pierwotne zaciemnienie liniowe zbladło i przybrało barwę jasnozieloną, odcinającą się od ciemnego tła. Badanie zaciemnienia za pomocą metody fotometrycznej ujawniło najpierw wzrost, później maximum, następnie zaś zanikanie zaciemnienia.

b) Halo pleochroiczne. Nazwą tą oznaczamy zabarwione obszary, ograniczone powierzchnią w przybliżeniu kulistą, znajduwane w niektórych minerałach, w szczególności zaś w odmianach miki: biotycie, muskowiecie itd. Wewnątrz kuli możemy najczęściej wyróżnić kilka koncentrycznych pierścieni. Zjawisko to przypisujemy wzrostowi mikroskopijnych kryształów cyrkonu lub apatyту, zawierających ciała promieniotwórcze, których promienie zabarwiały minerał w danych miejscach od chwili jego utworzenia. Promienie barwnych stref odpowiadają zasięgom promieni  $\alpha$  serii uranowo-radowej w materii, w której halo zostało utworzone (*Joly*). Wszelako niektóre halo nie mogły być dotąd wytłumaczone w ten sposób, ponieważ ich promienie nie odpowiadają żadnym obecnie znanym zasięgom.

Jeżeli ogrzewamy minerał, znajdujące się w nim halo znikają.

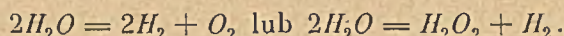
Podajemy spis znanych zasięgów zidentyfikowanych drogą obserwacji halo.

Promienie $\alpha$ <i>U</i> . . . .	16 $\mu$	Promienie $\alpha$ <i>Th</i> . . . .	15 $\mu$
„ $\alpha$ <i>Io</i> . . . .	18 $\mu$	„ $\alpha$ <i>RTh</i> . . . .	21 $\mu$
„ $\alpha$ <i>Rn</i> . . . .	23 $\mu$	„ $\alpha$ <i>ThX</i> . . . .	30 $\mu$
„ $\alpha$ <i>RaA</i> . . . .	27 $\mu$	„ $\alpha$ <i>ThC</i> . . . .	48 $\mu$
„ $\alpha$ <i>RaC'</i> . . . .	39 $\mu$		

Udowodniona w przypadku biotyту możliwość odwrócenia zjawiska zabarwiania minerałów może odgrywać wielką rolę w powstawaniu halo i stanowi okoliczność utrudniająca ich interpretację. Należy zaznaczyć, że istnieje metoda oznaczania wieku minerałów na podstawie natężenia halo, które porównywa się ze sztucznym zabarwieniem, otrzymanym za pomocą dokładnie znanej, bardzo małej ilości substancji promieniotwórczej. Stwierdzono, że małe ziarnko promieniotwórcze wytwarza widoczne zabarwienie, jeżeli całkowita liczba pochłoniętych cząstek  $\alpha$  wyniosła około  $10^9$ ; z tego wynika, że ilość *Ra* rzędu  $10^{-17}$  g wystarcza do wytwor-

zenia halo w ciągu okresu geologicznego rzędu  $300 \cdot 10^6$  lat. Metoda ta jest jednak niepewna wskutek wspomnianej możliwości odwrócenia efektu.

c) Działania chemiczne. Jedno z najważniejszych działań tego rodzaju polega na rozkładaniu wody, którego wynikiem jest powstawanie gazu piorunującego. Jak widzieliśmy, zjawisko to odgrywa rolę w technice otrzymywania radonu z roztworów soli radowych (§ 51). Zjawisko powstaje pod działaniem promieni  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ . Z jednej bowiem strony rozkład wody zachodzi w roztworach polonu, który wysyła tylko promienie  $\alpha$  (*M. Curie i A. Debierne*). Z drugiej strony promienie  $\beta$  i  $\gamma$  są również czynne, jak o tym można przekonać się wstawiając do naczynia z wodą szklaną rurkę zawierającą sól radową; promienie  $\alpha$  są pochłaniane w ściankach rurki, natomiast promienie  $\beta$  i  $\gamma$  przenikają do wody i powodują łatwo dostrzegalne wydzielanie się gazu (*A. Debierne*). Wydobyty i oddzielony gaz składa się w tym przypadku z czystego wodoru; woda zaś zawiera pewną ilość wody utlenionej, utworzonej wskutek absorpcji tlenu. Jak się zatem wydaje, rozkład wody może odbywać się w dwojaki sposób, a mianowicie:



Możemy założyć, że promienie wytwarzają w ciekłej wodzie jonizację podobną do tej, jaka powstałaby w parze wodnej; a mianowicie elektron oddziela się od drobiny wody, która pozostaje jako jon dodatni. Uwolnione elektrony mogą zobojętniać kationy wodoru, atomy łączą się następnie w drobiny i wodór się wydziela; podobnie jony dodatnie  $H_2O(+)$  mogą zobojętniać aniony  $OH(-)$ , z których powstają wówczas bądź drobiny wody utlenionej  $H_2O_2$ , bądź drobiny  $H_2$  i  $O_2$  w równej liczbie. Rozkład wody pod działaniem jonizujących promieni można zatem porównać do elektrolizy bez elektrod; w istocie ilość wodoru i tlenu wydzielonego przez promieniowanie jest tego samego rzędu wielkości, co ilość gazu wyelektrolizowanego działaniem prądu o natężeniu równym natężeniu prądu jonowego, wytworzonego w powietrzu przez to samo promieniowanie.

Promienie rozkładają również wodę w stanie stałym lub gazowym, tj. lód lub parę, działanie jest jednak w tym przypadku znacznie słabsze. Stwierdzono również, że promienie wytwarzają odwrotną reakcję, mianowicie łączenie się wodoru i tlenu na parę wodną.

Gaz wydobywający się z roztworów soli radowych jest to mieszanina piorunująca, zawierająca nadmiar wodoru; w istocie, pewna ilość tlenu znika wskutek utleniania rtęci lub smaru, używanego do kranów uszczelniających aparaturę. Ilość gazu wytwarzanego w zwykłej aparaturze do ekstrakcji radonu jest rzędu wielkości od 0,5 do 1  $cm^3$  na gram radu i godzinę; liczba ta nie jest zbyt dokładnie określona, ponieważ jednocześnie z reakcją główną odbywa się reakcja odwrotna, przebieg zaś obu reakcyj jest zależny od szeregu okoliczności, mianowicie od tego, w ja-

kim stopniu promienie radu są pochłaniane przez roztwór, przez ścianki przyrządu i przez gazy znajdujące się nad roztworem. Rozkład wody w roztworach radu stanowi źródło niebezpieczeństwa; aparatura powinna przeto być zaopatrzona w urządzenie zabezpieczające od nadmiernego wzrostu ciśnienia<sup>1)</sup>. Zalutowane rurki z niedostatecznie wysuszonymi solami radowymi eksplodują niekiedy samorzutnie wskutek wstrząsów lub wzrostu temperatury; istnieje również niebezpieczeństwo eksplozji podczas rozcinania rurki, której zawartość może być wyrzucona na zewnątrz.

Spśród innych reakcyj wymienimy rozkład  $HCl$ ,  $HBr$  lub  $HI$  oraz reakcje odwrotne, powstawanie ozonu w tlenie i reakcję odwrotną, rozkład  $NH_3$  na pierwiastki i reakcję odwrotną, analogiczne działania na  $H_2S$  itd. W przypadku metanu lub etanu dostrzegamy powstawanie wodoru i nasyconych węglowodorów wyższego rzędu, z acetylenu powstają produkty polimeryzacji.

Parafina jest atakowana z wydzielaniem się gazu; papier żółknie i rozsypuje się, kauczuk psuje się i staje się łamliwy; ebonit jest atakowany; metale utleniają się w obecności powietrza. Platyna pozostająca w zetknięciu z roztworem  $RaCl_2$  przechodzi do roztworu prawdopodobnie wskutek wydzielania się wolnego chloru. Przechowywanie stężonych substancyj radioaktywnych jest utrudnione wskutek rozlicznych reakcyj chemicznych, wynikających z promieniowania.

Na kliszach fotograficznych, poddanych działaniu silnego promieniowania  $\alpha$ , powstają wgłębienia wynikające ze zmiany budowy żelatyny.

Z tego, co było powiedziane, wynika, że reakcje chemiczne i elektrochemiczne, służące do scharakteryzowania danego radiopierwiastka, mogą być zakłócone reakcjami wtórnymi, zależnymi od samego promieniowania w przypadku, gdy radiopierwiastek jest bardzo stężony. Okoliczność ta pozbawia wartości stosowanie metod chemicznych do radiopierwiastków o wielkiej aktywności właściwej. O ile chodzi o czyste sole radowe, trudność ta może być usunięta, natomiast ciała, których szybkość przemiany jest znacznie większa, np. polon lub radiotor, niewątpliwie nie mogłyby być badane zwykłymi metodami chemicznymi, gdybyśmy mieli z nimi do czynienia w postaci czystych soli, gdyż ich promienie atakowałyby zbyt silnie naczynia i reaktywy.

Podamy niektóre dane liczbowe, dotyczące reakcyj radiochemicznych (doświadczenia: *Ramsaya* i *Cameron*, *Duane'a* i *Scheuera*, *Linda* i *Bardwella*, *Munda* i współpracowników, *Wourtzela* i innych).

<sup>1)</sup> W Paryskim Instytucie Radowym istnieje urządzenie tego rodzaju w postaci manometru z jednym ramieniem otwartym, przyłączonego w ten sposób, że gaz może wydobywać się na zewnątrz poprzez kуветę z rtęcią, jeżeli jego ciśnienie jest nieco wyższe od atmosferycznego. Doświadczenie wykazało jednak, że gaz nie wychodzi na zewnątrz; ciśnienie osiąga graniczną wartość, zbliżoną do ciśnienia atmosferycznego, niewątpliwie dlatego, że powstaje równowaga między rozkładem wody i reakcją odwrotną, lub reakcjami pochłaniającymi wytworzone gazy.



W celu otrzymania liczb mających określone znaczenie należy zbadać, w jakim stopniu jest zużytkowane promieniowanie powodujące reakcję. Jedną z najpoprawniejszych metod polega na tym, że używa się radonu zawartego w małym szklanym naczynku kulistym, z bardzo cienkimi ściankami przepuszczającymi promienie  $\alpha$ ; znając ich energię początkową oraz grubość ścianek można obliczyć energię pochłoniętą w środowisku otaczającym kulkę. W celu badania określonej reakcji należy ponadto usuwać produkty tej reakcji w miarę ich powstawania w celu uniknięcia reakcji odwrotnej. Wykonywano również doświadczenia ilościowe w ten sposób, że radon zawarty w dużym kulistym naczyniu był zmieszany z gazem poddanym działaniu promieni. W tym przypadku prostota stosunków geometrycznych ułatwia obliczenie energii zużytkowanej.

Pomiary działania chemicznego w dokładnie określonych warunkach wykazały, że skutek jest zawsze proporcjonalny do natężenia promieniowania. Jeżeli np. używamy radonu jako źródła promieni, działanie chemiczne zmniejsza się według prawa zaniku radonu. Ponadto znaleziono, że istnieje zależność liczbowa pomiędzy wydajnością reakcji i zdolnością jonizacyjną promieniowania. Ogólnie biorąc, liczba  $M$  drobin biorących udział w reakcji jest tego samego rzędu wielkości, co liczba  $N$  par jonów, wytworzonych w powietrzu przez promieniowanie powodujące reakcję. Fakt ten prowadzi do wniosku, że jony odgrywają w wielu przypadkach czynną rolę, podobną do tej, na jaką powoływaliśmy się w celu wytłumaczenia rozkładu wody. Wspomniane ilościowe prawo reakcji radiochemicznej nazywa się prawem *równoważności jonochemicznej*.

Na podstawie tego prawa można obliczyć wielkość skutku chemicznego wywołanego przez dane promieniowanie. Najpierw obliczamy jonizację, którą promienie wytworzyłyby w materii, w której zachodzi badana reakcja, gdyby ta materia istniała w stanie gazowym, a następnie porównujemy liczbę jonów z liczbą drobin biorących udział w reakcji.

Weźmy pod uwagę przypadek wody zawierającej rad i radon. Jeden gram  $Ra$  wysyła w sekundzie  $q$  cząstek  $\alpha$  i taka sama liczba cząstek  $\alpha$  pochodzi od radonu, od  $RaA$  i od  $RaC$ . Niechaj  $v$  będzie to całkowita jonizacja wytworzona przez jedną cząstkę  $Ra$ , jedną cząstkę  $Rn$ , jedną cząstkę  $RaA$  oraz jedną cząstkę  $RaC$  wskutek absorpcji tych cząstek w parze wodnej; założmy, że całkowita liczba jonów wytworzonych w jednostce czasu w ciekłej wodzie wynosi  $qv$  i że jest to zarazem liczba drobin wody rozłożonych na wodór i tlen. Liczba utworzonych drobin gazu wynosi  $1,5 qv$ , objętość zaś gazu równa się  $1,5 qv/p$ , gdzie  $p$  jest to liczba drobin zawartych w jednostce objętości w danych warunkach temperatury i ciśnienia. Jeżeli natomiast obliczamy tylko działanie radonu, wartość  $q$  pozostaje bez zmiany, zamiast  $v$  jednak należy napisać  $v'$ , gdzie  $v'$  jest to suma liczb jonów wytworzonych przez cząstki  $\alpha$  radonu,  $RaA$  i  $RaC$ . Przyjmując  $q = 3,7 \cdot 10^{10}/sek$ ,  $p = 2,7 \cdot 10^{19}$  i biorąc pod uwagę, że wartości jonizacji w powietrzu  $v = 6,8 \cdot 10^5$ ,  $v' = 5,5 \cdot 10^5$  należy pomnożyć przez 0,8 w celu otrzymania jonizacji w parze wodnej, znajdujemy, że produkcja gazu piorunującego powinna wynosić  $4 cm^3$  na godzinę i na  $1 g Ra$  w roztworze oraz

$3,2 \text{ cm}^3$  na curie radonu w roztworze. W czasie, w ciągu którego jeden curie radonu ulega całkowitemu zanikowi, powinno powstać  $3,2 \theta \text{ cm}^3$ , gdzie  $\theta$  jest to średni czas życia radonu;  $3,2 \theta = 430$ . Te obliczenia są poprawne w założeniu, że promienie  $\alpha$  zostały całkowicie pochłonięte w wodzie. Dodatkowe działania chemiczne, wynikające z absorpcji promieni  $\beta$  i  $\gamma$  w wodzie, może wynosić kilka procentów. Stwierdzono również, że część działania chemicznego pochodzi od odskoku.

Wyniki doświadczalne zgadzają się dość dobrze z obliczonymi. Stosunek  $M/N$  znaleziony w najbardziej dokładnych doświadczeniach jest bardzo zbliżony do 1 (*Duane i Scheuer*); objętość gazu piorunującego, utworzonego przez curie radonu, jest zbliżona do  $400 \text{ cm}^3$ .

Znaleziono, że  $M = N$  lub że  $M$  nieznacznie różni się od  $N$  również w niektórych innych przypadkach, np. w reakcji powstawania ozonu z tlenu (*Mund i współpracownicy, Lind*). W innych przypadkach stosunek  $M$  do  $N$  różni się wyraźnie od 1, mianowicie jest albo większy albo mniejszy od 1. Niektóre reakcje, w których  $M/N$  jest większe od 1, mogą być interpretowane w ten sposób, że dookoła jonów powstają skupienia drobinowe, biorące udział w reakcji; stosuje się to np. do rozkładu  $N_2O$ ,  $H_2S$  i  $NH_3$ , gdzie  $M/N$  jest zawarte między 2 i 3 (*Wourtsel*).

Promienie  $\alpha$  działające na lód lub parę wodną wytwarzają reakcje bardzo słabą,  $M/N < 0,05$ . Jest rzeczą możliwą, że to zachowanie się, tak dalece różne od zachowania się ciekłej wody, tłumaczy się tym, że w parze i w lodzie nie ma jonów elektrolitycznych, bardzo obfitych w stanie ciekłym.

Hipoteza skupień nadaje się między innymi bardzo dobrze do wytłumaczenia reakcji takich, jak polimeryzacja  $C_2H_2$  lub powstawanie etanu z metanu drogą łączenia się dwóch rodników  $CH_3$  z utratą drobin  $H_2$ .

Zupełnie inny charakter posiadają niektóre reakcje spowodowane przez światło, np. łączenie się  $H_2$  i  $Cl_2$  na  $HCl$ , w których stosunek  $M/N$  jest bardzo znaczny, np. rzędu  $10^5$ . W tym przypadku mamy do czynienia z łańcuchowym mechanizmem reakcji, co znaczy, że każdy ośrodek reakcji wytwarza łańcuch kolejnych skutków. Tak np. następstwem wzbudzenia drobin  $H_2$  mogłaby być dysocjacja tej drobin na dwa atomy, z których każdy może połączyć się z atomem drobin  $Cl_2$ , wskutek czego powstają dwa swobodne atomy  $Cl$ , zdolne do reagowania w ten sam sposób z dwiema drobinami  $H_2$ . Zjawisko może trwać dopóty, dopóki atomy oddzielone działaniem promieniowania nie połączą się między sobą lub nie zostaną schwytane przez obcą domieszkę, np. tlen odgrywający rolę antykatalizatora.

Dane liczbowe dotyczące chemicznego działania promieni  $\beta$  i  $\gamma$  są jeszcze nieliczne; wydaje się jednak rzeczą prawdopodobną, że prawo równoważności jonochemicznej stosuje się również i w tym przypadku (*Kailan*). Według *Linda* jest to prawo zupełnie ogólne, obejmujące działania chemiczne promieni  $\alpha$ ,  $\beta$  i  $\gamma$  na ciała stałe, ciekłe, i gazowe; wyjątek stanowią tylko reakcje łańcuchowe.

Chociaż źródłem działania chemicznego jest energia promieni, to jednak ta energia jest zużytkowana w bardzo małym stopniu. Tak np. całkowitemu zanikowi jednego curie radonu towarzyszy wydzielenie energii w ilości zbliżonej do 15000 kaloryj (p. § 104), a zatem wystarczającej do rozłożenia 0,22 gramodrobin wody (ciepło powstawania na gramodrobinę 68400 kaloryj), tj. do utworzenia  $0,22 \times 1,5 \times 22400 = 7392 \text{ cm}^3$  gazu w normalnych warunkach ciśnienia i temperatury. Natomiast objętość obliczona na podstawie zależności  $M/N = 1$  wynosi tylko  $430 \text{ cm}^3$ ; wydajność energetyczna reakcyj chemicznych jest zatem zbliżona tylko do 6%. Również w innych przypadkach otrzymujemy wydajność tego samego rzędu. Należy jednak zaznaczyć, jak o tym już była mowa, że nawet w zjawisku jonizacji energia promieni jest wykorzystana tylko częściowo (§ 72). Już ta okoliczność sprawia, że wydajność reakcji chemicznej jest mała.

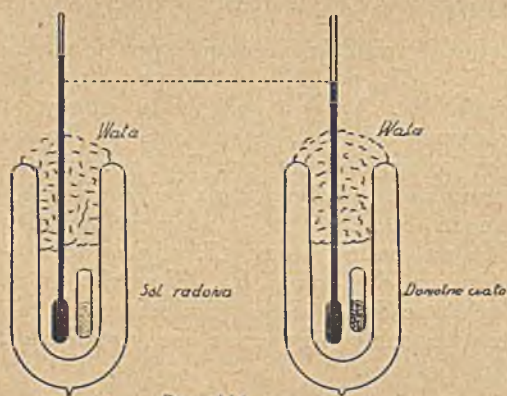
#### § 104. Wydzielanie ciepła w przemianach promieniotwórczych.

Następstwem zupełnej absorpcji promieni  $\alpha$ ,  $\beta$  i  $\gamma$  w materii jest zamiana ich energii w ciepło; ciało pochłaniające promienie ogrzewa się w stopniu zależnym od jego pojemności i izolacji cieplnej. W szczególności ciałem tym może być sama substancja promieniotwórcza, np. sól radowa, pochłaniająca w mniejszym lub większym stopniu własne promieniowanie oraz promieniowanie pierwiastków pochodnych.

Samorzutne wydzielanie ciepła przez sole radowe zostało odkryte przez *P. Curie* i *A. Laborde'a* w 1903 roku. Stwierdzenie, iż w przemianach promieniotwórczych wchodzi w grę znaczne ilości energii, było odkryciem pierwszorzędnego znaczenia, które posłużyło jako podstawa teorii upatrującej źródło zjawisk promieniotwórczych w przemianie atomowej.

W celu wykrycia wydzielanego ciepła wystarczy umieścić zalutowaną szklaną rurkę zawierającą sól radową w naczyniu Dewara, w którym znajduje się termometr, możliwie blisko rurki. Dla uniknięcia straty ciepła przez otwór naczynia przykrywamy je puchem lub filcem.

W miarę jak ustala się równowaga cieplna, termometr stopniowo osiąga temperaturę graniczną, wyższą od temperatury wskazywanej przez podobny termometr, umieszczony w naczyniu Dewara nie zawierającym substancji promieniotwórczej (rys. 141). Jeżeli



Rys. 141.

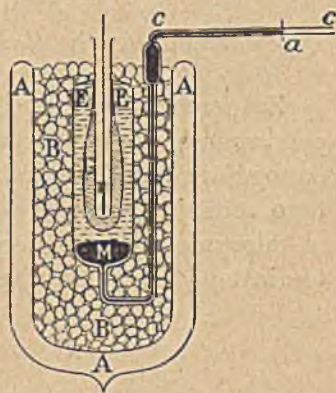
ilość radu jest rzędu kilku decygramów, wzrost temperatury może wynosić kilka stopni.

Ważną wielkość doświadczalną stanowi *ilość ciepła wydzielanego w jednostce czasu* przez gram radu. Ilość zmierzona jest zależna od tego, w jakim stopniu promienie  $\alpha$ ,  $\beta$  i  $\gamma$  są pochłaniane w przyrządzie kalorymetrycznym. Do pomiarów tego rodzaju stosowano szereg różnych aparatów; opiszemy niektóre najważniejsze:

1) *Kalorymetr lodowy Bunsena* (rys. 142). Rurkę zawierającą sól radową oziębia się najpierw w kąpeli z topniejącego lodu, po czym wprowadza się ją do zwykłego kalorymetru lodowego; płaszcz z lodu stopniowo ulega stopieniu, wskutek czego rtęć w rurce włoskowatej cofa się. Ilość wydzielonego ciepła mierzy się na podstawie ilości stopionego lodu.

2) *Kalorymetr ze skroplonym gazem Curie i Dewara* (rys. 143). W tym przy-

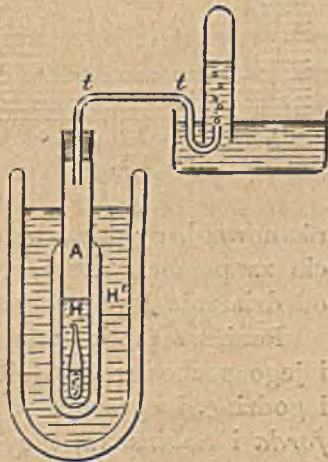
Rys. 142. Kalorymetr lodowy jest to naczynie napelnione wodą w *E* i rtęcią w *M* aż do rurki włoskowatej *C*. Za pomocą strumienia chlorku metylowego, skierowanego w głąb środkowej rurki, powodujemy powstanie płaszczka lodowego *G*. Kalorymetr jest umieszczony w naczyniu Dewara *A* zawierającym mieszaninę lodu i wody *B*. Rurka zawierająca rad jest umieszczona w *r* i zabezpieczona korkiem izolującym (nie pokazanym na rysunku).



padku ciepło dostarczone przez rad jest zużytkowane na parowanie skroplonego gazu, np. ciekłego powietrza lub ciekłego wodoru; z drugiej strony mierzy się ciepło parowania danej substancji pod ciśnieniem atmosferycznym.

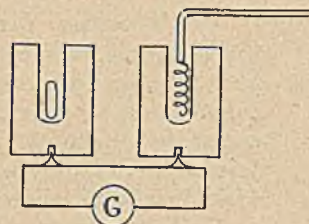
3) *Różnicowy kalorymetr w płaszczu metalowym* (rys. 144). Przyrząd ten składa się z dwóch bloków metalowych w postaci wydrążonych cylindrów; w jednym z nich znajduje się rurka z radem, w drugim uzwojenie posiadające odpowiedni opór  $r$ , przez które przepuszcza się prąd o natężeniu  $i$ . Ponadto w każdym bloku znajdują się otwory, służące do wprowadzania spojeń pary termoelektrycznej; regulujemy natężenie prądu  $i$  w ten sposób, aby galwanometr  $G$  włączony w obwód pary termoelektrycznej nie wskazywał żadnego prądu. Ilość ciepła wydzielonego przez substancję

Rys. 143. Kalorymetr składa się z naczynka Dewara *A*, zawierającego ciekły wodór i zanurzonego w kąpeli z ciekłego wodoru *II*, znajdującego się w dużym naczyniu Dewara. Jeżeli do kąpeli *II* wprowadzamy rurkę zawierającą rad, to para wodoru wydziela się przez rurkę *t* i może być zebrana w odwróconej probówce *E*. Jest to doświadczenie nieco niebezpieczne dla rurki z radem.



promieniotwórczą równa się wówczas ilości ciepła wydzielanego w uzwojeniu, mianowicie  $ri^2$ . Przyrząd jest zabezpieczony od zmian temperatury zewnętrznej.

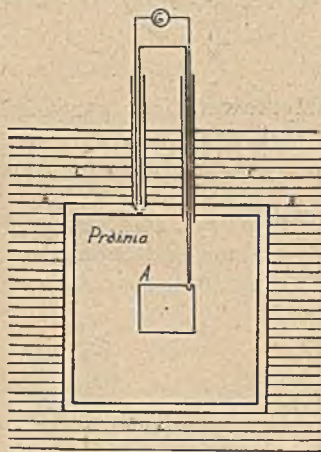
4) *Bardzo czuły kalorymetr adiabatyczny* (rys. 145). Naczynie metalowe *A*, zawierające źródło ciepła *S*, jest zawieszony wewnątrz osłony metalowej *B*, umieszczonej w zbiorniku *C* wypełnionym wodą. Za pomocą pary termoelektrycznej kontrolujemy różnice temperatury *A* i *B* i sprowadzamy te różnice do zera ogrzewając stopniowo kąpiel *C*, której temperaturę mierzymy za pomocą bardzo czułego termometru. Wzrost temperatury kąpieli równa się wówczas wzrostowi temperatury naczynia *A*; na tej podstawie obliczamy ilość ciepła wydzielonego w tym ostatnim (*Świętosławski* i *Dorabalska*).



Rys. 144.

Za pomocą opisanych przyrządów, oraz przyrządów innego typu otrzymano wyniki na ogół zgodne. W każdym doświadczeniu

tego rodzaju bada się, w jakim stopniu promieniowanie jest pochłaniane w kalorymetrze. Promienie  $\alpha$  są na ogół zużytkowane w zupełności, natomiast wykorzystanie promieni  $\beta$ , a zwłaszcza promieni  $\gamma$  jest niezupełne. Umieszczając dookoła źródła ekrany pochłaniające można obliczyć część energii promieni  $\alpha$ ,  $\beta$  i  $\gamma$ , zamienioną w ciepło; konieczna jest do tego znajomość współczynników absorpcji. Należy również wziąć pod uwagę energię odskoku towarzyszącego emisji cząstek  $\alpha$ , pochłaniane znacznie silniej niż te ostatnie.



Rys. 145.

Jeżeli aktywna substancja jest złożona, jak np. rad razem z pierwiastkami pochodnymi, to dążymy w miarę możliwości do rozdzielania efektów pochodzących od oddzielnych pierwiastków. Tak np. w celu zmierzenia ciepła pochodzącego od samego *Ra* należy wydzielić radon i badać rad w stanie minimum aktywności. Pierwiastki pochodne narastają następnie aż do stanu

równowagi, co pozwala oznaczyć pochodzące od nich działanie. Wreszcie za pomocą stosownych urządzeń można oddzielić działanie radonu od działania jego pochodnych.

Poniższa tablica zawiera dane dotyczące wydzielania ciepła przez rad i jego pochodne w stanie równowagi. Ciepło jest obliczone na gram *Ra* i godzinę, i wyrażone w kaloriach. Liczby są zaczerpnięte z prac *Rutherforda* i *Robinsona*, *Meyera* i *Hessa*, *Ellisa* i *Woostera*.

	Promienie $\alpha$ i odskok	Promienie $\beta$	Promienie $\gamma$	Razem
<i>Ra</i> . . . . .	25,2	—	—	25,2
<i>Rn</i> . . . . .	29,8	—	—	29,8
<i>RaA</i> . . . . .	31,9	—	—	31,9
<i>RaB + RaC</i> . . .	37,5	6,3	9,4	53,2
Razem	124,4	6,3	9,4	140,1

Widzimy zatem, że 1 gram radu w równowadze z radonem i krótkotrwałym osadem aktywnym wydziela 140 kaloryj na godzinę, z czego około 89% pochodzi od promieni  $\alpha$  i odskoku, 4% od promieni  $\beta$  i 6,5% od promieni  $\gamma$ . Wyniki te możemy zestawić z energią promieniowania  $\alpha$  w szczególności z energią kinetyczną cząstek  $\alpha$ . Gram radu razem z krótkotrwałymi pierwiastkami pochodnymi wydziela w sekundzie w postaci energii kinetycznej tych cząstek energię  $W = nm\Sigma v^2/2$ , gdzie  $n$  jest to liczba cząstek, wysyłanych w sekundzie przez każdy z radiopierwiastków,  $m$  — masa cząstki  $\alpha$  i  $\Sigma v^2$  — suma kwadratów prędkości. Przyjmując wartości doświadczalne  $n = 3,7 \cdot 10^{10}$ ,  $m = 6,6 \cdot 10^{-24}$  g,  $\Sigma v^2 = 11,44 \cdot 10^{18}$  cm<sup>2</sup>/sek<sup>2</sup>, znajdujemy  $W = 1,405 \cdot 10^6$  erg/sek, co odpowiada ilości ciepła na godzinę  $3600 W/4,18 \cdot 10^7 = 121$  kaloryj. Doliczając około 2% na energię odskoku otrzymujemy razem 123,5 kaloryj, co jest bardzo zbliżone do wartości doświadczalnej. Z tego wynika wniosek, że wydzielanie ciepła, przynajmniej w części pochodzącej od promieni  $\alpha$ , może być w zupełności wytłumaczone absorpcją energii kinetycznej tych cząstek oraz odskoku. Jest zatem rzeczą prawdopodobną, że całkowita ilość ciepła stanowi równoważnik energii promieni  $\alpha$ ,  $\beta$  i  $\gamma$  oraz energii odskoku, i że inne czynniki mogą odgrywać tylko znikomo małą rolę.

Na tej podstawie możemy obliczyć ilość ciepła wydzielanego przez inne radiopierwiastki, wysyłające promienie  $\alpha$ . Tak np. w serii uranowo radowej znajdujemy, że *UI + UII* wydziela 52 kal na godzinę; *Io* — 23,6 kal, *Po* — 27,2 kal. Oceniając udział *UX*, *UY*, *UZ*, *RaD* i *RaE* na ok. 30 kaloryj znajdujemy, że ilość ciepła wydzielanego we wszystkich przemianach rodziny uranowej w stanie równowagi, obliczona na jeden gram radu i godzinę, wynosi około 270 kal. Ponieważ w stanie równowagi stosunek  $Ra/U = 3,4 \cdot 10^{-7}$ , przeto ilość ciepła odniesiona do jednego grama uranu wynosi  $270 \cdot 3,4 \cdot 10^{-7} = 9,2 \cdot 10^{-5}$  kal/godz. Udział rodziny aktywnej jest rzędu wielkości zaledwie 3%, ponieważ na 100 atomów ulegających przemianie należącej do szeregu rodziny radu tylko 3 atomy ulegają przemianie w szeregu aktywnym. Całkowita ilość ciepła jest zatem zbliżona do  $10^{-4}$  kal/godz.

Analogiczne rachunki prowadzą do wniosku, że jeden gram toru w równowadze z pierwiastkami pochodnymi wydziela  $2,2 \cdot 10^{-5}$  kal/godz.

Ilość ciepła wydzielanego przez sole radowe wzrasta z czasem wskutek powstawania polonu. Wyniki pomiarów są zgodne z obliczeniami (*M. Curie* i *D. K. Yovanowitch*). Pomiary ciepła, wydzielanego przez

związki toru oraz minerały uranowe, dają również wyniki zgodne z teorią. W tym przypadku należy używać co najmniej 100 g substancji.

Na podstawie pomiaru ilości ciepła  $q$  oraz całkowitej jonizacji  $I$ , w przypadku ciał wysyłających tylko cząstki  $\alpha$  np. polonu, można obliczyć liczbę  $\nu$  jonów wytworzonych przez jedną cząstkę za pomocą wzorów:

$$q = n m v^2 / 2, \quad I = n v e, \quad q / I = m v^2 / 2 v e,$$

gdzie  $q$  jest wyrażone w ergach.

W pomiarach zjawisk cieplnych, pochodzących od radiopierwiastków, jest rzeczą konieczną unikać błędów wynikających z reakcyj chemicznych, które mogą być spowodowane przez promieniowanie.

Chcąc obliczyć ilość ciepła wydzieloną podczas całkowitej przemiany radiopierwiastka, należy pomnożyć wartości doświadczalne, wyrażone np. w *kal/godz*, przez średni czas życia wyrażony również w godzinach. W ten sposób znajdujemy, że całkowita przemiana jednego grama radu wydziela około  $170.24.365.2300 = 3,4 \cdot 10^9$ , tj. na gramatom  $7,7 \cdot 10^{11}$  *kal*. Całkowita przemiana gramatomu uranu daje  $1,2 \cdot 10^{12}$  *kal*, jednego gramatomu toru  $1,1 \cdot 10^{12}$  *kal*. Wreszcie całkowita przemiana jednego curie radonu daje  $116.132,5 = 15400$  kaloryj.

Porównywając ciepło przemiany jednego grama radu z ciepłem spalania jednego grama wodoru, wynoszącym 34300 kaloryj, widzimy, że pierwsza z tych wartości jest 100000 razy większa. To zestawienie jest jeszcze bardziej uderzające, jeżeli ilość ciepła odnosimy do gramatomu, tj. porównujemy 220 g *Ra* i 1 g wodoru. Ilości ciepła lub energii spotykane w przemianach promieniotwórczych są zatem zupełnie innego rzędu wielkości niż ilości energii, z którymi mamy do czynienia w reakcjach chemicznych, co jest zrozumiałe, ponieważ są to przemiany atomowe, nie zaś drobinowe. Natomiast ilości energii wydzielanej w przemianach różnych atomów promieniotwórczych są tego samego rzędu wielkości; ilość ciepła wydzielanego w jednostce czasu przez jeden gram uranu jest tylko dlatego znacznie mniejsza od ilości ciepła wydzielanego przez gram radu, że w pierwszym przypadku przemiana zachodzi z bezporównania mniejszą szybkością.

Stracie energii w przemianach promieniotwórczych odpowiada strata masy  $\Delta m = \Delta E / 9 \cdot 10^{20}$ , gdzie  $\Delta E$  jest to energia wyrażona w ergach (§ 33). Strata masy obliczona na gramatom wynosi 0,056 g, jeżeli bierzemy pod uwagę całkowity łańcuch przemian od *U* aż do *Pb*, oraz 0,036, jeżeli rozpatrujemy przemiany od *Ra* do *Pb*. Tę stratę masy  $\Delta m$  należy dodać do straty wynikającej z odłączania się helu w postaci cząstek  $\alpha$ , straty wynoszącej 32,03 g w pierwszym oraz 20,02 w drugim przypadku. W rodzinie torowej strata helu odpowiada 24,023 g,  $\Delta m$  zaś 0,05 g na gramatom. Wydzielanie energii reprezentuje zatem tylko niewielki ułamek zmiany masy atomowej w przemianach promieniotwórczych.

## ROZDZIAŁ XVIII

### BIOLOGICZNE DZIAŁANIA PROMIENI. ZASTOSOWANIA LECZNICZE<sup>1)</sup>

#### § 105. Działania biologiczne.

Promienie  $\alpha$ ,  $\beta$  i  $\gamma$  wywierają na żywe komórki działania podobne do działań promieni X, polegające na tym, że w tkankach, z których składa się organizm roślinny lub zwierzęcy, zachodzą głębokie zmiany. Zjawiska tego rodzaju były zaobserwowane po raz pierwszy przez *Piotra Curie* i *Becquerela*, którzy doznali ciężkich oparzeń, spowodowanych działaniem rurek zawierających rad.

Mechanizm tych działań biologicznych jest jeszcze mało znany. Jak wiemy, istnieje bardzo istotny związek między chemicznymi działaniami promieni i ich zdolnością jonizacyjną. Mamy przeto powody do mniemania, że istnieje analogiczny związek między jonizacją i działaniami biologicznymi. Brak jednak dotąd bezpośrednich dowodów doświadczalnych, ponieważ nie umiemy wykrywać jonów, wytwarzanych przez promieniotworzenie w stałych substancjach i cieczach, z których tkanki się składają. Zakres działania biologicznego promieni jest ograniczony ich zdolnością przenikania przez materię; tak np. działania promieni  $\alpha$  mogą zachodzić tylko w bezpośrednim sąsiedztwie atomów promieniotwórczych, wysyłających te promienie; działanie promieni  $\beta$  w wodzie lub w ciałach podobnej gęstości sięga odległości rzędu jednego centymetra; w podobnym środowisku działanie promieni  $\gamma$  sięga odległości rzędu kilku metrów.

1) Działanie na rośliny. W celu naświetlania roślin promieniotworzeniem można umieścić w pobliżu stałą substancję promieniotwórczą. Można również podlewać roztworem promieniotwórczym roślinę lub glebę, która ją żywi, można wreszcie nasycać promieniotwórczymi gazami powietrze otaczające roślinę.

Obserwowane zmiany zależą głównie od natężenia promieniotworzenia. Jeżeli natężenie jest zbyt wielkie, działanie jest zawsze szkodliwe, liście żółkną i rozsypują się, roślina więdnie. Nasiona poddane działaniu sil-

<sup>1)</sup> Porównaj książkę *Maurice Curie: Le Radium et les Radioéléments. Paryż 1925.*



nego promieniowania nie kiełkują lub wytwarzają rośliny pozbawione żywotności. Jeżeli stosowane dozy promieniowania są wystarczające, ale niezbyt silne, to działają jako dodatni bodziec: kiełkowanie jest szybsze i skuteczniejsze, wzrost lepszy, wytwarzanie kwiatów i owoców obfitsze.

Próbowano stosować wyniki badań do rolnictwa, a mianowicie wyrabiać *promieniotwórcze nawozy*, składające się głównie z odpadków fabrykacji minerałów promieniotwórczych lub z minerałów naturalnych, zbyt ubogich, aby fabrykacja radu mogła się opłacać. Aktywność tych substancyj wynosi od 5 do 10% aktywności tlenku uranowego, mierzonego w tej samej ilości i złożonego na jednakowej powierzchni. Z powodu różnorodnej natury tych nawozów jest rzeczą trudną porównywać wyniki otrzymane przez różnych eksperymentatorów i w różnych szkołach rolniczych; wyniki nie zawsze są zgodne; wszelako w niektórych przypadkach stwierdzono wzrost wydajności roślin zbożowych lub innych.

Należy zaznaczyć, że nawet w normalnych warunkach rośliny żyją w środowisku promieniotwórczym, ponieważ substancje promieniotwórcze są rozproszone zarówno w glebie, jak w powietrzu i w wodzie (por. rozdz. XXVIII). Wydaje się zatem uprawniony wniosek, że ta powszechna promieniotwórczość środowiska, co prawda bardzo słaba, stanowi jeden z czynników normalnego rozwoju. Potęgując znaczenie tego czynnika możemy w niektórych przypadkach spodziewać się pomyślnych wyników; jeżeli jednak posuwamy się w tym kierunku zbyt daleko, to niewątpliwie przyczyniamy się do naruszenia równowagi ze szkodą dla rośliny.

2) Działanie na tkanki zwierzęce. Substancje aktywne mogą działać na organizm zwierzęcy lub ludzki bądź jako *zewnętrzne źródło* promieniowania, bądź jako *wewnętrzne źródło*, pochłaniane przez przewód pokarmowy drogą wstrzykiwania roztworów promieniotwórczych lub też wdychania gazów promieniotwórczych. Radiopierwiastki przenikające do organizmu w jeden ze wspomnianych sposobów działają za pośrednictwem wszystkich składników promieniowania, spośród których promienie  $\alpha$  są najskuteczniejsze. Natomiast w działaniu źródeł zewnętrznych, np. rurek szklanych lub platynowych zawierających radiopierwiastki, promienie  $\alpha$  nie odgrywają żadnej roli, ponieważ są pochłaniane w ściankach tych rurek; czynne są tylko promienie  $\beta$  i  $\gamma$ .

a) Działania wewnętrzne. Wprowadzenie wielkich ilości radiopierwiastka wysyłającego promienie  $\alpha$  do organizmu powoduje uszkodzenia często poważne, niekiedy śmiertelne; w doświadczeniach wykonanych ze zwierzętami zdołano oznaczyć letalną dawkę wstrzyknięć polonu lub toru X. Tak np. dawka polonu wynosząca 500 *j. es* (dla wyjaśnienia patrz § 74) jest śmiertelna dla królika. Polon nie działa jednak jako natychmiastowa trucizna, śmierć wynika z uszkodzeń rozwijających się w ciągu kilku dni i pozostających, jak się wydaje, w związku z nagromadzeniem się polonu w niektórych organach: np. w szpiku kostnym,

w śledzienie i w nerkach. Na tablicy XXII, fig. 5 widzimy powiększoną mikrofotografię, otrzymaną w ten sposób, że kliszę fotograficzną przykładano do płaskiego skrawka nerki zajęczej, spreparowanej w kilka dni po wstrzyknięciu zwierzęciu polonu; polon wydzielany częściowo wraz z moczem osiada obficie w zewnętrznej okolicy nerki; promienie  $\alpha$  działają na kliszę i ukazują szczegóły struktury. Obraz tego rodzaju nosi nazwę *autoradiohistologicznego* (Lacassagne i Lattès).

Na podstawie znajomości dawek polonu lub toru X, śmiertelnych dla małych zwierząt, można sądzić, że dawki rzędu kilku tysięcy *j. es* byłyby śmiertelne lub bardzo niebezpieczne dla człowieka.

Jest rzeczą znacznie trudniejszą oznaczyć niebezpieczną dawkę w przypadku stosowania substancyj długotrwałych, np. radu. W istocie, jeżeli te substancje nie są usuwane, to mamy do czynienia z kumulacyjnym działaniem promieniowania, co może spowodować obrażenia pojawiające się dopiero po kilku latach i potęgujące się z czasem aż do wywołania śmierci<sup>1)</sup>. Należy przeto zachować jak największą ostrożność w używaniu substancyj długotrwałych jako środków leczniczych; próby zaś powinny być dokonywane w zasadzie tylko z substancjami krótkotrwałymi, których całkowite działanie może być zbadane doświadczalnie.

Widzimy zatem, że dostatecznie wielka dawka promieni  $\alpha$  daje szkodliwe skutki, wyrażające się w zniszczeniu, czyli w *nekrozie* naświetlonych komórek. Natomiast małe dawki działają niekiedy pobudzająco, podobnie jak w przypadku roślin; sprawa nie jest jednak jeszcze zupełnie wyjaśniona.

Nie posiadamy dotąd dokładnych wiadomości o wewnętrznym działaniu radiopierwiastków wysyłających tylko promienie  $\beta$  lub  $\gamma$ . Do dowodów tego rodzaju nadawałyby się najlepiej uran X lub rad E<sup>2)</sup>.

b) Działania zewnętrzne. Te działania zostały zbadane w przypadku promieni  $\beta$ , a zwłaszcza promieni  $\gamma$ . Jeżeli do wnętrza jakiejś tkanki, np. mięśnia, wprowadzamy cienką rurkę szklaną zawierającą dosyć znaczną ilość radu, mezotoru, lub radonu, to stwierdzamy, że tworzy się stopniowo strefa zupełnej nekrozy, ograniczona w tkankach długością zasięgu wychodzących z rurki promieni  $\beta$ . Promienie  $\beta$  silnego źródła niszczą zatem komórki wszelkiego rodzaju. To samo sto-

<sup>1)</sup> Godne pożałowania wypadki tego rodzaju zdarzały się przy fabrykacji świecących farb, gdyż robotnice, których zadanie polegało na tym, aby rozprowadzać farby pędzelnikiem, miały niekiedy zwyczaj zmaczania pędzelka wargami. Zbyt często powtarzane pochłanianie małych ilości radu spowodowało u niektórych robotnic schorzenia, które niekiedy ujawniały się dopiero wtedy, gdy te robotnice już przestały pracować. Schorzenia te polegały na nekrozie stopniowo obejmującej szczękę i jamę ustną i głębokim zaburzeniu budowy krwi, zwanym złośliwą anemią. Badanie, wykonane za pomocą metod nauki o promieniotwórczości, wykryło w ciele pacjentek obecność radu, którego ilość można było nawet oznaczyć na podstawie wytwarzania radonu i aktywnego osadu.

<sup>2)</sup> Oraz sztuczne radiopierwiastki wysyłające promienie  $\beta$ , np. <sup>24</sup>Na (L. W.).

suje się do promieni  $\gamma$ , jeżeli dawka jest bardzo wielka. Można jednak wykazać, że działanie ma charakter wybiórczy, uwydatniający się tym wyraźniej, im promienie są przenikliwsze: komórki posiadają bardzo różną wrażliwość na promieniowanie  $\gamma$ , zależną od ich natury, a nawet od stanu, w którym się znajdują. Najwrażliwsze są komórki obdarzone wielką aktywnością i znajdujące się w fazie szybkiej ewolucji lub rozmnażania się. Ten fakt, znany jako *wybiórcza cytokaustyczność* promieni  $\gamma$  (*Dominici*), mało jeszcze wyjaśniony z punktu widzenia teoretycznego, posiada niezmiernie wielkie znaczenie dla terapii, ponieważ pozwala atakować chore tkanki nie naruszając jednocześnie naświetlanych zdrowych tkanek.

Ponieważ promienie  $\gamma$  działają za pośrednictwem wytwarzanych w tkankach promieni  $\beta$  wtórnych, przeto wspomniana wybiórczość powinna charakteryzować również promienie  $\beta$  wielkiej prędkości; pewne wskazówki w tym kierunku znaleziono badając działanie promieni  $\beta$   $UX_2$  na tkanki (*Lacassagne*). Różnica pomiędzy zachowaniem się promieni  $\beta$  i  $\gamma$  zależy głównie od sposobu absorpcji energii w tkankach. Absorpcja ma zupełnie inny przebieg w przypadku, gdy silne promienie  $\beta$  przenikają do tkanek z zewnątrz niż wtedy, kiedy są utworzone w głębi ciała wskutek stopniowej absorpcji promieni  $\gamma$ .

Najwrażliwsze części organizmu są to: skóra, błony śluzowe, szpik kostny i organy rozrodcze, natomiast mięśnie i kości są najmniej wrażliwe.

Uszkodzenie wywołane przez promienie rozwija się podobnie jak oparzenie; proces gojenia się jest tym trudniejszy, im uszkodzenie było głębsze, tj. im więcej było zaatakowanych komórek. Istnieje także efekt tzw. *ukrytego działania*, który tłumaczy się różną wrażliwością komórek skóry na promienie. Naświetlanie nie wytwarza natychmiastowych zmian naskórka: oparzenie pojawia się dopiero po pewnym czasie, np. po kilku dniach. Wynika to z tego, że komórki położone głębiej w warstwie rozrodczej skóry są już zaatakowane, gdy tymczasem naskórek pozostał jeszcze nienaruszony; naskórek pozostaje przeto bez zmiany, dopóki nie zamrze w naturalnym biegu rzeczy, nie może jednak być zastąpiony świeżym.

Jak się wydaje, proces niszczenia komórek działaniem promieni postępuje indywidualnie, tj. na każdą komórkę oddzielnie; istnieje pewna analogia między tym zjawiskiem i działaniem promieni na mikroorganizmy. Niektóre spośród tych ostatnich, np. niektóre bakterie, drożdże, zarodki, są zabijane przez promienie  $X$  lub promieniowanie nadfioletowe, a także przez promienie  $\alpha$ ,  $\beta$  i  $\gamma$  ciał radioaktywnych. Najnowsze badania wykazały, że ten proces jest rządony prawami prawdopodobieństwa. Dany mikroorganizm może tylko wtedy być uszkodzony śmiertelnie, jeżeli doznał określonego działania, np. jeżeli został trafiony przez cząstkę  $\alpha$  lub pochłonął jeden lub kilka kwantów promieniowania elektromagnetycznego. Liczba kwantów  $s$  konieczna do wywołania śmierci nosi nazwę *progu*. Możemy traktować fotony jako pociski i wyobrazić sobie, że działanie następuje, gdy zostanie trafiony niewielki obszar wewnątrz mikroorganizmu, tzw. *strefa wrażliwa*. Jeżeli fotony wybie-

gające ze źródła padają na powierzchnię naświetlanej kultury w sposób zupełnie przypadkowy, to liczba elementów uśmierconych po upływie danego czasu naświetlania może być przedstawiona w zależności od tego czasu za pomocą rodziny krzywych prawdopodobieństwa, odpowiadających różnym wartościom progu  $s$ . Pierwsza z tych krzywych,  $s = 1$ , jest to zwyczajna krzywa wykładnicza. Ta teoria zdaje dobrze sprawę z działania jednorodnych bardzo miękkich promieni  $X$  o długości fali 4 do 8 Å (Holweck i Lacassagne).

Jeżeli teoria stosuje się do zabijania komórek, to wynikałoby z niej, że promieniowanie nie może w żadnym przypadku uśmiercić wszystkich komórek danego typu, gdyż do tego byłby konieczny nieskończenie długi czas naświetlania.

Działanie na oko. Jeżeli promienie  $\gamma$  przenikają do oka bądź z przodu, bądź poprzez skroń, to wywołują wrażenie jasności, tym silniejsze, im szybciej nastąpiło pojawienie się promieni, np. wskutek nagłego zbliżenia rurki zawierającej około decygrama radu. Działanie to tłumaczy się zapewne wzbudzeniem fluorescencji w substancjach gałki ocznej, a może również bezpośrednim działaniem na siatkówkę.

#### § 106. Zastosowania lecznicze.

Pierwsze próby stosowania radu w medycynie nastąpiły wkrótce po odkryciu radu i dotyczyły chorób skóry, np. wilka, czerwonych znamion, owrzodzeń powierzchownych itd. (Danlos). Odtąd zakres stosowań leczniczych radu stale wzrastał i obecnie przemysł radu i mezotoru rozwija się głównie wskutek zapotrzebowania tych ciał w medycynie. Gałąź medycyny zajmującą się leczniczymi zastosowaniami radiopierwiastków nazywamy *curieterapią*, przez analogię z *rentgenoterapią* stosującą promienie  $X$ . Słowo *radioterapia* bywa używane w znaczeniu ogólnym i obejmuje działania wszelkich promieniowań korpuskularnych lub elektromagnetycznych o wielkiej energii indywidualnej.

Radiopierwiastki mogą być używane w terapii drogą stosowania wewnętrznego, tj. jak zwykle lekarstwo; wówczas działają głównie za pośrednictwem promieni  $\alpha$ ; rzecz ma się podobnie, gdy ich używamy w kąpieli. Mogą również działać z zewnątrz, tj. za pomocą promieni  $\gamma$ , wówczas sposób ich używania jest podobny do używania promieni  $X$ .

1) Curieterapia wewnętrzna lub za pomocą kąpieli. Ta terapia opiera się na domniemanym pobudzającym działaniu promieniowania  $\alpha$  bądź rozproszonego w organizmie, bądź umiejscowionego w sposób bardziej określony; podstawy naukowe tej metody są jeszcze słabo ugruntowane, postępowanie ma charakter empiryczny. Istnieje wiele różnych postaci tej terapii:

a) *Zażywanie* stosuje się najczęściej w postaci napoju sporządzonego z wody promieniotwórczej, naturalnej lub sztucznej. W obu przypadkach ciało czynne jest to radon, gdyż naturalne wody mineralne zawierają rzadko ślady radu (§ 148).

b) *Wstrzykiwania* są stosowane dożylnie, domięśniowo lub dostawowo. Do wstrzykiwań używa się jałowego roztworu fizjologicznego (roztwór 7,5 g  $\text{NaCl}$  w litrze czystej wody), zawierającego radiopierwiastek w roztworze, np. rad, mezotor, radiotor, tor X, aktywn X; wstrzykuje się również roztwory radonu lub aktywnego osadu radu.

c) *Inhalacja* polega na oddychaniu powietrzem zawierającym radon. W tym celu używa się sal i kabin inhalacyjnych, lub aparatów indywidualnych, w których znajduje się roztwór radu. Dla inhalacji toronu używa się przyrządów zawierających tor X.

d) *Kąpiele* są przyrządzane za pomocą naturalnych lub sztucznych wód promieniotwórczych, zawierających najczęściej radon, oraz promieniotwórczych błot z zawartością radu, niekiedy zaś toru lub radiotoru.

Aktywności, z którymi ma się do czynienia w tych zabiegach są zawsze bardzo małe; dawki radu oznacza się w mikrogramach, dawki radonu w mikrocurie lub nawet w milimikrocurie. Radiopierwiastki wprowadzone do organizmu są częściowo usuwane, częściowo zaś przyswajane trwale i znikają tylko wskutek samorzutnej przemiany.

Obecnie istnieją specjalne zakłady lecznicze, zużytkowujące dla celów tej terapii naturalne wody i gazy promieniotwórcze danej okolicy.

2. *Curioterapia zewnętrzna* za pomocą promieni  $\gamma$ . Ta terapia, której podstawy naukowe zostały ugruntowane w licznych doniosłych badaniach, posługuje się stosunkowo wielkimi ilościami radiopierwiastków. Źródła promieniowania są to tzw. *ogniska*, które łączy się po kilka rozmieszczając je w taki sposób, aby otrzymać największe działanie. Substancją najczęściej używaną jest rad w postaci soli, zazwyczaj siarczanu, umieszczonej w szczelnych osłonach szklanych lub metalowych, mających postać wąskich *rurek* zamkniętych na dwóch końcach lub posiadających jeden koniec zaokrąglony (igły). Istnieją także przyrządy innej postaci, mianowicie okłady, w których siarczan radu jest rozmieszczony na płaskiej powierzchni i przymocowany za pomocą werniksu. Rurki, igły i okłady zawierają sole radu i baru, zawartość radu może wahać się od 10 do 90%. Czynne są, praktycznie biorąc, tylko przenikliwe promienie pochodnych radu, ponadto promienie filtruje się w celu usunięcia pierwotnych promieni  $\beta$ . Zanik radu jest dosyć powolny, aby można było traktować tę substancję jako niezmienną (strata około 0,04% na rok).

Można zastąpić rad mezotorem *MTh1*, który daje promienie  $\gamma$  pochodzące od krótkotrwałych pierwiastków *MTh2* i *ThC''*. Mezotor zanika do połowy w ciągu 6,7 lat; przebieg przemian promieniotwórczych jest bardzo skomplikowany (por. § 139), toteż jest rzeczą konieczną często sprawdzać czynne promieniowanie. Można wreszcie używać radiotoru zanikającego do połowy w ciągu 2 lat, ponieważ z radiotoru powstaje również *ThC''*.

W niektórych przypadkach zamiast radu używa się radonu, którego okres wynosi tylko 3,8 dni; w obu przypadkach działanie pochodzi od promieni  $\gamma$  radu C.

Za pomocą metod opisanych poprzednio (§ 51) można wydobywać z roztworu radu nagromadzony w nim radon, który następnie oczyszcza się w dostatecznym stopniu, aby go można było skondensować lub wtłoczyć do długiej włoskowatej rurki, zamkniętej na końcu. Po odlutowaniu rurki dzieli się ją za pomocą małego płomyczka na tyle odcinków, ile to jest potrzebne. Po upływie 3 godzin, tj. po osiągnięciu równowagi z aktywnym osadem, mierzy się promieniowanie  $\gamma$  rurek i możliwie natychmiast oddaje się je do użytku; za pomocą odpowiednich tablic oblicza się dawki z uwzględnieniem zaniku radonu. Przyrządzaniem rurek z radonem zajmują się tylko Instytuty posiadające stosunkowo wielkie ilości radu, przechowywane w postaci roztworów zawierających niekiedy gram lub więcej radu. Średnica rurek wynosi co najwyżej kilka dziesiątych części milimetra (0,4 mm w Paryskim Instytucie Radowym), co umożliwia wprowadzanie ich do metalowych osłon oraz igieł. Dogodność używania radonu wynika z cienkości rurek oraz dobierania w odpowiedni sposób ich zawartości. Ponadto rurki z radonem posiadają bez porównania mniejszą wartość pieniężną niż rad i mogą być używane w szpitalach bez ryzyka znacznej straty materialnej.

Niezależnie od tego, jakiego radiopierwiastka się używa, istotnym warunkiem racjonalnego stosowania jest dokładna znajomość natężenia promieniowania. W zakładach leczniczych powinno istnieć małe laboratorium pomiarowe, służące do tego celu.

Działanie promieniowania na tkanki jest zależne od jego rozmieszczenia. Jeżeli chcemy osiągnąć głęboko położonej okolicy bez uszkodzenia okolicy powierzchniowej, przez którą przechodzą promienie, to musimy zrealizować naświetlanie możliwie najbardziej równomierne. W tym celu używa się przenikliwych promieni  $\gamma$ , wybranych z całkowitego promieniowania drogą filtrowania (*Dominici*).

Do filtrowania służą metalowe osłony, najczęściej z platyny irydowej, grubości 0,5 mm. Osłony usuwają pierwotne promienie  $\beta$  i miękkie promienie  $\gamma$ , pozostawiają jednak wtórne promieniowanie  $\beta$ , wytworzone w warstwie powierzchniowej przez twarde promienie  $\gamma$ ; ilość tego wtórnego promieniowania można zmniejszyć otaczając filtrującą osłonę inną osłoną z substancji utworzonej z lekkich atomów, np. z wosku, korka, kauczuku, glinu.

W celu otrzymania korzystnego rozkładu promieniowania w naświetlonym obszarze, używa się źródeł utworzonych z kilku rurek tworzących dokładnie dobrany układ geometryczny.

Poprawne stosowanie naświetlania wymaga ponadto szczegółowego badania wrażliwości tkanek i zmian, które w nich zachodzą pod działaniem promieniowania. Systematyczne badania tego rodzaju mogą być wykonywane tylko w instytutach rozporządzających personelem naukowym i odpowiednio zorganizowanymi laboratoriami.

Curieterapię zewnętrzną stosuje się w różnych chorobach skóry, w krwotokach macicznych, w niektórych rodzajach neurytów, złośliwych blizn itp.

Główne wysiłki są jednak skierowane na walkę z głębokimi nowotworami, w których leczeniu dotąd można było posługiwać się tylko zabiegami chirurgicznymi. Nowotwory bywają bardzo różnych rodzajów

i posiadają niejednakową wrażliwość na promieniowanie. W niektórych odmianach tej choroby leczenie promieniami radu daje duży odsetek trwałych wyleczeń. Inne odmiany są bardziej odporne i wymagają nowych badań. W zależności od rodzaju schorzenia i warunków geometrycznych używa się curieterapii bądź rentgenoterapii, bądź wreszcie połączenia obu tych sposobów. Już obecnie osiągnięto doniosłe wyniki; należy oczekiwać dalszego postępu w miarę, jak badania naukowe zostaną pogłębione i bardziej rozpowszechni się wczesne rozpoznawanie i natychmiastowe leczenie raka.

#### § 107. Ochrona od promieniowania.

Wykonywanie doświadczeń z substancjami promieniotwórczymi wymaga szeregu ostrożności w celu uniknięcia niektórych niebezpieczeństw, a mianowicie wprowadzania do organizmu radiopierwiastków oraz skutków promieniowania przenikliwego, działającego z zewnątrz.

1<sup>o</sup>. Niebezpieczeństwo wchłaniania. Z tego punktu widzenia można porównać zachowanie się radiopierwiastków do działania powolnych trucizn, jakkolwiek mechanizm działania jest w obu przypadkach różny. Wprowadzenie radiopierwiastków do organizmu jest szkodliwe, jeżeli dawka jest nadmierna lub jeżeli skutki nagromadzają się, natomiast pierwiastki wchłaniane w bardzo małej ilości mogą być pożyteczne lub co najmniej nieszkodliwe. Należy zatem zachować podczas pracy podobne środki ostrożności, jakie są konieczne wtedy, kiedy ma się do czynienia z trującymi substancjami chemicznymi.

Ostrożności polegają na tym, że o ile możności, należy dotykać substancji stałych i płynnych odpowiednimi narzędziami zamiast rękami, unikać rozpraszania się w powietrzu pyłków lub kropelek, używać pipetek wciągających ciecz przez rozprężenie rurki lub gruszki kauczukowej, wreszcie unikać w pracowniach obecności gazów promieniotwórczych, a w razie potrzeby wydalać je na zewnątrz i skutecznie wentylować pomieszczenie. W przypadku przerabiania substancji skoncentrowanych można posługiwać się odpowiednio zbudowanymi wyciągami, oszklonymi ze wszystkich stron i zaopatrzonymi w otwory do wprowadzania rąk; przez wyciąg przechodzi prąd powietrza porywający wywiązujące się gazy. Wreszcie jest rzeczą wskazaną nie przebywać bez potrzeby w sąsiedztwie silnych preparatów podczas ich przeróbki chemicznej, lecz oddalać się natychmiast, gdy bezpośrednio doglądanie nie jest konieczne.

2<sup>o</sup>. Niebezpieczeństwo przenikliwego promieniowania. Z tym niebezpieczeństwem spotykamy się zarówno podczas eksperymentowania z substancjami promieniotwórczymi jak i podczas ich przechowywania. Istnieją dwa główne środki ochronne. Po pierwsze należy umieszczać pochłaniające ekrany z ciężkiej substancji, np. z ołowiu, pomiędzy eksperymentatorem i źródłem promieni, po wtóre przebywać tak daleko od źródła promieni, jak na to pozwalają warunki pracy, ponieważ natężenie źródła niewielkich rozmiarów zmniejsza się odwrotnie pro-

porcjonalnie do kwadratu odległości. Podobnie postępuje się w pracy z promieniami X, wszelako z powodu większej przenikliwości promieni  $\gamma$  należy używać grubszych ekranów ochronnych.

W Paryskim Instytucie Radowym używa się często ekranów z ołowiu w celu ochrania pracowników, podobnie jak dla zabezpieczenia przyrządów elektrometrycznych od przychodzącego z zewnątrz promieniowania. Niekiedy zdarza się nawet, że te same osłony ołowiane ochraniają zarówno przyrządy jak i eksperymentatora. W innych przypadkach używa się dodatkowych osłon: ekranów w laboratorium pomiarowym, ochronnych firanek przy przyrządzie do otrzymywania radonu, stołów obitych ołowiem do wykonywania czynności z rurkami zawierającymi rad lub radon, grubych szyb ze szkła ołowiowego, umieszczanych między tymi rurkami i twarzą pracownika itd.

W celu manipulowania rurkami zawierającymi skoncentrowaną substancję promieniotwórczą, należy posługiwać się kompletem pincetek służących do uniknięcia wszelkiego rodzaju nieostrożności. Rurki należy przynosić w pudełkach ze ściankami obitymi ołowiem dostatecznej grubości. Do przechowywania preparatów służą skrzynki lub szafy zabezpieczone ściankami ołowianymi, o grubości 1 *cm* lub więcej, lub ścianami ze zwykłej cegły o grubości 20 *cm* lub więcej. W celu łatwiejszego przenoszenia ekranów buduje się je często ze specjalnych cegieł ołowianych<sup>1)</sup>.

Nadzwyczaj ważne jest kontrolowanie stanu zdrowia pracowników za pomocą analizy krwi; w istocie zaburzenia pochodzące od promieniowania są często związane w fazie początkowej ze zmianą histologicznej budowy krwi, a mianowicie liczby ciałek czerwonych i białych oraz względnej zawartości ciałek wielokomórkowych. Wówczas jest rzeczą konieczną przerwać pracę lub zmienić jej warunki.

---

<sup>1)</sup> Niektóre groźne wypadki w zakładach przemysłowych lub handlowych były wynikiem wyraźnie wadliwej organizacji pracy.



## ROZDZIAŁ XIX.

### PRZEMIANA LEKKICH ATOMÓW W ZDERZENIACH Z CZĄSTKAMI $\alpha$ . NEUTRONY. ZDERZENIA Z PROTONAMI.

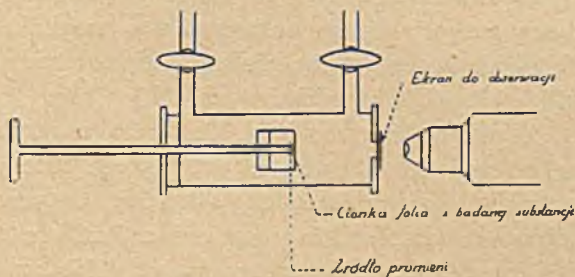
#### § 108. Transmutacja z emisją protonów.

Bombardując azot cząstkami  $\alpha$  Rutherford zauważył pojawianie się w niewielkiej liczbie szybkich cząstek  $H$ , których źródłem była obecność wodoru adsorbowanego na ściankach; ponadto jednak stwierdził, że na ekranie z siarczku cynku pojawiają się scyntylacje pochodzące od cząstek, których zasięg jest znacznie większy niż największy zasięg cząstek  $H$ . Rutherford założył, że są to protony wyrzucane z jąder azotu w następstwie szczególnie gwałtownych zderzeń z cząstkami  $\alpha$  (1919). Późniejsze doświadczenia potwierdziły to przypuszczenie i pozwoliły zastosować wyniki otrzymane z azotem do niektórych innych lekkich atomów. W ten sposób zostało udowodnione, że bombardowanie niektórych ciał cząstkami  $\alpha$  może spowodować ich transmutację (czyli tzw. «sztuczną dezintegrację»<sup>1)</sup>). Jest to pierwszy przykład przemiany tego rodzaju, otrzymanej środkami doświadczalnymi i nie zachodzącej samorzutnie, jak to się dzieje w przemianach promieniotwórczych. Liczba atomów przemienionych działaniem bombardowania jest niezmiernie mała, gdyż zjawisko może być spowodowane tylko zderzeniami, w których cząstka  $\alpha$  zbliża się na bardzo małą odległość do jądra.

Metody badania cząstek  $H$  powstających w transmutacji są podobne do sposobów badania «naturalnych» cząstek  $H$ , czyli protonów zawartych w wodrze lub w związkach wodorowych i wprawionych w ruch wskutek zderzeń (§ 80). Różnica polega tylko na tym, że protony transmutacji mogą być wysyłane zarówno naprzód, jak i w kierunku wstecznym względem kierunku cząstek  $\alpha$ . Wspomniane metody polegają na obserwowaniu scyntylacji, stosowaniu liczników elektrycznych, wreszcie wytwarzaniu torów mgiełkowych w komorze rozprężonej. W celu obserwowania protonów wyrzuconych ku przodowi za pomocą dwóch pierwszych metod, można

<sup>1)</sup> Używanie tej nazwy nastręcza pewne wątpliwości, ponieważ na ogół nie chodzi tu o rozbitcie jądra, jak to zostało wykazane później.

używać przyrządu przedstawionego na rysunku 146. Główne trudności polegają na usuwaniu naturalnych cząstek  $H$ , pochodzących od śladów wodoru okludowanego w źródle, w diafragmie i w ściankach przyrządu, oraz na unikaniu źródeł błędów wynikających z obecności pierwotnych lub rozproszonych cząstek  $\alpha$ . Z tego powodu najlepsze warunki obserwacji mamy wtedy, kiedy zasięg cząstek  $H$  powstających w przemianie jest większy od zasięgu czynnych cząstek  $\alpha$ . W poniższej tabelicy są podane zasięgi cząstek  $H$  wysyłanych przez niektóre pierwiastki bombardowane cząstkami  $\alpha$   $RaC'$ .

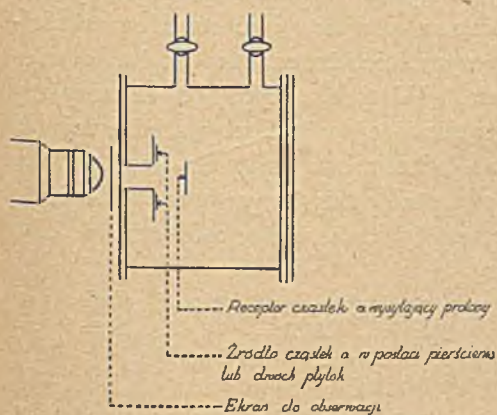


Rys. 146.

Zasięgi protonów w  $cm$ , w powietrzu w  $15^{\circ} C$  i pod ciśnieniem normalnym

	<i>B</i>	<i>N</i>	<i>F</i>	<i>Na</i>	<i>Al</i>	<i>P</i>
Protony wysyłane ku przodowi	58	40	65	58	90	65
Protony wysyłane wstecz	38	18	48	36	67	49

Jak widzimy, zasięg cząstek  $H$  wysyłanych w kierunku wstecznym jest mniejszy niż cząstek wysyłanych ku przodowi. Z drugiej strony zostało stwierdzone, że zarówno największy zasięg protonów jak i ich liczba wzrastają na ogół wraz z prędkością cząstek  $\alpha$ . Najmniejszy zasięg cząstek  $\alpha$ , które jeszcze dają widoczny efekt w glinie, wynosi  $2,5 cm$ . Pomiar odchylenia magnetycznego wykazały, że wyrzucane cząstki są to istotnie protony. W dawniejszych pracach zakładano podobnie jak w przypadku cząstek  $\alpha$ , że zasięg w powietrzu jest proporcjonalny do sześciannu prędkości. Obecnie używa się nieco innego wzoru (§ 80).



Rys. 147. Metoda wsteczna.

W celu umożliwienia poprawnej obserwacji cząstek o mniejszym zasięgu zastosowano tzw. metodę *wsteczną*, polegającą na tym, że bada się cząstki wysyłane podczas przemiany w kierunku tworzącym kąt rozwarty z kierunkiem cząstek  $\alpha$  (Kirsch i Petterson) (rys. 147). Cząstki  $H$  można odróżnić od cząstek  $\alpha$  na podstawie jasności scyntylicyj; ponadto cząstki  $\alpha$ , odchylone o wielki kąt po zderzeniu z lekkim atomem, posiadają pozostały

zasięg znacznie zmniejszony w stosunku do normalnego zasięgu. Co się tyczy naturalnych cząstek  $H$ , to nie mogą one być wysyłane w kierunku wstecznym. Wszystkie te okoliczności umożliwiają wykrywanie protonów transmutacji, których zasięg jest mniejszy od zasięgu cząstek  $\alpha$ .

Istnieją niektóre różnice pomiędzy wynikami otrzymanymi przez różnych autorów. Jak się wydaje, jest rzeczą pewną, że większość lekkich pierwiastków aż do potasu ulega transmutacji z emisją protonów pod działaniem cząstek  $\alpha$ ; nie ma jednak zgodności co do  $Li$ ,  $Be$ ,  $C$  i  $O$  oraz kilku pierwiastków cięższych od potasu.

Wydajność przemiany, tj. liczba cząstek  $H$  (lub przeobrażonych atomów) na jedną cząstkę  $\alpha$ , jest jeszcze bardzo niedokładnie znana. Liczby podane przez niektórych autorów, dotyczące wydajności transmutacji glinu pod działaniem promieni  $\alpha$   $RaC'$  są rzędu wielkości 10 atomów na  $10^6$  cząstek  $\alpha$ . Za pomocą metody *Wilsona* otrzymano w azocie 8 cząstek  $H$  transmutacji na 400000 torów cząstek  $\alpha$ , tj. 20 przeobrażonych atomów na  $10^6$  cząstek  $\alpha$   $Th (C + C')$  (*Blackett*).

Widzimy zatem, że wytwarzanie wodoru w przemianach atomowych odbywa się w minimalnej skali. W istocie, jeżeli  $10^5$  cząstek  $\alpha$   $RaC'$  daje jedną drobinę wodoru, to mielibyśmy na gram radu i na rok objętość wodoru wynoszącą zaledwie  $0,0003 \text{ mm}^3$ .

W niektórych zjawiskach transmutacji powstają protony posiadające bardzo wielki zasięg. Jak wynika z tablicy 9 Przypisów, proton, którego zasięg jest większy od  $70 \text{ cm}$ , posiada energię kinetyczną większą niż energia cząstki  $\alpha$   $RaC'^1$ ). Stosuje się to np. do protonów wysyłanych w przemianie  $Al$  pod działaniem promieni  $\alpha$   $RaC'$ , posiadających maksymalny zasięg  $90 \text{ cm}$ , któremu odpowiada prędkość  $4 \cdot 10^9 \text{ cm/sek}$  oraz energia około 1,17 razy większa od energii czynnej cząstki  $\alpha$ .

Musimy zatem założyć, że wewnętrzna energia atomu odgrywa rolę w zjawisku transmutacji.

W następstwie przemiany, której towarzyszy emisja protonu, powstaje jądro, którego liczba atomowa powinna być o 1 mniejsza od liczby atomowej pierwotnego jądra; masa atomowa powinna być również zmniejszona o 1. Można jednak również przypuścić, że cząstka  $\alpha$ , która uderzyła jądro, pozostaje z nim związana. W tym przypadku mielibyśmy jako ostateczny wynik wzrost masy atomowej o 3, liczby atomowej zaś o 1. Według tej hipotezy przemiana jądra azotu dawałaby izotop tlenu o masie  $17^2$ )<sup>3</sup>). Taki właśnie wynik został otrzymany przez *Blacketta* w doświadczeniach, które polegały na tym, że fotografowano wielką

<sup>1</sup>) Niech będzie  $v$  prędkość i  $R$  zasięg cząstki  $\alpha$ ; prędkość protonu o tej samej energii wynosi  $v' = 2v$ ; jego zasięg zatem  $R' = 8R$  w założeniu, że  $R'/R = v^2/v'^2$ , skąd  $R' = 56 \text{ cm}$ . Obliczona wartość  $R'$  jest większa, jeżeli używamy liczb wziętych z tablicy 9.

<sup>2</sup>) Myśl wyrażona przez *J. Perrina*.

<sup>3</sup>) Atomy  $^{17}_8O$  istnieją w atmosferze w bardzo małej ilości w stosunku do atomów  $^{16}_8O$  (§ 21).

liczbę torów cząstek  $\alpha$   $ThC + ThC'$  powstających w komorze *Wilsona*, wypełnionej azotem zawierającym 10% tlenu. Na 270000 torów cząstek  $\alpha$   $ThC'$  i 145000 torów cząstek  $\alpha$   $ThC$  dostrzeżono znaczną liczbę rozwidleń, dających obraz zderzeń sprężystych oraz ponadto 8 rozwidleń interpretowanych jako obraz przemiany azotu, gdyż każde z nich posiada dwa ramiona, z których jedno jest to tor protonu, drugie zaś — tor reszty atomowej wraz z przyłączoną cząstką  $\alpha$ . Rozwidlenie tego rodzaju jest widoczne na tablicy XXIII, fig. 1. Interpretacja wideł jest możliwa na podstawie zasady zachowania pędu, natomiast energia kinetyczna nie jest zachowana; w istocie całkowita energia kinetyczna po zderzeniu wynosi średnio zaledwie 0,80 początkowej energii cząstki  $\alpha$ . Przemianie azotu wskutek pochłonięcia cząstki  $\alpha$  towarzyszy zatem strata energii kinetycznej. Jeżeli założymy, że podobne zjawisko zachodzi w glinie,  $A = 27$ , to rachunek wykazuje, że wyrzuceniu protonu o zasięgu 90 cm w kierunku zgodnym z kierunkiem czynnej cząstki  $\alpha$   $RaC'$  odpowiada wzrost energii kinetycznej o 17%. W istocie prędkość protonu jest w tym przypadku 2,13 razy większa od prędkości cząstki  $\alpha$ . Atom powstający w przemianie jest to atom  $^{30}_{14}Si$ .

Stosując zasadę zachowania pędu do przemiany jądra, którego masa wynosi  $M_n$  po schwytaniu cząstki  $\alpha$ , otrzymujemy następujące równania:

$$(1) \quad \begin{aligned} M_n v_n \cos \theta_n + M_\pi v_\pi \cos \theta_\pi &= Mv, \\ M_n v_n \sin \theta_n - M_\pi v_\pi \sin \theta_\pi &= 0, \end{aligned}$$

gdzie  $Mv$  jest to pęd cząstki  $\alpha$ ,  $M_n v_n$  i  $M_\pi v_\pi$  są to: pęd jądra oraz pęd protonu po zderzeniu;  $\theta_n$  i  $\theta_\pi$  są to kąty między kierunkami ramion oraz kierunkiem cząstki  $\alpha$ . Z tych równań wynika, że:

$$M_n v_n / Mv = \sin \theta_\pi / \sin (\theta_n + \theta_\pi); \quad M_\pi v_\pi / Mv = \sin \theta_n / \sin (\theta_n + \theta_\pi).$$

Na zdjęciu rozwidlenia można mierzyć kąty  $\theta_n$  i  $\theta_\pi$ , i następnie obliczyć stosunki  $M_n v_n / Mv$  oraz  $M_\pi v_\pi / Mv$ . Ten ostatni stosunek daje natomiast wartość prędkości  $v_\pi$ . Pomiar długości toru jądra pozwala sprawdzić czy przypuszczenie  $M_n = M' + 3$  ( $M'$  — masa jądra przed transmutacją) jest słuszne. Można również wyznaczyć  $v_\pi$  mierząc zasięg protonu wybiegającego pod kątem  $\theta_\pi$  i obliczyć  $v_n$  na podstawie równań (1).

Jeżeli zakładamy, że każdej transmutacji danego typu towarzyszy wydzielenie energii w ilości  $Q$  ( $Q$  dodatnie lub ujemne), to możemy obliczyć tę energię na podstawie wzoru:

$$W_n + W_\pi = W_\alpha + Q$$

( $W_\alpha$  — energia kinetyczna cząstki  $\alpha$  przed zderzeniem,  $W_\pi$  i  $W_n$  — energie kinetyczne protonu i jądra po zderzeniu).

Jeżeli zasada zachowania energii całkowitej pozostaje słuszna, to wielkość  $Q$  może być traktowana jako równoważnik zmian energii we-

wewnętrznej, którym odpowiadają zmiany masy na podstawie wzoru *Einsteina* (§ 21). Równanie bilansu mas (zmierzonych w spoczynku) jest następujące:

$$M_n + M_\pi = M + M' - \Delta,$$

gdzie  $\Delta$  jest to całkowite zmniejszenie się masy układu, obliczone według wzoru  $Q = c^2 \Delta$  ( $c$  — prędkość światła);  $Q > 0$ , jeżeli mamy do czynienia ze stratą masy, w przeciwnym przypadku  $Q < 0$ . Dla sprawdzenia tego energetycznego wzoru konieczna jest dokładna znajomość  $Q$  i wszystkich mas występujących w równaniu. Jakkolwiek dane doświadczalne dotyczące tych wielkości są jeszcze nie wystarczające, jednakże przyjmujemy za rzecz niewątpliwą, że zasada zachowania energii stosuje się i że mamy zatem:

$$W_n + W_\pi = W_\alpha + c^2 \Delta.$$

Jeżeli podczas przemiany nastąpiła emisja promieni  $\gamma$ , to należy dodać ich energię  $W_\gamma$  do pierwszego wyrazu równania.

Energię tę wyrażamy w ergach lub w elektronowoltach. Jeden elektronowolt odpowiada  $1,591 \cdot 10^{-12}$  ergów. Jednostka masy atomowej ( $1/16$  atomu  $^{16}_8 O$ ) jest równoważna wewnętrznej energii  $9,32 \cdot 10^8$  elektronowoltów.

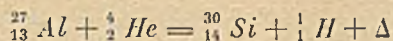
Transmutacja może nastąpić tylko wtedy, kiedy pozwala na to bilans energii, innymi słowy, jeżeli mamy  $W_\alpha + c^2 \Delta > 0$ .

Jak się wydaje, protony transmutacji składają się na ogół z grup o określonych zasięgach (*Bothe, Frantz, Pose, Chadwick* i inni). Teoria pozwala przypuszczać, że te grupy protonów, posiadających określoną prędkość początkową, powstają w następstwie schwywania cząstki  $\alpha$  przez jądro, gdy tymczasem protony wysyłane w transmutacji, w której cząstka  $\alpha$  nie zostaje schwytana, powinny posiadać ciągły rozkład prędkości. Zdołano również wykryć tzw. zjawisko *rezonansu*, polegające na tym, że cząstki  $\alpha$ , których prędkości są zawarte w określonych wąskich granicach, powodują emisję jednorodnych grup protonów. Obserwowana szerokość tego przedziału energii cząstek  $\alpha$  jest tym mniejsza, im cieńsza jest warstwa materii, w której zachodzi działanie (*Pose*).

Z równań zachowania energii i pędu wynika, że protony wybiegające w kierunku ruchu cząstek  $\alpha$  powinny posiadać największy zasięg i że zasięg powinien stale zmniejszać się, gdy kąt między kierunkiem ruchu protonu i cząstki  $\alpha$  wzrasta od  $0^\circ$  do  $180^\circ$ . Te wnioski zostały potwierdzone w doświadczeniach.

Rys. 148 przedstawia według *J. Chadwicka* emisję protonów z cienkiej folii glinowej, na którą pada wiązka cząstek  $\alpha$  o energii  $5,3 \cdot 10^6$  ew. Protony wysyłane ku przodowi tworzą dwie jednorodne grupy, których zasięgi są zbliżone do  $33$  cm i  $63$  cm, energie zaś do  $5 \cdot 10^6$  i  $7,3 \cdot 10^6$  ew. Pierwsza z tych grup odpowiada stracie energii kinetycznej —  $Q' = 0,16 \cdot 10^6$  ew, druga grupa — zyskowi energii kinetycznej  $Q = 2,1 \cdot 10^6$  ew. Wyniki

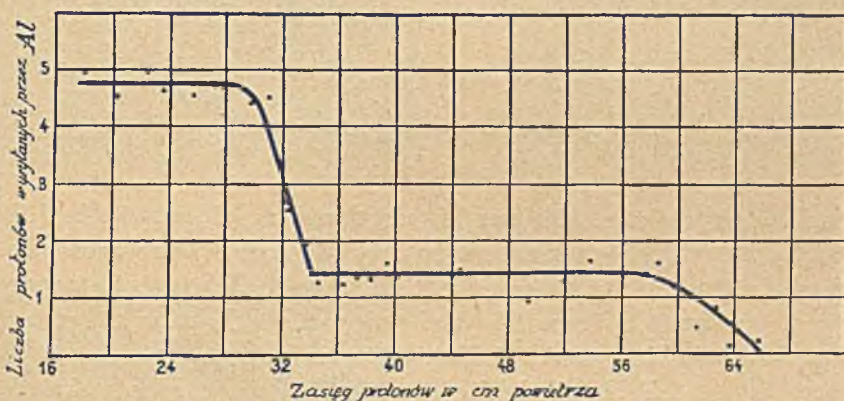
te interpretujemy zakładając, że  $Q$  jest to całkowita energia  $c^2\Delta$ , wydzielona w reakcji jądrowej:



(gdzie symbole oznaczają masy jąder biorących udział w reakcji).<sup>1)</sup>

Stratę energii odpowiadającą grupie protonów o małym zasięgu interpretujemy w ten sposób, że utworzone jądro powstaje w stanie wzbudzonym i następnie powraca do stanu normalnego wysyłając kwant promieniowania  $\gamma$  o energii  $Q - Q'$ .

Wzbudzenie jądra jest zależne od układu jego poziomów. Załóżmy, że cząstka  $\alpha$  jest schwytna na poziomie normalnym, któremu przypisujemy energię  $-E_\alpha$ ; wówczas wydziela się energia w ilości  $E_\alpha$ , jeżeli



Rys. 148.

zaś cząstka  $\alpha$  jest schwytna na poziomie wzbudzonym  $-E'_\alpha$ , to wydzielana energia wynosi  $E'_\alpha$ . Jeżeli oderwanie protonu wymaga w obu przypadkach dostarczenia energii  $E_\pi$ , to równania energii piszemy jak następuje:

$$(1) \quad W_n + W_\pi = W_\alpha + E_\alpha - E_\pi = W_\alpha + c^2\Delta,$$

$$(2) \quad W'_n + W'_\pi = W_\alpha + E'_\alpha - E_\pi,$$

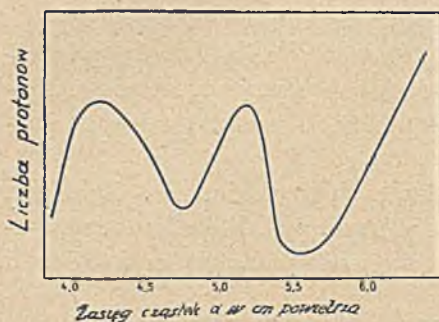
$$W_\gamma = E_\alpha - E'_\alpha,$$

Rys. 149 przedstawia według *Duncansona* i *Millera* wpływ poziomów rezonansowych na zjawisko transmutacji glinu, gdy zasięg cząstek  $\alpha$  zmniejsza się od 6,5 cm do wartości nieco mniejszej od 4 cm. Liczba protonów transmutacyjnych najpierw zmniejsza się szybko wraz z ener-

<sup>1)</sup> Lub masy atomów, co wychodzi na to samo, ponieważ po obu stronach równania całkowita liczba elektronów jest jednakowa.

Symbole liczb masy i liczb atomowych są zgodne z umową przyjętą na Kongresie Solvay w 1933 roku.

gią cząstek  $\alpha$ , następnie jednak krzywa posiada minima i maxima. Te ostatnie odpowiadają poziomom rezonansowym, charakteryzującym się tym, że cząstka  $\alpha$ , posiadająca energię równą energii jednego z tych poziomów, przenika szczególnie łatwo do jądra.



Rys. 149.

W przypadku transmutacji  $Al$  zdołano dostrzec kilka grup protonów związanych z istnieniem poziomów jądrowych. W przypadku azotu znaleziono tylko jedną grupę protonów wysyłanych w transmutacji ze schwytaniem cząstki  $\alpha$  i z pochłonięciem energii:  $Q = -1,3 \cdot 10^6$  ew. Bor, fluor i sód wysyłają po kilka jednorodnych grup.

#### § 109. Wzbudzenie przenikliwego promieniowania w lekkich atomach pod działaniem promieni $\alpha$ .

Bombardując różne pierwiastki cząstkami  $\alpha$  polonu, *Bothe* i *Becker* zauważyli, że niektóre lekkie atomy wysyłają w tych warunkach promieniowanie, którego natężenie jest bardzo małe, natomiast przenikliwość jest większa od przenikliwości najtwardszych promieni  $\gamma$ , wysyłanych przez radiopierwiastki (1930). Zjawisko to było interpretowane najpierw jako emisja promieni  $\gamma$  przez jądro wzbudzone wskutek zderzenia z cząstką  $\alpha$ , która może przy tym ulec schwytaniu. Zjawisko to jest szczególnie wydatne w przypadku berylu (*Be*), występuje jednak również, chociaż w mniejszym stopniu, w przypadku *Li*, *B*, *F*, *Na*, *Mg*, *Al*.

*Irena Curie* i *F. Joliot* stosując metodę jonizacyjną odkryli nową własność przenikliwych promieni, wysyłanych przez beryl oraz przez bor. Mianowicie promienie te są zdolne do wprawiania w ruch lekkich jąder, np. protonów zawartych w substancjach obfitujących w wodór lub jąder helu. Ta podstawowa własność nowego promieniowania jest głównym czynnikiem, od którego zależy jego absorpcja.

Aparatura doświadczalna jest przedstawiona na rys. 150. Silne źródło  $S$  promieni  $\alpha$  (około 100 milicurie *Po*) jest umieszczone tuż ponad cienką warstwą *R* badanego lekkiego pierwiastka, promienie wysyłane przez ten pierwiastek przechodzą przez ekrany *F* i przenikają do komory jonizacyjnej *A*, umocowanej na bardzo czułym elektrometrze *E*.

Komora jest zamknięta od góry folią glinową (grubość 0,01 mm). Promienie wychodzące ze źródła  $Po + Be$  (*Be* naświetlony promieniami  $\alpha$  *Po*) oraz filtrowane przez 1,5 cm ołowiu w celu usunięcia słabego promieniowania  $\gamma$  polonu wytwarzają w komorze bardzo słaby prąd (rzędu wielkości  $10^{-6}$  j. es). Prąd pozostaje bez zmiany, jeżeli pomiędzy ekranem z ołowiu i komorą ustawiamy cienkie ekrany z *C*, *Cu* lub *Ag*, natomiast podwaja się po umieszczeniu ekranu z celo-

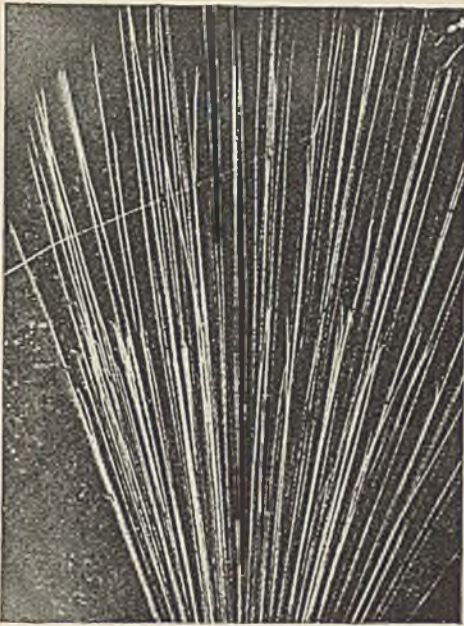


Fig. 1.

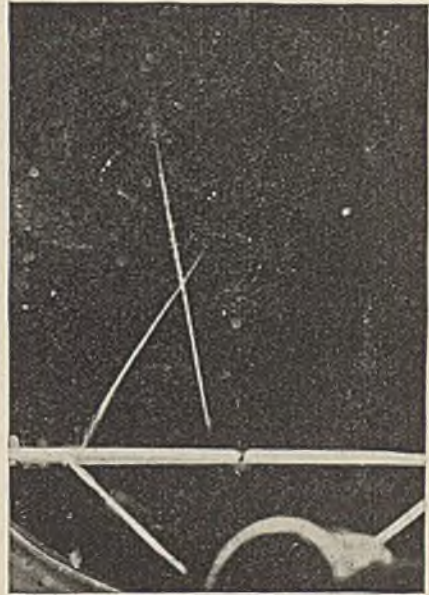


Fig. 2.

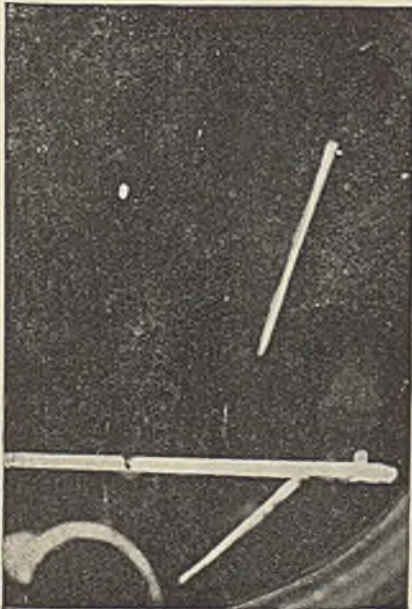


Fig. 3.

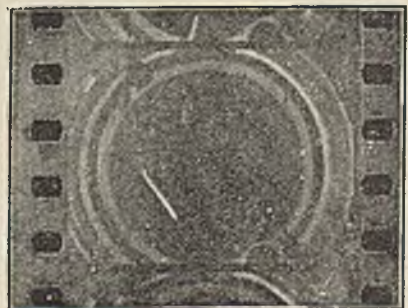


Fig. 4.

- Fig. 1. Transmutacja jądra azotu, której towarzyszy schwytnie cząstki  $\alpha$  i emisja protonu (Blackett i Lees). Strzałka wskazuje tor protonu. Promienie  $\alpha$   $ThC$  i  $ThC'$ .
- Fig. 2. Protony wyrzucane z płytki parafinowej  $P$  działaniem neutronów ze źródła ( $Po + Be$ ) umieszczonego pod płytką (Irena Curie i F. Joliot).
- Fig. 3. Proton wyrzucony z pary wodnej, zawartej w komorze, wskutek zderzenia z neutronem ze źródła ( $Po + Be$ ) umieszczonego poniżej płytki  $P$  (Irena Curie i F. Joliot).
- Fig. 4. Komora Wilsona napełniona helem. Jądro  $He$  wyrzucone wskutek zderzenia z neutronem ze źródła ( $Po + Be$ ) umieszczonego w dolnej części komory (Irena Curie i F. Joliot).







Fig. 1.



Fig. 2.



Fig. 3.

- Fig. 1. Odskok jądra azotu wskutek zderzenia z neutronem. Źródło ( $Rn +$  pochodne  $+ Be$ ). Zderzenie sprężyste. Komora rozprężeń pod niskim ciśnieniem (I. Curie i F. Joliot).
- Fig. 2. Transmutacja jądra azotu w zderzeniu z neutronem. Źródło ( $Rn +$  pochodne  $+ Be$ ). Komora rozprężeń pod niskim ciśnieniem. Widzimy tor czastki  $\alpha$  oraz grubiej zaznaczony tor odskoku jądra  $B^{11}$  (I. Curie i F. Joliot).
- Fig. 3. Transmutacja glinu pod działaniem promieni  $\alpha$  polonu. Naświetlona blaszka  $Al$  u dołu fotografii. Widzimy dwa tory wychodzące z tej blaszki: 1<sup>o</sup> tor protonu transmutacji. 2<sup>o</sup> tor elektronu dodatniego (I. Curie i F. Joliot).



fanu, papieru lub parafiny. Te substancje, zawierające wodór, wysyłają w tych warunkach protony wytwarzające dodatkową jonizację w komorze. Napelniając kolejno komorę powietrzem lub helem stwierdzamy, że jeżeli masy obu gazów są jednakowe, to prąd wytworzony przez promienie ze źródła ( $Po + Be$ ) lub ( $Po + B$ ) jest silniejszy w *He* niż w powietrzu. Dodatkowa jonizacja w *He* pochodzi od wprowadzonych w ruch jąder *He*.

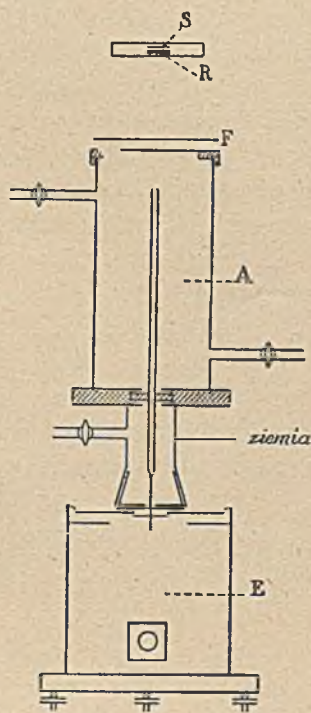
Jeżeli pomiędzy źródłem i komorą umieszczamy grube ekrany o jednakowej masie powierzchniowej, to stwierdzamy, że promieniowanie ( $Po + Be$ ) lub ( $Po + B$ ) jest tym silniej pochłaniane, im pochłaniające atomy są lżejsze. Np. parafina pochłania znacznie silniej niż miedź.

Wyrzucanie lekkich jąder zostało potwierdzone za pomocą metody torów mgielkowych. Promienie ze źródła ( $Po + Be$ ), przenikające do komory rozprężnej, wyrzucają protony z ekranu z parafiny, umieszczonego wewnątrz komory, lub z drobin pary wodnej zawartej w komorze. W ten sam sposób uwidocznił odskok jąder helu i azotu. Przenikliwa cząstka, która jest źródłem tego ruchu, nie jonizuje gazu i wskutek tego nie daje toru widocznego na zdjęciach (tabl. XXIII, fig. 2, 3, 4 i tabl. XXIV, fig. 1).

W celu obserwowania wyrzucanych cząstek używa się również lampowego wzmacniacza proporcjonalnego.

Zjawisko udzielania pędu lekkim jądrom jest bardzo trudne do wyjaśnienia, jeżeli zakładamy, że promienie powodujące to zjawisko są to promienie  $\gamma$ . *J. Chadwick* wykazał, że zjawiska dają się interpretować w zadowalający sposób, jeżeli założymy, że przenikliwe promieniowanie pochodzące od *Be* lub *B* składa się między innymi z neutronów, jąder pozbawionych ładunku i posiadających masę atomową zbliżoną do 1. Neutron można by zatem traktować jako proton związany z elektronem w sposób bardziej ścisły niż w atomie wodoru. Możliwość istnienia neutronów była już dawniej brana pod uwagę przez niektórych autorów, jednakże odkrycie wyrzucania lekkich jąder dostarczyło pierwszego dowodu doświadczalnego tej koncepcji.

Neutrony stanowią nieznaną dotąd rodzaj promieniowania korpuskularnego, wysyłanego przez lekkie pierwiastki w następstwie zderzeń z cząstkami  $\alpha$ . Emisja neutronu jest wynikiem szczególnego rodzaju transmutacji atomowej, zachodzącej w niektórych pierwiastkach, a zwłaszcza w *Be*, z większą łatwością niż transmutacja z emisją protonów. Cząstka  $\alpha$  zostaje w tym przypadku również schwytana przez jądro.



Rys. 150.

Promieniowanie *Be* i *B* składa się jednak nie tylko z neutronów, lecz również z promieni  $\gamma$ , powodujących emisję elektronów *Comptona* o energii kilku milionów elektronowoltów. Elektrony te mogą być obserwowane w komorze rozprężeń.

Podobnie jak w przypadku emisji protonów energia udzielona neutronowi w transmutacji jest zależna od energii cząstki  $\alpha$  oraz od energii wydzielonej lub pochłoniętej w reakcji. Ta ostatnia wielkość nie zmienia się, gdy prędkość cząstek  $\alpha$  ulega zmianie. Energia neutronów posiada największą wartość w przypadku, gdy kierunek ich ruchu jest zgodny z kierunkiem cząstek  $\alpha$  i zmniejsza się, gdy kąt między torem neutronu i kierunkiem cząstek  $\alpha$  wzrasta od 0 do  $180^\circ$ , jak to można przewidzieć na podstawie praw zachowania energii i pędu.

Z tego wynika, że neutrony wysyłane przez warstwę substancji, np. *Be*, całkowicie pochłaniającą promienie  $\alpha$  umieszczonego w pobliżu radio-pierwiastka, posiadają z natury rzeczy niejednakowe prędkości.

Nie zdołano dotąd zrealizować warunków doświadczalnych, w których powstają jednorodne grupy neutronów. Istnieją jednak wskazówki podziału neutronów na grupy oraz zjawisk rezonansu podobnych do tych, jakie zostały opisane w przypadku emisji protonów.

Wyniki podane w tablicy dotyczą emisji neutronów, protonów oraz promieni  $\gamma$  wysyłanych przez niektóre pierwiastki bombardowane promieniami  $\alpha$  polonu, których prędkość początkowa wynosi  $1,6 \cdot 10^9$  *cm/sek*, energia zaś  $5,3 \cdot 10^6$  *ew*.

		N e u t r o n y		Promienie $\gamma$
		Największy zasięg wyrzuconych protonów.	Energia neutronów w <i>ew</i> .	Energia w <i>ew</i> .
Beryl . . . . .	2 grupy	$\left\{ \begin{array}{l} 28 \text{ cm} \\ 70 \text{ cm} \end{array} \right.$	$4,5 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^6$
Bor . . . . .	1 grupa		$16 \text{ cm}$	$3,2 \cdot 10^6$
Lit . . . . .			0,2 do $0,5 \cdot 10^6$	$10^6$

Fluor, sód, magnez oraz glin wysyłają również neutrony i promienie  $\gamma$ .

*B*, *F*, *Na* i *Al* należą do pierwiastków, które mogą również ulegać transmutacji z emisją protonów (§ 108). W przypadku boru przypisujemy emisję protonów izotopowi  $^{10}\text{B}$ ; do tego samego izotopu należy prawdopodobnie emisja przynajmniej części neutronów. Co się tyczy pierwiastków *F*, *Na* i *Al*, nie posiadających różnych izotopów, należy założyć, że są możliwe oba rodzaje przemiany. Emisja promieni  $\gamma$  pozostaje zapewne w związku z emisją kilku jednorodnych grup protonów lub neutronów i reprezentuje różnice energii między tymi grupami; nie jest jednak wyłączone, że ta emisja jest następstwem wzbudzenia jądra, któremu nie towarzyszy ani schwywanie cząstki  $\alpha$ , ani transmutacja.

### § 110. Promieniowanie neutronowe. Masa neutronu.

Neutron nie jest to cząstka jonizująca, jak np. cząstka  $\alpha$  lub  $\beta$ . Neutron posiada wielką przenikliwość, ponieważ ta nie naładowana cząstka nie wywiera żadnych działań na elektrony i nie traci energii w licznych jonizujących zderzeniach. Jej energia jest zużywana tylko w zderzeniach z jądrami, których następstwem jest bądź ruch jądra, bądź jego przemiana. Z zasady zachowania pędu wynika, że energia udzielona jądru w zderzeniu sprężystym jest tym większa, im masa jądra jest bardziej zbliżona do masy neutronu. W spotkaniach z ciężkimi jądrami neutrony ulegają rozproszeniu nie tracąc prawie wcale energii, natomiast udzielają znaczną część swojej energii uderzanym lekkim jądrom. W zderzeniach z jądrami wodoru możliwe jest nawet odstępianie protonowi całkowitej energii neutronu.

Znamy dotąd tylko jedną metodę wyznaczania energii neutronu, polegającą na mierzeniu energii wyrzucanych jąder, w szczególności protonów. W istocie energia neutronu równa się energii protonu wybiegającego po zderzeniu w kierunku ruchu neutronu; ta ostatnia zaś może być wyznaczona drogą zmierzenia zasięgu. W przypadku prędkich neutronów (kilka milionów  $e\omega$ ) można zmierzyć największy zasięg w glinie protonów wychodzących z cienkiej warstwy parafiny bombardowanej przez neutrony. W przypadku powolnych neutronów można zmierzyć w komorze *Wilsona* zasięg cząstek  $H$ , pochodzących z pary wodnej znajdującej się w komorze rozprężeń.

W doświadczeniach wykonywanych za pomocą metody jonizacyjnej można odróżnić neutrony od promieni  $\gamma$  na podstawie różnic między rodzajem ich absorpcji; mianowicie masowy współczynnik absorpcji neutronów jest tym większy, im pochłaniający pierwiastek jest lżejszy. Współczynnik absorpcji, składający się z wyrazu reprezentującego rozproszenie oraz wyrazu odpowiadającego stracie energii w zderzeniach zależy w znacznym stopniu od warunków doświadczalnych. W przypadku prędkich neutronów (kilka milionów  $e\omega$ ) natężenie zmniejsza się do połowy po przejściu neutronów przez warstwę ołowiu grubości około 5  $cm$  lub niewiele różną grubość glinu (choć masa jest w tym przypadku znacznie mniejsza). Powolne neutrony (energia rzędu 0,5  $e\omega$ ) są, praktycznie biorąc, absorbowane w jednym centymetrze ołowiu<sup>1)</sup>.

Badanie neutronów następuje z trudności podobne do tych, z jakimi mamy do czynienia w badaniu promieni  $\gamma$ , ponieważ jest to również promieniowanie bardzo przenikliwe, nie odchylane w polu magnetycznym i wykrywane tylko za pomocą wtórnych zjawisk.

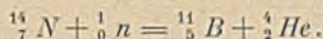
Neutrony są wysyłane w całym szeregu transmutacji spowodowanych przez promienie  $\alpha$ , protony lub deuterony (jądro  ${}^2_1H$ ). Zakładamy,

<sup>1)</sup> Z nowszych badań wynikają nieco inne poglądy na absorpcję neutronów (p. Uzupełnienia, *L. W.*).

że neutrony wkrótce po wyjściu z jąder znikają w ten sposób, że zostają pochłonięte przez inne jądra i wywołują ich przemianę.

Emisja elektronów dodatnich lub ujemnych w zjawiskach transmutacji. Obserwacje wykonane za pomocą metody torów mgiełkowych wykazują, że niektóre lekkie pierwiastki poddane działaniu promieni  $\alpha$  wysyłają nie tylko protony lub neutrony, lecz również elektrony dodatnie. Na tablicy XXIV, fig. 3 widzimy proton oraz elektron dodatni, wybiegające z folii glinowej i mające niewątpliwie źródło w transmutacji (*Irena Curie i F. Joliot*). W przypadku  $A$  i  $B$  można założyć, że transmutacja przebiega bądź z emisją protonu, bądź z emisją neutronu i elektronu dodatniego. W przypadku berylu może zachodzić powstawanie par wskutek wewnętrznej materializacji promieni  $\gamma$  (§ 90): foton wychodzący z jądra może natychmiast ulegać unicestwieniu, a zamiast niego wybiegają dwa elektrony: dodatni i ujemny.

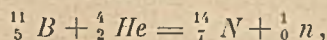
Transmutacja wskutek zderzeń z neutronami. Zderzenia neutronów z lekkimi jądrami mają najczęściej charakter zderzeń sprężystych. Niekiedy jednak neutron może spowodować transmutację (*Feather*). W ten np. sposób możemy interpretować zderzenie przedstawione na tablicy XXIV, fig. 2. Prawdopodobna reakcja jądrowa jest następująca:



Za pomocą metody Wilsona wykryto również inne transmutacje, spowodowane przez neutrony (tlen, fluor, argon). Wytwarzanie sztucznych radiopierwiastków przez neutrony (por. § 112) dowodzi, że neutrony mogą spowodować transmutację wielkiej liczby pierwiastków, od lekkich aż do najcięższych, zjawisko jest zatem bardzo częste.

Masa neutronu. Na podstawie zasady zachowania pędu zdołano ustalić drogą porównania maksymalnej energii różnych jąder wyrzucanych przez neutrony, że masa neutronu jest zbliżona do 1 (*J. Chadwick*). W celu dokładniejszego wyznaczenia tej masy należy posługiwać się jakąś reakcją jądrową z udziałem neutronu: jeżeli znane są masy wszystkich jąder uczestniczących w tej reakcji oraz wydzielona lub pochłonięta energia, to można obliczyć masę neutronu.

Pierwsze oznaczenie tego rodzaju było dokonane w następujący sposób. Zakładamy, że emisja neutronów z boru pod działaniem cząstek  $\alpha$  odbywa się zgodnie z wzorem:



w którym nieznana jest tylko masa  ${}_{0}^{1}n$  (*J. Chadwick*). Wszelako doświadczenia, w których badano elektrony pochodzące z transmutacji, wykazały, że emisję neutronów z boru należy przypisać przynajmniej częściowo jądru  ${}_{5}^{10}B$ , które jest również źródłem protonów. Rachunek oparty na znajomości maksymalnej energii protonów, neutronów oraz elektro-

nów dodatnich, wysyłanych przez  $^{10}_5B$  pod działaniem promieni  $\alpha$  polonu, daje 1,010 jako masę neutronu (*Irena Curie i F. Joliot*).

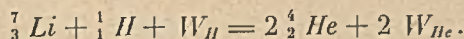
Inne reakcje jądrowe, którym towarzyszy emisja neutronu, prowadzą do wartości masy neutronu, zawartej między 1,006 i 1,010. Masa ta nie jest jeszcze dokładnie znana, gdyż jest zależna od znajomości całkowitej energii (wysyłanych cząstek i promieni  $\gamma$ ) wydzielanej w reakcjach i dotychczasowe wnioski mogą ulec zmianie w przypadku odkrycia nowej grupy neutronów lub promieni  $\gamma$ .

Jeżeli masa neutronu jest większa od masy protonu, to można założyć, że neutron jest nietrwały i zamienia się samorzutnie w jądro wodoru z wydzieleniem energii.

### § 111. Transmutacja wskutek zderzeń z protonami.

W celu wywołania przemiany, której towarzyszy emisja protonu lub neutronu, posługiwano się dotąd, jak to widzieliśmy, cząstkami  $\alpha$  posiadającymi wielką energię kinetyczną. Niedawne doświadczenia *Cockcrofta i Waltona* (1932) wykazały, że można również zrealizować przemiany atomowe za pomocą protonów o stosunkowo niewielkiej energii. Te protony powstają w wielkiej liczbie jako promienie kanalikowe w rurze próżniowej do wyładowań. Wiązka protonów (rys. 151) pada w punkcie *A* na warstwę *Li*; promienie wysyłane przez tę warstwę wychodzą przez okno umieszczone z boku w ścianie rury i zamknięte bardzo cienką blaszką mikową *C*. W tych warunkach stwierdzamy, że lit wysyła cząstki wytwarzające bardzo jasne scyntylacje na ekranie *B* powleczonym *ZnS*. Jeżeli przyrząd jest połączony z komorą rozprężeń, do której przenikają cząstki, to otrzymujemy tory podobne do torów cząstek  $\alpha$ . Zakładamy, że źródłem emisji tych cząstek jest przemiana, polegająca na tym, że jądro  $^7_3Li$  chwyta cząstkę  $\alpha$ , następnie zaś nietrwałe jądro o masie 8 dzieli się na dwie cząstki  $\alpha$ , z których każda posiada energię zbliżoną do energii cząstek  $\alpha$  *ThC'*. To przypuszczenie zostało potwierdzone w doświadczeniach wykonanych za pomocą licznika proporcjonalnego, co pozwoliło sprawdzić na podstawie zdolności jonizacyjnej, że wysyłane cząstki są to istotnie cząstki  $\alpha$ .

Jeżeli obie cząstki  $\alpha$  są wysyłane symetrycznie względem kierunku protonu, spotykającego jądro *Li* w punkcie *O* (rys. 152), to reakcję jądrową możemy napisać w następujący sposób:



Symbole *Li*, *H* i *He* oznaczają masy atomów, ponieważ liczba elektronów po każdej stronie równania jest jednakowa. Jeżeli  $W_H = 270\ \text{ekw}$ , to cząstki  $\alpha$  posiadają 8,4 *cm*, energia ich zaś wynosi 17,24.10<sup>6</sup> *ew*. Kładąc  $^7_3Li = 7,018$ ,  $H = 1,0081$ ,  $He = 4,0039$  znajdujemy, że strata



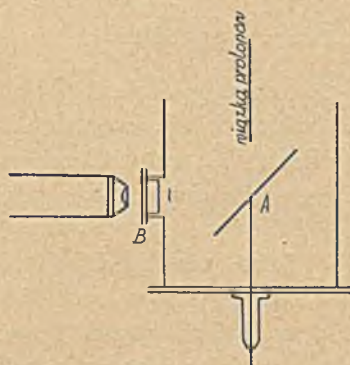
masy przynosi  $0,0184^1$ ) w zgodności z przyrostem energii kinetycznej  $16,97 \cdot 10^6$  *ew*. Ponieważ energia protonów używanych w tym przypadku jest stosunko mała, przeto źródłem energii cząstek  $\alpha$  jest prawie wyłącznie strata masy.

Kąt  $\theta$  (rys. 152) obliczony na podstawie wzoru

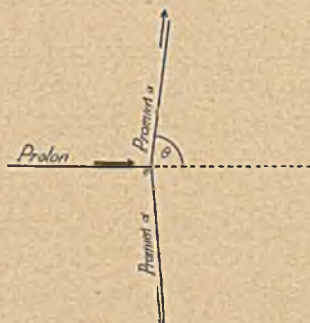
$$M_H v_H = 2M_{He} v_{He} \cos \theta$$

jest zbliżony do  $90^\circ$ , ponieważ pęd dostarczony przez proton jest bardzo mały. Obserwacja cząstek  $\alpha$  wysyłanych pod prostym kątem względem wiązki protonu umożliwia zatem sprawdzenie wzoru reakcji jądrowej.

Jeżeli obserwujemy cząstki wysyłane w innych kierunkach, stwierdzamy, że różnica między energią cząstki  $\alpha$  wybiegającej ku przodowi



Rys. 151.



Rys. 152.

oraz cząstki biegnącej w kierunku wstecznym wzrasta wraz z energią protonu. Emisja cząstek  $\alpha$  parami, w kierunkach prawie dokładnie sobie przeciwnych, została stwierdzona za pomocą metody torów mgiełkowych.

Rys. 153 przedstawia absorpcję cząstek  $\alpha$ , pochodzących z przemiany *Li* i wysyłanych pod prostym kątem względem kierunku wiązki protonów, których energia wynosi  $450$  *ekw*. Widzimy, że cząstki  $\alpha$  tworzą jednorodną grupę o dobrze określonym zasięgu, wynoszącym około  $8,5$  *cm*.

Liczba przemian wzrasta szybko wraz z energią protonów, jak to widać na rys. 154<sup>2)</sup>. Jeżeli  $W_H = 10^6$  *ew*, to względna liczba zderzeń powodujących transmutację wynosi około  $3 \cdot 10^{-7}$ . Jeżeli  $W_H = 250$  *ekw*, stosunek ten wynosi tylko  $10^{-8}$ . Zjawisko może jednak być obserwowane dzięki temu, że umiemy otrzymywać wiązki zawierające bardzo wielką liczbę protonów.

Podczas przemiany *Li* spowodowanej zderzeniami protonów powstaje nie tylko wspomiana grupa cząstek  $\alpha$  o wielkiej energii, lecz również

<sup>1)</sup> Według najnowszych oznaczeń ciężarów atomowych na podstawie przemian jądrowych (*L. W.*).

<sup>2)</sup> Cockroft i Walton, Lawrence, Livingston, White i Henderson.

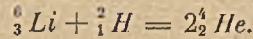
grupy mniejszej energii o zasięgu 11 mm i 6 mm. W tym ostatnim przypadku mamy zapewne do czynienia również z emisją promieni  $\gamma$ .

Przemiana, której towarzyszy emisja cząstek  $\alpha$ , została również zaobserwowana w przypadku boru bombardowanego protonami o energii 150 *ekw*. Należy przypuszczać, że reakcja jądrowa polega na schwytaniu protonu, wskutek czego powstaje przejściowo jądro  $^{12}_6C$  i następnie zachodzi rozpad tego jądra na 3 cząstki  $\alpha$ .

Fluor wysyła również cząstki  $\alpha$  pod działaniem protonów. Jest rzeczą prawdopodobną, że i niektóre inne pierwiastki zachowują się w podobny sposób.

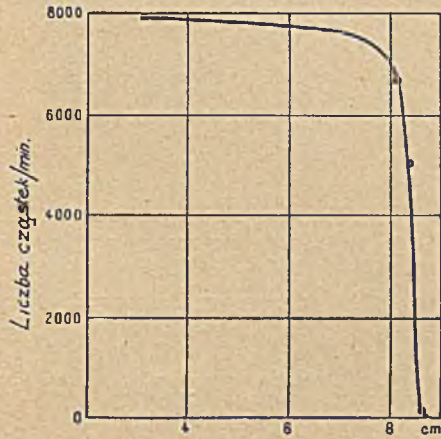
Transmutacja wskutek zderzeń z jądrami  $^2_1H$  (deuteronami). *Lawrence, Livingston* i *White* zdołali osiągnąć transmutację różnych jąder za pomocą jonów drobinowych ( $^1H^2H$ )<sup>+</sup>, o energii zbliżonej do  $2 \cdot 10^6$  *ew*.

Przemiany tego rodzaju zachodzą m.i. z litem (tabl. XXV, fig. 1) i polegają prawdopodobnie na schwytaniu deuteronu, po czym utworzone nietrwałe jądro dzieli się na dwie cząstki  $\alpha$ . Cząstki  $\alpha$  powstające w tych warunkach posiadają bardzo wielką prędkość: zasięg 14,5 *cm*, energia  $12,4 \cdot 10^6$  *ew*. Reakcja jest następująca:

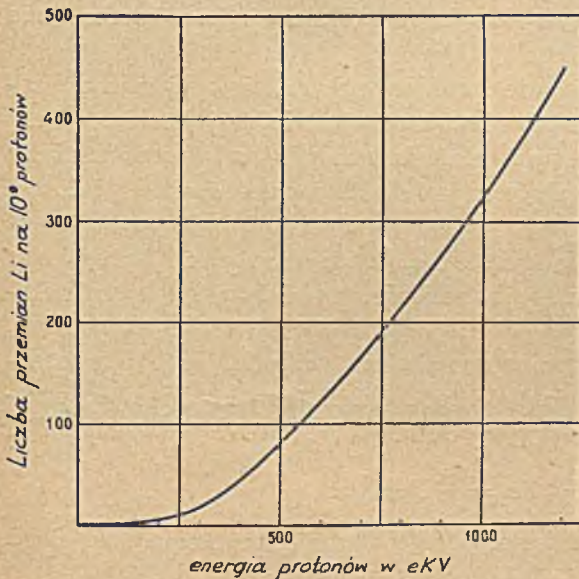


Pierwiastki *Be* i *N* doznają również przemiany z emisją cząstek  $\alpha$ , przy czym tworzą się zapewne atomy  $^7Li$  i  $^{12}C$ .

Niektóre pierwiastki, bombardowane deuteronami, ulegają przemianie z emisją protonów lub neutronów.



Rys. 153.



Rys. 154

## ROZDZIAŁ XX

### DOŚWIADCZALNE OTRZYMYWANIE RADIOPIERWIASTKÓW

#### § 112. Otrzymywanie nowych ciał promieniotwórczych za pomocą cząstek $\alpha$ lub innych cząstek.

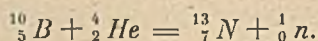
*Irena Curie* i *F. Joliot* odkryli w 1934 roku, że niektóre pierwiastki: glin, bor, magnez bombardowane cząstkami  $\alpha$  polonu wysyłają przenikliwe promieniowanie wówczas, kiedy źródło bombardowania zostało już usunięte. Wzbudzone promieniowanie zmniejsza się z czasem według prawa wykładniczego, identycznego ze zwykłym prawem zaniku radiopierwiastków. Okres wynosi 14 minut w przypadku boru, 3,25 minut w przypadku glinu i 2,5 minut w przypadku magnezu.

Stwierdzono, że promienie wysyłane przez bor i glin są to pozytony, których energia osiąga 2 do  $3 \cdot 10^6$  ew. Mamy zatem do czynienia z otrzymywaniem *nowego typu radiopierwiastków*, ulegających przemianie z emisją pozytonów.

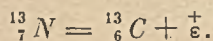
W przypadku magnezu promieniowanie składa się głównie z cząstek  $\beta$ ; pozytony są wysyłane również, lecz w mniejszej liczbie. Mamy zatem do czynienia z *otrzymanym doświadczalnie radiopierwiastkiem wysyłającym promienie  $\beta$* , analogicznym do radiopierwiastków naturalnych.

Jeżeli zmniejszamy energię cząstek  $\alpha$ , stwierdzamy, że okres oraz energia promieniowania nie ulegają zmianie, zmniejsza się tylko natężenie zjawiska.

Zjawisko to przypisujemy powstawaniu nietrwałych jąder w następstwie przemiany lekkich pierwiastków pod działaniem promieni  $\alpha$ , przemiany, której najczęściej towarzyszy emisja neutronu. W przypadku boru mamy np.:



Ponieważ jądro  ${}^{13}_7N$  nie jest trwałe, przeto doznaje przemiany w ciągu średniego czasu życia:



Podobnie z *Al* powstaje nietrwała odmiana fosforu  ${}^{30}_{15}P$  i końcowy produkt  ${}^{30}_{14}Si$ .

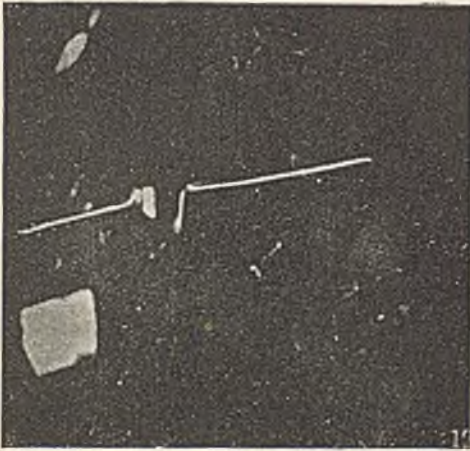


Fig. 1.



Fig. 2.



Fig. 3.



Fig. 4.

Fig. 1 i 2. Transmutacja  $Li^6$  bombardowanego jonami  $H^2$ . Dwie cząstki  $\alpha$  o tej samej energii wybiegają w przeciwnych kierunkach (Dee).

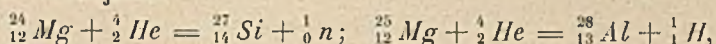
Fig. 3. Elektrony dodatnie i ujemne, wysyłane przez magnez naświetlany promieniami  $\alpha$  (Irena Curie i F. Joliot).

Fig. 4. Elektrony ujemne wysyłane przez fosfor naświetlany neutronami (Irena Curie i F. Joliot).



Średni czas życia nietrwałych atomów jest dosyć długi, aby można było wykonać reakcje chemiczne oddzielania ich od substancji pierwotnej. Chociaż liczba utworzonych atomów jest niezmiernie mała, to jednak próby te zostały uwieńczone powodzeniem i wykazały, że hipotezy dotyczące natury nowych pierwiastków były słuszne. Między innymi zdołano oddzielić aktywne pierwiastki w postaci gazu, mianowicie amoniaku w przypadku *B* oraz fosforiaku w przypadku *Al*.

W magnezie powstają prawdopodobnie dwa radiopierwiastki otrzymywane w reakcjach:



przy czym  ${}_{14}^{27}\text{Si}$  wysyła pozytony,  ${}_{13}^{28}\text{Al}$  — cząstki  $\beta$ ; ten ostatni radiopierwiastek tworzy się w większej ilości (tabl. XXV, fig. 2).

Nowe ciała promieniotwórcze otrzymały nazwy *radioazotu*, *radiofosforu*, *radiokrzemu*, *radioglinu*. Jest to pierwszy przykład *sztucznego otrzymywania pierwiastków nietrwałych*.

Wkrótce potem zdołano otrzymać wielką liczbę nowych radiopierwiastków drogą naświetlania zwykłych pierwiastków cząstkami różnego rodzaju: cząstkami  $\alpha$ , protonami, deutronami, neutronami.

Za pomocą cząstek  $\alpha$ , protonów i deutronów otrzymano kilkanaście rodzajów nietrwałych jąder, wysyłających pozytony i stanowiących izotopy niektórych trwałych lekkich jąder.

Naświetlanie neutronami daje wielką liczbę radiopierwiastków wysyłających promienie  $\beta$  (*Fermi*). Nawet najcięższe pierwiastki doznają przemiany pod działaniem neutronów i zamieniają się na nietrwałe, co się tłumaczy tym, że neutrony nie są powstrzymywane przez barierę potencjału jądra (tabl. XXV, fig. 3).

Otrzymane sztucznie radiopierwiastki są zupełnie podobne do radiopierwiastków naturalnych. Wysyłane przez nie pozytony lub cząstki  $\beta$  tworzą widmo ciągłe, typu opisanego poprzednio. Niektóre pierwiastki wysyłają promienie  $\gamma$ .

Pierwiastki wysyłające pozytony są ponadto źródłem promieniowania  $\gamma$ , o energii 500000 *eV*, biorącego początek w unicestwianiu się pozytonów podczas ich absorpcji w materii (§ 18).

Jest rzeczą prawdopodobną, że w niedalekiej przyszłości technika otrzymywania szybkich cząstek w rurach próżniowych udoskonali się do tego stopnia, że będzie możliwe wytwarzanie radiopierwiastków, stanowiących źródło promieniowania równie silne jak radiopierwiastki naturalne. Nowe radiopierwiastki znajdą zapewne wówczas zastosowanie w lecznictwie, a może również i w innych dziedzinach. Należy liczyć się z tym, że te ciała będą się zachowywały w organizmie inaczej niż zwykłe radiopierwiastki, ponieważ posiadają inne własności chemiczne. Jest wreszcie rzeczą możliwą, że nowe pierwiastki będą używane jako wskaźniki przy badaniu chemicznych i biologicznych własności ich nieaktywnych izotopów.

## ROZDZIAŁ XXI

### WIADOMOŚCI O BUDOWIE ATOMÓW

#### § 113. Składniki budowy. Trwałość. Próby klasyfikacji.

Zgodnie z teorią jedności materii (§ 21) musimy traktować jako podstawowe składniki budowy proton i elektron, których masy wynoszą  $1,6 \cdot 10^{-24}$  i  $9,0 \cdot 10^{-28}$  g. Rozważania, na podstawie których przypisywaliśmy elektronowi promień  $1,9 \cdot 10^{-13}$  cm, prowadzą do wniosku, że proton powinien posiadać promień rzędu  $10^{-16}$  cm (por. § 33). Z doświadczeń dotyczących rozproszenia cząstek  $\alpha$  wynika, że rozmiary jąder wahają się od  $10^{-13}$  do  $10^{-11}$  cm. Natomiast rozmiary atomu jako całości są rzędu  $10^{-8}$  cm, tak iż objętość zajęta przez składniki budowy jądra jest niezmiernie mała w porównaniu z objętością atomu.

Niech będzie  $P$  liczba protonowa, tj. liczba całkowita zbliżona do ciężaru atomowego  $A$  czystego izotopu o liczbie atomowej  $Z$ . Różnica  $n = P - Z$  mogłaby być interpretowana jako liczba elektronów zawartych w jądrze<sup>1)</sup>. Pomijając przypadek wodoru, stosunek  $n/P$  jest zawarty pomiędzy najmniejszą wartością 0,5, spotykaną często wśród lekkich pierwiastków, oraz wartością 0,61 charakteryzującą uran. Protony i elektrony, traktowane jako pierwotne składniki budowy, znajdują się prawdopodobnie w jądrach w postaci ugrupowań bardziej złożonych. Okoliczność, że radiopierwiastki wysyłają cząstki  $\alpha$ , nasuwa przypuszczenie, że cząstka  $\alpha$  jest składnikiem budowy jądra. Emisja neutronów w doświadczalnych przemianach prowadzi do analogicznego wniosku, dotyczącego obecności neutronów w jądrze. Należy również wziąć pod uwagę jądrową emisję elektronów dodatnich.

Znamy szereg faktów, które każą powątpiewać o obecności elektronów w jądrach w stanie swobodnym. Jeżeli neutron jest utworzony z protonu i z elektronu, to jest rzeczą możliwą, że wszystkie ujemne elektrony jądrowe są niejako zamaskowane w neutronach. Można jednak również założyć, że neutron jest to cząstka elementarna, proton zaś

---

<sup>1)</sup> Ten rozdział był pisany w czasie, kiedy sądzono, że elektron i proton są to jedyne składniki budowy materii. Obecnie poglądy są inne (patrz Uzupełnienia) (*L. W.*).

jest utworzony z neutronu i dodatniego elektronu; gdyby tak było, masa protonu powinna by być mniejsza, nie zaś większa od masy neutronu. Cząstka  $\alpha$  może być rozpatrywana jako połączenie dwóch protonów i dwóch neutronów.

Obecnie przeważa pogląd, zgodnie z którym jądro składa się z neutronów i protonów (*Heisenberg*), zarówno zaś neutron jak i proton są to dwie cząstki elementarne, zdolne do przekształcania się jedna w drugą. Możliwe są zarówno przemiany neutron  $\rightarrow$  proton, jak i proton  $\rightarrow$  neutron.

Każdej cząstce, należącej do budowy jądra, przypisujemy określoną wartość momentu obrotowego (spinu) (§ 34) oraz czynimy hipotezy co do rodzaju prawa statystycznego, rządzącego cząstkami danego typu (§ 35). Rozważania te nie są jeszcze oparte na zupełnie pewnych podstawach. Jak się wydaje, do cząstek  $\alpha$  należy stosować statystykę *Bosego — Einsteina*.

Doświadczenie wykazuje, że niektóre pierwiastki są trwałe, gdy tymczasem inne ulegają samorzutnie przemianie. Ponadto niektóre pierwiastki, trwałe w zwykłych warunkach, mogą doznać przemiany wskutek zderzenia z cząstkami  $\alpha$ , protonami lub deutronami. Stąd wynika, że każdy dany układ elementów strukturalnych jądra jest trwały tylko w pewnych granicach.

Pierwiastki o wielkim ciężarze atomowym, z których ostatni jest to uran ( $Z=92$ ,  $A=238,14$ ), są wszystkie promieniotwórcze. Wydaje się zatem, że jądro przestaje być trwałe, gdy zawiera zbyt wielką liczbę składników.

Prawo głoszące, że energia jest proporcjonalna do masy, daje możliwość doświadczalnego badania trwałości atomów, gdyż trwałość pierwiastka powinna być tym większa, im większa jest strata energii wewnętrznej, towarzysząca jego powstawaniu lub, innymi słowy, im większa jest strata masy.

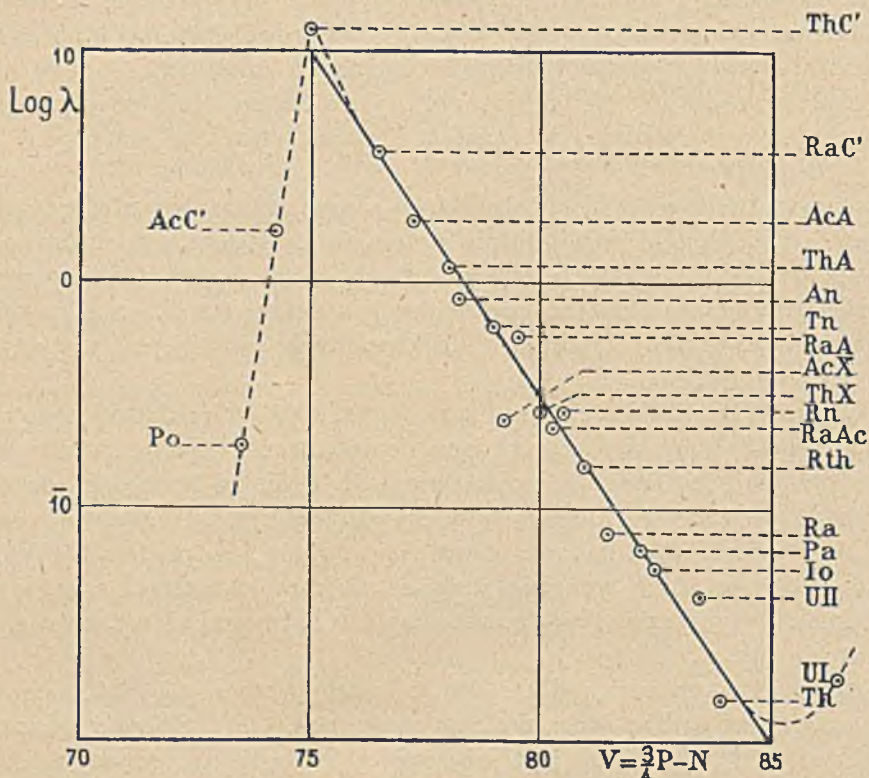
Tak np. powstawaniu jądra helu z dwóch protonów i dwóch neutronów towarzyszy bardzo znaczna strata masy (por. § 21). *Energia wiązania* cząstki  $\alpha$  (około  $28 \cdot 10^6$  eV) jest większa od energii kinetycznej najszybszych cząstek  $\alpha$ , z czego wynika, że jądro helu nie może ulec rozbiciu wskutek zderzenia cząstki  $\alpha$  z inną cząstką lub jądrem.

Masa protonu zawartego w jądrze dowolnego atomu (z wyjątkiem atomu wodoru) jest, średnio biorąc, znacznie bardziej zbliżona do 1 niż masa swobodnego protonu. Wszystkie zatem atomy utworzone z protonów i neutronów powstają w następstwie zjawiska wydzielającego znaczną ilość energii.

Z drugiej strony, jeżeli powstawanie atomów *He* stanowi pierwszy etap genezy pierwiastków i jeżeli cięższe jądra są zbudowane przynajmniej w znacznej części z cząstek  $\alpha$ , to energia wydzielona w tym następnym stadium jest znacznie mniejsza niż w pierwszym. Fakt ten pozostaje niewątpliwie w związku z tym, że w przemianach promieniotwórczych mamy do czynienia z emisją cząstek  $\alpha$ , nigdy zaś protonów.



Dane statystyczne prowadzą do niektórych wniosków, dotyczących trwałości pierwiastków. Nie każda liczba całkowita, zawarta między 1 i 238, jest reprezentowana przez ciężar atomowy jakiegoś izotopu; jak się wydaje, niektóre ciężary atomowe należą do pierwiastków, których prawdopodobieństwo istnienia jest niezmiernie małe lub równe zero. Parzyste wartości liczby  $n$  elektronów jądrowych<sup>1)</sup> spotykają się znacznie częściej niż liczby nieparzyste wśród ogółu izotopów. Również uprzywilejowana jest parzysta liczba atomowa  $Z$ , mianowicie pierwiastki o liczbie pa-



Rys. 155.

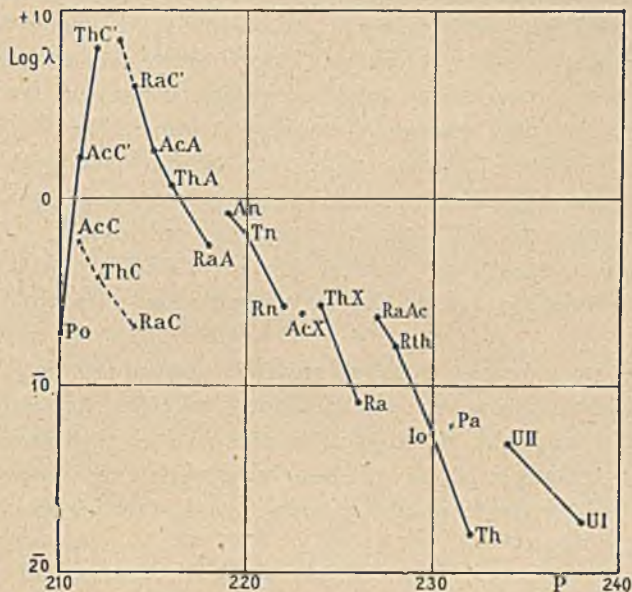
rzystej posiadają większą liczbę izotopów. Ta wyróżniona rola parzystych wartości  $Z$  i  $n$  daje się również zauważyć wśród radiopierwiastków; należy przy tym zaznaczyć, że nie znamy dotąd przedstawicieli typu  $Z = 85$  i  $Z = 87$ .

Inne wnioski, dotyczące większej lub mniejszej trwałości pierwiastków o różnych liczbach atomowych, możemy wysnuć na podstawie obfitości występowania pierwiastków w przyrodzie. *Harkins* zestawiał wyniki badania wielkiej liczby skał i gleb oraz meteorytów. W pierwszym przy-

<sup>1)</sup> Zgodnie z dzisiejszymi poglądami zamiast «elektronów jądrowych» należałoby powiedzieć «neutronów» (*L. W.*).

padku względna zawartość atomów z liczbą  $Z$  parzystą wynosi 90%, w drugim przypadku 98%; tlen zaś jest to pierwiastek reprezentowany znacznie obficiej niż wszystkie inne.

Niektórzy autorowie usilowali odnaleźć związki istniejące między  $P$  i  $Z$ . Można np. utworzyć funkcję tych wielkości  $U = 3P/4 - Z$ , która posiada następującą ciekawą własność:  $U$  zmniejsza się o 1, gdy atom doznaje przemiany radioaktywnej, związanej bądź z emisją cząstki  $\alpha$ , bądź cząstki  $\beta$  (*G. Fournier*). Prędkość promieni  $\alpha$  różnych radiopierwiastków daje się z nielicznymi wyjątkami wyrazić jako w przybliżeniu



Rys. 156.

liniowa funkcja  $U$ :  $v = 0,082 (100 - U) \cdot 10^9$  cm/sek. Stała zaniku  $\lambda$  radiopierwiastków wysyłających promienie  $\alpha$ , rozpatrywana jako funkcja  $U$ , może być również wyrażona za pomocą z gruba przybliżonego wzoru  $\ln \lambda = 235 - 3U$ , od którego wyraźnie odbiegają tylko nieliczne pierwiastki (*Maria Curie* i *G. Fournier*) (rys. 155). Oznaczałoby to, że wielkość  $U$  nadaje się do scharakteryzowania zależności między prawdopodobieństwem emisji cząstki  $\alpha$  oraz masą i ładunkiem jądra<sup>1)</sup>. Żadnej prawidłowości tego rodzaju nie zdołano wykryć wśród pierwiastków wysyłających promieniowanie  $\beta$ , których stałe zaniku wahają się w znacznie węższych granicach.

<sup>1)</sup> Podane powyżej prawo liniowe stanowi prawdopodobnie szczególny przypadek prawa bardziej skomplikowanego, zapewne periodycznego. Trwałość pierwiastków, których  $U < 73$  i nieobecność pierwiastków z  $U > 87$  wskazują, że  $\ln \lambda$  zmniejsza się wraz z wzrostem  $U$  tylko w odstępach od 75 do 85, w przedziałach zaś  $U < 75$  i  $U > 85$  wzrasta wraz z  $U$ . Okoliczność, że okres *Po* jest znacznie większy od okresu *RaC'*, okres zaś uranu mniejszy od okresu toru przemawia za słusznością tego przypuszczenia.

Rodziny uranowo-radowa, aktynowa i torowa należą do typów  $P = 4p + 2$ ,  $P = 4p + 3$ ,  $P = 4p$  ( $p$  — liczba całkowita). Z tego wynika, że na ogół nie istnieją różne radiopierwiastki wysyłające promienie  $\alpha$  i posiadające jednakową wartość  $P$ ; wyjątek stanowią tylko ciała  $C$  osadów promieniotwórczych, których  $P$  jest takie samo jak analogicznych ciał  $C'$ . Krzywa przedstawiająca  $\ln \lambda$  radiopierwiastków wysyłających promienie  $\alpha$  w zależności od  $P$  ma postać periodyczną (rys. 156)<sup>1)</sup>.

Istnieją liczne próby klasyfikacji pierwiastków na podstawie ich budowy jądrowej, klasyfikacji obejmującej wszystkie izotopy, zarówno aktywne jak i nieaktywne. Ideą przewodnią niektórych prób tego rodzaju jest założenie, że rodziny promieniotwórcze posiadają dalszy ciąg w dziedzinie pierwiastków zwykłych i przenikają cały układ periodyczny, chociaż zjawiska przemiany nie zachodzą w przedłużeniach rodzin. Bierzemy zatem pod uwagę 4 serie postaci:  $P = 4p$ ,  $P = 4p + 1$ ,  $P = 4p + 2$ ,  $P = 4p + 3$ , gdzie  $p$  jest to liczba całkowita i zakładamy, że jądro zawiera największą możliwą liczbę cząstek  $\alpha$  oraz ponadto 0, 1, 2 lub 3 protony, i  $P - Z - 2p$  elektronów jądrowych. Zgodnie z innymi poglądami, elektrony tracą w jądrze wszelkie cechy indywidualne i jądro zachowuje się, jak gdyby było utworzone z cząstek  $\alpha$ , neutronów i protonów.

Warunki, w których byłoby możliwe powstawanie lub zanikanie większości pierwiastków, nie są spełnione na ziemi, niewątpliwie jednak istniały kiedyś warunki, w których te pierwiastki się tworzyły; jest rzeczą możliwą, że dzieje się to obecnie w innych częściach wszechświata, jak to wynika z rozważań dotyczących pochodzenia promieni kosmicznych.

#### § 114. Samorzutne przemiany promieniotwórcze.

Natura czynnika, od którego zależą przemiany promieniotwórcze, jest nieznana; jest rzeczą prawdopodobną, że tego czynnika należy doszukiwać się w wewnętrznej budowie jądra, ponieważ działania zewnętrzne nie mają żadnego wpływu na przebieg przemian promieniotwórczych.

Jądro składa się z cząstek dodatnich i ujemnych<sup>2)</sup>, których zbiór zachowuje się pod względem działań elektrycznych zewnętrznych jak ładunek punktowy  $Ze$ , wytwarzający pole elektryczne zgodnie z prawem *Coulomba*. Należy jednak założyć, że cząstki znajdujące się wewnątrz jądra wywierają na siebie siły przyciągania zasadniczo różne od sił *Coulomba*, mianowicie czynne tylko w bardzo małej odległości i decydujące o spójności jądra. Te siły ujawniają się w zjawisku anormalnego rozproszczenia (§ 81).

<sup>1)</sup> W przypadku *RaC*, *AcC* i *ThC* podano stałe częściowe, tj. dotyczące tylko przemiany  $\alpha$ .

<sup>2)</sup> Obecnie powiedzielibyśmy zamiast «ujemnych» «obojętnych» (*L. W.*).

W modelu podanym przez *Gamow*a jądro nie posiada podobnie rzadkiej budowy jak atom, lecz jest raczej analogiczne do kropelki wody, której każda drobina znajdująca się w głębszych warstwach doznaje stosunkowo słabych sił, gdy tymczasem siły te wzrastają nader szybko w miarę zbliżania się drobinu ku powierzchni.

Posługując się tym obrazem jądra rozpatrzmy krzywą przedstawiającą energię potencjalną  $U$  cząstki  $\alpha$ , którą w wyobraźni oddzielamy od reszty jądra i umieszczamy w odległości  $r$  od jego środka (rys. 157). W części środkowej, aż do  $r = r_0$ , istnieje obszar, w którym potencjał posiada wartość najmniejszą i w przybliżeniu stałą  $U_0$ . W pobliżu  $r_0$ ,  $U$  wzrasta bardzo szybko, przechodzi przez maximum, po czym zmniejsza się zgodnie z prawem przybierającym postać prawa *Coulomba*. Energia potencjalna cząstki  $\alpha$  względem pozostałej części jądra posiada wówczas postać:

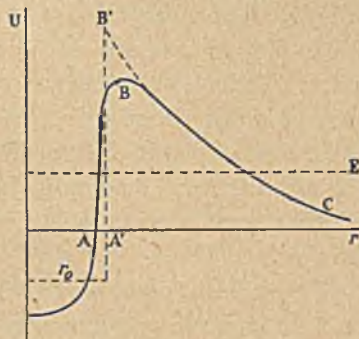
$$U(r) = 2(Z - 2)e^2/r,$$

gdzie  $Z$  jest to liczba atomowa całkowitego jądra,  $e$  — ładunek elementarny. Można zatem scharakteryzować każde jądro wartością  $r_0$ , czyli «promienia» oraz wartością progu  $U_m$ , czyli otaczającej jądro «bariery potencjału». Przyjmujemy, że objętość jądra jest w przybliżeniu proporcjonalna do jego masy;  $U_0$  wzrasta również wraz z masą; toteż normalny poziom cząstki  $\alpha$  wewnątrz jądra znajduje się coraz wyżej. Jeżeli energia tego poziomu  $E$  jest dodatnia, to w zewnętrznej okolicy jądra poziom jest nietrwały; jednakże rozumując na podstawie mechaniki klasycznej moglibyśmy sądzić, że cząstka jest uwięziona w jądrze wskutek istnienia bariery potencjału. Z punktu widzenia mechaniki falowej istnieje jednak określone prawdopodobieństwo przejścia cząstki  $\alpha$  z punktu wewnętrznego obszaru do punktu leżącego na zewnątrz, któremu odpowiada ta sama wartość energii. To prawdopodobieństwo jest tym większe, im  $E$  jest bardziej zbliżone do progu  $U_m$ .

W teoretycznym ujęciu tego zagadnienia posługujemy się układem funkcji falowych, przedstawiających stan cząstki w polu sił jądrowych (*Gamow*). Jeżeli krzywej  $ABC$  nadajemy uproszczoną postać  $A'B'C'$ , to otrzymujemy następujący wzór na  $\lambda$ :

$$\lambda = \frac{h}{4mr_0^2} e^{-(Z-2)\frac{1}{2}\pi^2 e^2 \sqrt{2m/h} \sqrt{E} + 16\pi e \sqrt{(Z-2)mr_0/h}},$$

gdzie  $m$  jest to masa cząstki  $\alpha$ ,  $E$  — energia wyzwolona w przemianie. Ta zależność między  $\lambda$  i  $E$  jest podobna do prawa *Geigera-Nuttalla*, z tą jednak różnicą, że  $\lambda$  zależy nie tylko od  $E$ , lecz również od  $Z$  i  $r_0$ .



Rys. 157.

(w założeniu, że masa  $m$  jest stała). Na podstawie znanych wartości  $E$  i  $\lambda$  wyliczamy  $r_0$  i znajdujemy, że jądra radiopierwiastków należących do trzech rodzin i wysyłających promienie  $\alpha$  posiadają «promienie» zawarte między  $6.10^{-13}$  cm i  $9.5.10^{-13}$  cm. Pomijając niektóre wyjątki, te promienie wzrastają w każdej rodzinie wraz z ciężarem atomowym.

Poprzednio wspominaliśmy, że cząstki  $\alpha$  zajmują w jądrze poziomy energetyczne, które wyznaczamy na podstawie subtelnej budowy widm magnetycznych (rozdz. XVI). Jest rzeczą możliwą, że wszystkie cząstki znajdują się na normalnym poziomie, zdarza się jednak również, że jedna z cząstek zajmuje przejściowo jeden z wyższych poziomów. Próbowano przypisywać cząstkom  $\alpha$  liczby kwantowe podobnie jak elektronom pozajądrowym, wiadomości jednak, jakie posiadamy w tym przedmiocie, są jeszcze bardzo nikłe. Jeżeli cząstka  $\alpha$  znajduje się na poziomie jądrowym wyższym od normalnego, to mówimy o stanie *wzbudzenia* jądra. Jądro wzbudzone może powrócić do stanu normalnego bądź drogą emisji promieni  $\gamma$ , bądź cząstek  $\alpha$  długiego zasięgu, bądź wreszcie elektronu pozajądrowego, któremu została przekazana bezpośrednio energia wzbudzenia. Prawdopodobieństwa tych różnych procesów były przedmiotem rozważań teoretycznych, którymi nie będziemy się tutaj zajmowali.

Przemiana promieniotwórcza, której towarzyszy emisja promieni  $\beta$  (lub, mówiąc krócej, przemiana  $\beta$ ), jest to zjawisko bardziej skomplikowane od przemiany  $\alpha$ , gdyż promienie  $\beta$  towarzyszące dezintegracji radiopierwiastka posiadają prędkości rozmieszczone w sposób ciągły w pewnym przedziale. Można zadać sobie pytanie czy zasada zachowania energii stosuje się do przemian  $\beta$ ; jeżeli tak jest istotnie, to wynikałoby z tego, że atomy powstające z atomów identycznych powinny posiadać masy różne i zawarte w określonych granicach (nie przekraczających ułamek 0,003 jednostki masy atomowej). To założenie zmienności masy atomów tego samego rodzaju nastęrcza jednak liczne trudności, zarówno z punktu widzenia eksperymentalnego jak teoretycznego.

Zakładamy obecnie, że energia wydzielona w przemianie  $\beta$  lub pozytonowej (por. § 112) równa się energii najszybszych elektronów, jeżeli zaś zachodzi również emisja promieni  $\gamma$ , należy dodać energię tego promieniowania. Wyobrażamy sobie, że emisji każdego elektronu towarzyszy emisja innej cząstki, która otrzymała nazwę *neutrino* (*Pauli*), suma zaś energii obu cząstek równa się zawsze górnej granicy energii widma ciągłego; innymi słowy, neutrino pobiera tym mniej energii, im elektron wybiegający jednocześnie posiada jej więcej. Przypisujemy neutrino ładunek 0 i spin  $1/2$ ; istnieją również podstawy do twierdzenia, że jego masa spoczynkowa jest niezmiernie mała, a nawet równa zeru (*F. Perrin*). Usiłowano wykryć działania neutrino, jak dotąd bez powodzenia: jest rzeczą możliwą, że są one niedostępne dla obserwacji wskutek niezmiernie wielkiej przenikliwości neutrino.

W założeniu, że jądra składają się z neutronów i protonów, możemy traktować promieniotwórczość typu  $\beta$  jako następstwo przemiany jednego z neutronów jądrowych w proton, promieniotwórczość zaś typu pozytonowego jako wynik przemiany protonu w neutron. W zależności od tego czy jądro posiada nadmiar neutronów, czy protonów w stosunku do proporcji czyniącej zadość warunkom trwałości, mamy do czynienia z promieniotwórczością, której towarzyszy w pierwszym przypadku emisja elektronów, w drugim pozytonów.

Przemiana  $\beta$  nie daje bezpośrednich informacji o poziomach jądrowych. Jeżeli jednak natychmiast po niej następuje przemiana  $\alpha$ , podczas której oprócz zwykłych cząstek  $\alpha$  jest wysyłana niewielka ilość cząstek  $\alpha$  długiego zasięgu, to można wyznaczyć schemat poziomów jądrowych na podstawie teorii podanej przez *Gamow* (§ 98). Te rozważania zostały dotąd zastosowane tylko do *RaC'*.

Promieniowanie  $\gamma$  radiopierwiastków jest częściowo pochodzenia pierwotnego, tj. jądrowego, częściowo zaś jest wtórne (rozdział XV). Pierwotne promienie  $\gamma$ , będące następstwem przemiany atomu, są wysyłane w początkowej chwili życia atomu utworzonego w przemianie i wyrzucają elektrony z jego zewnętrznych poziomów energetycznych. To zjawisko fotoelektryczne, zwane konwersją wewnętrzną, jest związane z emisją wtórnych promieni  $\beta$ . Jądrowe promieniowanie  $\gamma$  składa się z jednorodnych grup, odpowiadających różnym jądrowym poziomom energii.

Emisja fotonu jądrowego jest związana z przejściem jednej z cząstek jądra: cząstki  $\alpha$ , protonu lub neutronu z jednego poziomu jądrowego na inny. Prawdopodobieństwo przejścia może być obliczone na podstawie mechaniki falowej, przy czym zakłada się, że pole promieniowania jest równoważne polu drgającego tzw. «dipola» elektrycznego. Wszelako stosunki symetrii w jądrze są niekiedy tego rodzaju, że dipol znika, i w tym przypadku należy wziąć pod uwagę wyrazy zwykle zaniedbywane, w szczególności zaś tzw. wyraz «kwadrupolowy». Na podstawie badania współczynników konwersji wewnętrznej zakładamy, że radiopierwiastki wysyłają zarówno dipolowe jak i kwadrupolowe promieniowanie  $\gamma$  (*Taylor* i *Mott*). Według mechaniki falowej promieniowanie dipolowe odpowiada zmianie azymutalnej liczby kwantowej  $l$  o 1, promieniowanie zaś kwadrupolowe o 2 lub 0.

#### § 115. Sztuczne przemiany jądrowe.

Rozmieszczenie cząstek  $\alpha$ , neutronów i protonów na poziomach energetycznych jądra stanowi zagadnienie, którego rozwiązanie dopiero zaczyna się zarysowywać. Badanie sztucznych przemian dowiodło, że jest rzeczą możliwą spowodować bądź wymianę pomiędzy jedną z cząstek należących do jądra i obcą cząstką innego rodzaju, wpadającą do jądra z wielką energią, bądź syntezę cząstki  $\alpha$  wewnątrz jądra za pomocą

cząstek mniejszej masy, i następnie odłączenie się cząstki  $\alpha$  od jądra. Przemiana jest możliwa tylko wtedy, gdy całkowity bilans energii daje zysk energii kinetycznej. Na podstawie badania bilansów tego rodzaju można przewidywać, że niektórym przemianom powinno towarzyszyć promieniowanie  $\gamma$ .

Okoliczności, w jakich cząstka może przeniknąć do jądra lub wyjść z niego, są zależne od wielkości bariery potencjału i od poziomów rezonansowych.

1° Jeżeli cząstka posiada energię  $E$  większą od wartości proggu  $U_m$  i jeżeli jest skierowana wprost ku jądru, to przenika bez trudności.

2° Jeżeli  $E < U_m$ , to cząstka musi przejść przez barierę potencjału; prawdopodobieństwo tego przejścia oblicza się za pomocą wzorów zupełnie podobnych do tych, które w teorii *Gamowa* służą do opisanie samorzutnej emisji cząstki  $\alpha$ . Bariera potencjału danego pierwiastka jest łatwiej dostępna dla protonu niż dla cząstki  $\alpha$ , ponieważ ładunek i masa protonu są mniejsze niż cząstki  $\alpha$ .

3° Szczególnie łatwo przenikają przez barierę potencjału cząstki, których energia  $E$  odpowiada energii rezonansowego poziomu jądra. Te wnioski teoretyczne zostały sprawdzone drogą doświadczalną.

W przypadku lekkich jąder zdołano oznaczyć rząd wielkości barier potencjałów. Dane doświadczalne wynikają z doświadczeń dotyczących anormalnej dyspersji cząstek  $\alpha$  oraz sztucznej transmutacji. Anormalna dyspersja występuje wtedy, gdy cząstka  $\alpha$  zbliża się tak znacznie do jądra, że prawo *Coulomba* przestaje się stosować (§ 81); cząstka  $\alpha$  przenika zatem poprzez barierę potencjału. Traktując zagadnienie za pomocą metod mechaniki falowej otrzymujemy szereg wiadomości o tej barierze; z drugiej strony można wyróżnić poziomy rezonansowe i również oznaczyć wielkość bariery drogą liczenia protonów transmutacyjnych w zależności od energii cząstek  $\alpha$ . W poniższej tabelicy podane są niektóre wyniki według prac *J. Chadwicka*:

	${}^9_4\text{Be}$	${}^{10}_5\text{B}$	${}^{11}_5\text{B}$	${}^{14}_7\text{N}$	${}^{19}_9\text{F}$	${}^{24}_{12}\text{Mg}$	${}^{27}_{13}\text{Al}$
Energia bariery w $10^6 \text{ew}$ (dolna granica)	3,5	3,7	3,7	4,1	5	6,5	6,8

Jak się wydaje, najczęstszy typ reakcji jądrowej, w której obca cząstka przenika do jądra, polega na tym, że cząstka ta zostaje schwytana, natomiast wybiega jedna z cząstek jądrowych. Niech będzie  $W$  energia kinetyczna przybiegającej cząstki,  $E$  — energia poziomu, na którym ta cząstka jest schwytana,  $E'$  — energia poziomu, z którego jest wyjęta wybiegająca cząstka,  $W'$  — energia kinetyczna tej ostatniej. Mamy wówczas:

$$W' + W'' = W - E + E',$$

gdzie  $W''$  jest to energia kinetyczna jądra po przemianie. W atomach trwałych energie normalnych poziomów są ujemne (dodatnia energia oderwania), transmutacja jest ułatwiona, jeżeli  $E < E'$  (poziom  $E$  głębszy

od poziomu  $E'$ ). Obca cząstka może być jednak schwytała również na wyżej położonym poziomie  $E_n$ , wartość  $W'$  jest wówczas mniejsza. Wyrzucane cząstki składają się zatem z grup określonej prędkości, z których najszybsza odpowiada schwytaaniu obcej cząstki na poziomie normalnym. Jest to ogólny przypadek emisji protonu wskutek schwytaania cząstki  $\alpha$ . Emisji każdej z grup protonowych z wyjątkiem najszybszej musi towarzyszyć emisja promieniowania  $\gamma$  unoszącego brakującą energię; brak jednak dotąd jeszcze danych doświadczalnych, dotyczących tego zagadnienia.

Należy zaznaczyć, że chociaż prędkość wyrzucanej cząstki *względem jądra* jest zupełnie dokładnie określona w założeniu, że znamy prędkość cząstki schwytaanej, to jednak prędkości bezwzględne są zależne od ruchu udzielonego jądra; mianowicie cząstki wyrzucane ku przodowi posiadają większą prędkość niż cząstki wyrzucane w kierunku wstecznym względem ruchu nadbiegającej cząstki.

Znane dotąd przypadki transmutacji wskutek zderzenia z neutronami interpretują się w podobny sposób, mianowicie jako wynik schwytaania neutronu oraz wyrzucenia cząstki  $\alpha$ . Ujęcie teoretyczne tego procesu jest również analogiczne.

Wreszcie w zbadanych dotąd transmutacjach, w których zostaje schwytany proton lub deuteron, powstaje nietrwałe jądro, które następnie rozpada się na pewną liczbę cząstek  $\alpha$ .

Jeżeli następstwem transmutacji, w której obca cząstka zostaje schwytała, jest emisja cząstek z jądra, to te cząstki tworzą kilka grup izokinetycznych (widmo prążkowe); natomiast w przypadku, gdy transmutacja odbywa się bez schwytaania obcej cząstki, rozkład prędkości wyrzuconych cząstek powinien być ciągły (widmo ciągłe); całkowita energia wydzielona w procesach tego rodzaju, tj. suma energii lekkiej cząstki i energii utworzonego jądra, powinna być zawarta między 0 i  $W + E'$  w zależności od energii pobranej kosztem obcej cząstki. Otrzymane widmo ciągłe można by zatem scharakteryzować istnieniem określonej górnej granicy. Nie znamy dotąd żadnego przykładu tego rodzaju przemiany, której prawdopodobieństwo jest zresztą bardzo małe.

Z punktu widzenia teoretycznego istnieje również możliwość wzbudzenia jądra wskutek zderzenia z cząstką, która nie zostaje schwytała i nie powoduje transmutacji. Jak się zdaje, emisja promieni  $\gamma$  z litu bombardowanego cząstkami  $\alpha$  należy do zjawisk tego typu.

Anormalna absorpcja promieni  $\gamma$  wielkiej energii w ciężkich jądrach może pozostawać również w związku ze zjawiskami transmutacji. Jest jednak rzeczą możliwą, że anormalna absorpcja tłumaczy się w wystarczający sposób na podstawie zjawiska materializacji, tj. zastąpienia fotonu parą elektronów, dodatniego i ujemnego, i że jądro pochłaniające foton pozostaje nietknięte.

Jak się wydaje, promienie kosmiczne są również zdolne do wywołania



transmutacji. Byłoby jednak rzeczą przedwczesną zajmować się szczególnie tą sprawą, ponieważ natura promieni wywołujących to zjawisko nie jest dotąd znana (§ 151).

O znaczeniu rozważań energetycznych w zagadnieniach sztucznych przemian świadczy fakt, że do podjęcia prób transmutacji *Li* za pomocą zderzeń z protonami przyczyniły się w znacznej mierze obliczenia teoretyczne, z których wynikało, że jądro *Li*, które wchłonęłoby proton, mogłoby dostarczyć znacznej ilości energii drogą podziału utworzonego nietrwałego jądra na dwie cząstki  $\alpha$ .

Jeżeli masy atomów biorących udział w reakcji jądrowej są znane z wielką dokładnością, to bilans energetyczny daje cenne wskazówki o prawdopodobieństwie przemian. Odwrotnie, jeżeli znamy dokładnie energię wydzieloną w transmutacji danego typu, to na podstawie tej wartości możemy wyliczyć niektóre masy jąder uczestniczących w reakcji, co jest zwłaszcza pożyteczne w przypadku, gdy są to jądra pierwiastków istniejących w zbyt małych ilościach, by można było badać je bezpośrednio (np.  $^{17}_8\text{O}$ ,  $^{13}_6\text{C}$  itd.).

---

## ROZDZIAŁ XXII

### KLASYFIKACJA PIERWIASTKÓW

#### § 116. Zasady klasyfikacji.

Klasyfikacja radiopierwiastków może być rozpatrywana z dwóch różnych, lecz jednakowo ważnych punktów widzenia. Jako podstawę tej klasyfikacji możemy obrać bądź własności promieniotwórcze, bądź własności chemiczne radiopierwiastków. W pierwszym przypadku interesujemy się ewolucją szeregu pierwiastków, pochodzących drogą kolejnej genezy z dwóch substancji macierzystych (uranu i toru). Związek między ewolucją promieniotwórczą i budową jądra jest nieznany i we własnościach chemicznych radiopierwiastków nie znajdujemy żadnej cechy, która by pozwoliła określić przebieg tej ewolucji. Klasyfikacja oparta na promieniotwórczości polega na ustalaniu związków genetycznych i na łączeniu radiopierwiastków w rodziny.

Z drugiej strony każdy radiopierwiastek jest to określone indywidualum chemiczne, do którego charakterystyki wystarcza znajomość ładu jądrowego podobnie jak w przypadku pierwiastków nieaktywnych. Należy przeto oznaczyć typ chemiczny każdego radiopierwiastka i jego miejsce w układzie periodycznym. W tym celu jest rzeczą konieczną badać radiopierwiastki za pomocą metod chemicznych i elektrochemicznych.

#### § 117. Klasyfikacja na podstawie rodzin promieniotwórczych.

Następujące szybko po sobie odkrycia nowych radiopierwiastków: radu, polonu, aktynu, emanacji, aktywnych osadów itp. doprowadziły w krótkim czasie do poznania związków genetycznych, stanowiących podstawę teorii przemian promieniotwórczych. Stwierdzono, że radiopierwiastki tworzą naturalne rodziny, tj. że z substancji macierzystej powstaje szereg pierwiastków pochodnych, z których ostatni jest nieaktywny. W większości przypadków zdołano dowieść doświadczalnie, że radiopierwiastek powstaje ze swego bezpośredniego rodzica. Należy tu powstawanie radonu z radu (§ 48), radu z jonu (§ 125),  $RaB$  z  $RaA$  (§ 56) itd. W rozdziałach XXIII do XXVII znajdziemy wiele przypadków doświadczalnego stwierdzenia związków tego rodzaju. Znamy jednak

również wiele przypadków genezy ustalonej tylko na podstawie pośrednich dowodów i dotąd nie potwierdzonej doświadczalnie.

Jeżeli promieniowanie substancji radioaktywnej zmienia się z czasem według prawa nie dającego się przedstawić jako proste prawo wykładnicze, to mamy niewątpliwie do czynienia z mieszaniną radiopierwiałków. Badanie ewolucji promieniowania pozwala stwierdzić czy te pierwiastki są związane z sobą drogą kolejnej genezy (§63). Odwrotne twierdzenie nie jest słuszne: promieniowanie może zmieniać się zgodnie z prostym prawem wykładniczym, a jednak nie należy do prostej substancji, o czym najczęściej przekonywamy się rozdzielając tę substancję na jej składniki.

Niejednorodność promieniowania stanowi bardzo ważną wskazówkę, że natura danej substancji jest złożona. Zakładamy, że każdy radiopierwiastek wysyła cząstki  $\alpha$  określonej prędkości, posiadające określony zasięg w powietrzu. Jednoczesna emisja kilku grup cząstek  $\alpha$  o różnych zasięgach (pomijamy tu subtelną strukturę oraz cząstki długiego zasięgu) stanowi dowód, że substancja jest złożona; na podstawie rozważań tego rodzaju zakładamy, że uran składa się z dwóch izotopów *UI* i *UII*, oraz że tor *C* zawiera krótkotrwały pierwiastek pochodny *ThC'*.

Emisja dwóch wyraźnie różnych grup promieni  $\beta$  pozwala wyprowadzić analogiczne wnioski, jak to czynimy w przypadku *UX*, którego promieniowanie  $\beta$  przypisujemy dwóm składnikom *UX<sub>1</sub>* i *UX<sub>2</sub>*. Jak to jednak wspominaliśmy poprzednio, emisja licznych jednorodnych grup promieni  $\beta$  może zachodzić również w przypadku jednego radiopierwiastka, np. jednego z pierwiastków *B* lub *C* osadów aktywnych. Odbywa się to wtedy, gdy promienie są wtórne pochodzenia i są wytworzone przez monochromatyczne grupy wysyłanych podczas tej samej przemiany promieni  $\gamma$  (rozdział XV).

Promieniowaniu  $\alpha$  niektórych pierwiastków, np. radu, towarzyszy promieniowanie  $\beta$  i  $\gamma$  małej energii. Promienie  $\gamma$  są w tym przypadku pochodzenia jądrowego, natomiast promienie  $\beta$  są wtórne i powstają wskutek wewnętrznej konwersji promieni  $\gamma$ ; te ostatnie zaś biorą początek w stanie wzbudzonym jądra po emisji cząstki  $\alpha$ . Jądrowe promienie  $\beta$  świadczą zawsze o przemianie atomu, natomiast nie stosuje się to do wtórnych promieni  $\beta$ .

W niektórych przypadkach rodziny zostały uzupełnione nieznanymi dotąd pierwiastkami na podstawie związku empirycznego, który zachodzi pomiędzy stałą promieniotwórczości i zasięgiem cząstek  $\alpha$  (prawo *Geigera-Nuttalla*, §70); w ten sposób np. odkryto pierwiastki *RaC'* i *ThC'*.

Badanie związków między radiopierwiastkami ujawniło uderzające analogie, które były źródłem nowych odkryć i pozwoliły uzupełnić klasyfikację. Tak np. analiza osadów aktywnych stała się bodźcem do poszukiwania, a w następstwie do odkrycia, drogą analogii z *RaA*, krótkotrwałych pierwiastków *ThA* i *AcA*, które zrazu pozostały niedostrzeżone.

Począwszy od 3 promieniotwórczych gazów: radonu, toronu i aktynu analogia między trzema rodzinami jest bardzo dokładna: w każdym przypadku mamy do czynienia z pierwiastkami pochodnymi  $A$ ,  $B$  i  $C$ , które następują po sobie po przemianach tego samego typu. Analogia utrzymuje się w dalszym ciągu przy rozgałęzieniu obserwowanym w przemianie ciał  $C$ , kończy się jednak na ciałach  $C'$  i  $C''$ , powstających w rozgałęzieniu. W istocie w rodzinach toru i aktynu są to ostatnie pierwiastki aktywne, natomiast w rodzinie radu po  $RaC'$  następują jeszcze pierwiastki aktywne  $RaD$ ,  $RaE$  i  $RaF$ .

Spśród substancyj poprzedzających gazy promieniotwórcze w każdej z trzech rodzin należy wymienić jako odpowiadające sobie, z jednej strony rad, tor  $X$  i aktyn  $X$ , z drugiej zaś strony jon, radiotor i radioaktyn. Odpowiadają sobie podobnie aktyn i mezotor 2, analogia ta zawodzi jednak w przypadku rodziny radu.

Odkryte w ten sposób analogie przemian są niewątpliwie bardzo głębokiej natury i świadczą o podobieństwie budowy jądra. Analogie te odnajdujemy również w chemicznych i elektrochemicznych własnościach odpowiadających sobie radiopierwiastków. Analogie nie dotyczą jednak średniego czasu życia, który przybiera bardzo różne wartości.

Uran jest to substancja macierzysta rodziny, do której należy kilka pierwiastków stale towarzyszących uranowi oraz kilka innych, które w trakcie wydobywania uranu z minerału oddzielają się od niego i następnie odtwarzają się bardzo powoli w uranie. Możemy zatem mówić osobno o rodzinie uranowej w węższym znaczeniu oraz o rodzinie radowej, stanowiącej jej dalszy ciąg. Jon, bezpośredni rodzic radu, jest to ogniwo pośrednie łączące obie rodziny. Całość nosi nazwę rodziny uranowo-radowej.

Druga rodzina zawiera tor i jego pochodne. Protaktyn, aktyn i jego pochodne tworzą trzecią rodzinę, tzw. aktynową, której związek z uranem nie jest jeszcze ostatecznie wyjaśniony. Według niektórych autorów istnieje również związek między uranem i rodziną toru.

W następnych rozdziałach znajdziemy szczegółowy opis tych rodzin. W rozdziale poświęconym każdej rodzinie podany jest jej skład. Na tablicy zaś 5c Przypisów podany jest skład wszystkich rodzin. Na tej ostatniej tablicy znajduje się również typ przemiany, stała zaniku oraz okres i średni czas życia każdego pierwiastka.

#### § 118. Własności chemiczne radiopierwiastków. Własności elektrochemiczne. Wartościowość.

W rozdziale VII znajduje się opis własności chemicznych radiopierwiastków. W niniejszym ustępie będzie mowa o metodach, które posłużyły do poznania tych własności.

Z wyjątkiem uranu i toru radiopierwiastki są zazwyczaj badane che-

micznie i elektrochemicznie w warunkach, w których ich koncentracja jest zbyt mała, aby można było ją zmierzyć bez użycia metod właściwych nauce o promieniotwórczości. Wyjątek stanowi rad, który zdołano zbadać w postaci czystych soli; w ostatnich czasach możemy obok radu wymienić protaktyn, który został oddzielony w niezmiernie małej ilości (§ 131). W obecnym stanie nauki nie należy spodziewać się, aby to było możliwe w przypadku jakiegokolwiek innego radiopierwiastka. Dodajmy, że gdyby nawet udało się oddzielić jeden z tych radiopierwiastków w czystym stanie i w ilości dostępnej dla wagi analitycznej, to badanie zwykłych reakcyj chemicznych byłoby bardzo utrudnione wobec działań chemicznych promieniowania, zwłaszcza pierwiastków krótkotrwałych, wysyłających promienie  $\alpha$  (patrz § 103). Chemia i elektrochemia radiopierwiastków muszą przeto posługiwać się metodami stosującymi się do pierwiastków w stanie bardzo wielkiego rozcieńczenia. Z drugiej strony rozporządzamy niezmiernie czułymi i dokładnymi metodami oznaczania tych pierwiastków, co pozwala rozwiązywać zagadnienia niedostępne w przypadku pierwiastków nieaktywnych.

Dla przykładu powiemy, że można oznaczyć rad zawarty w 100 g substancji nawet w przypadku, gdy jego zawartość jest rzędu  $10^{-12}$ . Czułość osiągana w oznaczaniu substancyj, których promieniowanie jest podobnej natury, jest tym większa, im czas życia substancji jest krótszy. Tak np. ilość  $RaC$  rzędu  $10^{-16}$  g (tj. około  $2 \cdot 10^6$  atomów tej substancji) wytwarza w komorze jonizacyjnej prąd rzędu  $10^{-11}$  amp, który może być dokładnie zmierzony. Ażeby otrzymać taki sam prąd za pomocą uranu, potrzeba by np. użyć tlenku uranowego, złożonego na powierzchni o polu  $20 \text{ cm}^2$ . W wielu przypadkach jest rzeczą łatwiejszą badać reakcję nikłych śladów substancji promieniotwórczej rozproszonej w obcej substancji niż uczynić to samo w przypadku ciała nieaktywnego. Tak np. dyfuzja gazu promieniotwórczego w powietrzu stanowi zagadnienie doświadczalnie prostsze od dyfuzji zwyczajnego gazu.

a) Własności chemiczne. Można by powątpiewać o tym czy badanie chemicznego zachowania się rozcieńczonych radiopierwiastków pozwala sądzić o ich zachowaniu się w normalnej koncentracji, a zatem oznaczyć z pewnością ich naturę chemiczną. Spotykana trudność polega na tym, że tzw. zjawiska *absorpcji i porywania* odgrywają decydującą rolę wówczas, gdy ma się do czynienia z niezmiernie rozcieńczonymi substancjami.

Na ogół rozpoznajemy chemiczne własności pierwiastka na podstawie strącania jego nierozpuszczalnych związków lub wprost przeciwnie, na podstawie ich rozpuszczania się w innych warunkach. Niekiedy opieramy wnioski na krystalizacji soli, jako też na postaci i chemicznej budowie otrzymanych kryształów. Jako przykład możemy wymienić żelazo, które nie strąca się kwasem siarkowym, jeżeli w roztworze nie ma innego metalu, natomiast daje się częściowo strącić, jeżeli roztwór zawiera rów-

niez bar. W tym przypadku mówimy, że nastąpiło indukowane strącenie żelaza siarczanem baru lub adsorpcja żelaza na tym nierozpuszczalnym osadzie. Jakkolwiek zresztą jest natura tego zjawiska, nie możemy go zaliczać do podstawowych reakcyj, służących do oznaczenia chemicznego typu żelaza i jego miejsca w układzie periodycznym.

W przypadku tak wielkiego rozcieńczenia, z jakim mamy najczęściej do czynienia w badaniu radiopierwiastków, może tylko wyjątkowo zdarzyć się, że granica rozpuszczalności zostaje przekroczona i że istnieją warunki sprzyjające powstawaniu skupień koloidalnych lub krystalicznych, stopniowo wypadających z roztworu, a jednak zbyt małych, aby były widzialne. Toteż na ogół strącanie lub krystalizacja są możliwe tylko drogą strącania indukowanego, tj. w obecności innej substancji, odgrywającej rolę *porywacza* badanego radiopierwiastka. Często porywacze różnej natury służą do częściowego lub całkowitego strącenia radiopierwiastka; jest przeto rzeczą wielkiej wagi dokonać wyboru między tymi reakcjami i ustalić, która z nich najbardziej nadaje się do scharakteryzowania typu chemicznego.

Adsorpcja jest to zjawisko bardzo zawiłe, zależne od drobinowych sił spójności i pozostające w niedostatecznie jeszcze wyjaśnionym związku z własnościami chemicznymi. W niektórych przypadkach jest to zjawisko powierzchniowe, zależne głównie od sił elektrycznych, mających źródło w ładunku lub w polaryzacji jonów i drobin adsorbowanych i adsorbujących. Możemy np. wymienić adsorpcję wielu substancyj na siarczanie baru, chlorku srebra, szkłe lub bardzo silną adsorpcję, jaką drobnoziarnisty węgiel wywiera na różne substancje stałe, ciekłe i gazowe. W innych przypadkach, bardziej interesujących z punktu widzenia charakterystyki chemicznej, substancja porywana zostaje wcielona do krystalicznej budowy osadu, tak iż można przypuścić, że jej atomy zachowują się jak normalne elementy siatki krystalicznej. Podobieństwo jest szczególnie wielkie, jeżeli porywana substancja krystalizuje się we wszelkich możliwych proporcjach z substancją porywającą, według określonych praw ilościowych, co wskazuje, że kryształy obu ciał są dokładnie izomorficzne. Z tego wynika, że chcąc scharakteryzować radiopierwiastek tylko za pomocą reakcyj chemicznych, musimy posługiwać się całym szeregiem strąceń i krystalizacyj w obecności porywaczy różnorodnej natury. Zadanie jest tym łatwiejsze, im dany pierwiastek posiada bardziej wyraziste cechy, jak np. rad; w przypadku ciała takiego jak polon, należącego do szóstej grupy i zdolnego do tworzenia jonów kilku różnych rodzajów, badanie chemiczne jest znacznie trudniejsze.

Kilku uczonych usiłowało sformułować ogólne prawidła, służące do dokonania wyboru pomiędzy reakcjami porywania radiopierwiastka i zdecydowania, która mianowicie stanowi jego cechę analityczną, tj. charakteryzowałaby go również w stanie normalnej koncentracji. Jak się wydaje, następujące prawidło stosuje się najlepiej do wszystkich wyni-

ków doświadczalnych (*M. Guillot*): 1) Jeżeli radiopierwiastek jest strącany całkowicie przez jakiś reaktyw w obecności dowolnie małej ilości porywacza, to można założyć, że zostałby również strącony przez ten sam reaktyw w warunkach zwykłej analizy chemicznej i bez obecności obcego ciała oraz że porywacz służy tylko do utworzenia zarodków krystalizacji powstającego nierozpuszczalnego związku.

Przykład. Strącanie polonu w kwaśnym roztworze siarkowodem w obecności porywacza, w ilości mniejszej od 1 mg w kilku centymetrach sześciennych roztworu; wnioskujemy, że siarczek polonu jest nierozpuszczalny w kwaśnym roztworze, a zatem zdobywamy wiadomość o ważnej cesze analitycznej tego pierwiastka.

W celu przekonania się czy jakaś reakcja należy do tej kategorii, można używać z powodzeniem metody centrifugowania cieczy, w której powstaje osad, co bardzo ułatwia jego skupianie się. W niektórych przypadkach ta metoda może zastąpić używanie porywacza (*Guillot*). Tak np. centrifugując kwaśny roztwór polonu zawierającego siarkowódór, otrzymujemy na ściankach niewidzialny osad polonu nawet w nieobecności porywacza. Podobnie rzeczy się mają podczas centrifugowania roztworu prawie obojętnego; możemy przypuścić, że w pierwszym przypadku polon strąca się jako siarczek, w drugim zaś przypadku w postaci soli zasadowych lub wodorotlenku, powstających wskutek hydrolizy. Rozpuszczalność tych ciał musi być zatem niezmiernie mała, mniejsza od  $10^{-10}$  g w 1 cm<sup>3</sup> roztworu.

2) Jeżeli radiopierwiastek jest strącany tylko częściowo przez reaktyw, w postaci koloidalnej oraz w obecności znacznej ilości porywacza, to należy sądzić, że mamy do czynienia z porywaniem wskutek adsorpcji i że radiopierwiastek nie uległby straceniu w czystym stanie i w zwykłych warunkach.

Przykład. Polon towarzyszy częściowo osadowi *AgCl* strącanemu w kwaśnym roztworze, wszelako porywanie jest tym mniej skuteczne, im roztwór jest bardziej kwaśny i im mniejsza jest ilość strąconego *AgCl*; wnosimy, że chlorek polonu jest rozpuszczalny w roztworze zakwaszonym kwasem solnym, co stanowi cechę analityczną polonu.

3) Jeżeli radiopierwiastek jest strącany niecałkowicie w postaci kryształów w obecności dowolnej ilości porywacza i jeżeli może krystalizować z tym ostatnim w dowolnym stosunku, to wnosimy podobnie jak w przypadku (2), że jest to analityczna cecha rozpuszczalności. Ponadto jednak należy sprawdzić czy istnieje stosunek izomorfizmu między radiopierwiastkiem i ciałem porywającym; jeżeli tak jest istotnie, możemy przyjąć, że radiopierwiastek znajdujący się w kryształach mieszanych istnieje w postaci połączenia przedstawionego tym samym wzorem chemicznym, co kryształy czystej substancji porywającej; w ten więc sposób zdobywamy wiadomość o wzorze chemicznym oraz o wartościowości radiopierwiastka w badanym związku.

Wskazania izomorfizmu są następujące: równomierne rozmieszczenie radiopierwiastka w kryształach, krystalizacja z różnymi ciałami tworzą-

cymi serie izomorficznych soli, krystalizacja z różnymi solami tego samego pierwiastka, wreszcie zależności liczbowe, pozwalające określić prawidłowy współczynnik frakcjonowania (§ 41).

W ten zatem sposób chemiczne badanie radiopierwiastków prowadzi do znajomości cech analitycznych oraz chemicznej budowy połączeń. Oba te zagadnienia mogą być rozwiązane jednocześnie w przypadku, gdy mamy do czynienia z radiopierwiastkami, które są izotopami zwykłych pierwiastków; jeżeli jednak mamy do czynienia z nieznanym dotąd typem chemicznym, to cechy analityczne są na ogół łatwiej wykrywane niż wzory chemiczne (por. § 39). Tak np. powstawanie siarczku nierozpuszczalnego w rozcieńczonych kwasach jest to wspólna cecha analityczna różnych pierwiastków, chociaż wzory chemiczne mogą być niejednakowe.

Historia odkrycia radu stanowi szczególnie pouczający przyczynek do chemii radiopierwiastków. Podczas przeróbki blendy smolistej rad oddziela się wraz z barem od wszystkich innych pierwiastków i następnie może być oddzielony od baru tylko drogą cząstkowej krystalizacji. Na tej podstawie wywnioskowano, że rad jest pokrewny barowi, że stanowi jego wyższy homolog i tworzy związki, których wzory są identyczne. Ten pogląd został potwierdzony w późniejszych pracach. Ten przykład dowodzi, że można rozpoznać chemiczną naturę pierwiastka znajdującego się w niezmiernie małej ilości na podstawie jego zachowania się w obecności wielu innych pierwiastków.

Przypomnijmy w jaki sposób chemiczne badania radiopierwiastków doprowadziły do odkrycia izotopii. Stwierdzono, że jest rzeczą niemożliwą zmienić w dostrzegalny sposób względną zawartość niektórych radiopierwiastków bądź w stosunku do jakiegoś innego radiopierwiastka, bądź do określonego pierwiastka nieaktywnego. Tak np. pomimo wielkich wysiłków nie zdołano zmienić za pomocą reakcji chemicznych stosunku zawartości radu i mezotoru 1, radu *D* i ołowiu, jonu i toru, toru i radiotoru w mieszaninach zawierających jedną z par tych radiopierwiastków. Najczęściej stosowane były metody następujące: strącanie lub cząstkowa krystalizacja powtarzana wielką liczbę razy, dyfuzja, destylacja itd.

Na podstawie tych wyników *F. Soddy* wypowiedział w 1910 roku myśl, że pierwiastki, których względnej zawartości nie można zmienić, są chemicznie identyczne i nie dają się od siebie oddzielić; pierwiastki tego rodzaju *Soddy* nazwał *izotopami* i przypisał im to samo miejsce w układzie periodycznym. Izotopy posiadają jednakowy ładunek jądrowy, określający ich wspólny typ chemiczny; ładunek ten równa się iloczynowi  $Ze$ , gdzie  $e$  jest to ładunek elementarny,  $Z$  — numer kolejny wspomnianego miejsca w układzie periodycznym.

Stwierdzono, że odpowiadające sobie wyrazy rodzin promieniotwórczych stanowią grupy izotopów; analogii przemian promieniotwórczych towarzyszy przeto identyczność własności chemicznych.



Niektóre radiopierwiastki mogą istnieć w stanie koloidalnym; w tych warunkach nie dializują przez pergamin: ich współczynnik dyfuzji w cieczach ma wartość wyjątkowo małą. W ten sposób zachowują się pierwiastki, których związki ulegają łatwo hydrolizie: np. polon, uran X itd. Cząsteczki koloidalne, zawierające radiopierwiastki, mogą powstawać z samych atomów promieniotwórczych w przypadku, gdy rozpuszczalność jest niezmiernie mała, często jednak są to zawiesiny obcej substancji, odgrywające rolę podłoża atomów promieniotwórczych. Koloidalne ziarna aktywnej substancji zawieszonych w cieczy mogą być od niej oddzielone drogą wirowania. Niekiedy udaje się osadzić te ziarna na kliszy fotograficznej, wówczas powstają obrazy podobne do przedstawionych na tablicy XXII (§ 102).

Spośród innych metod, używanych do oddzielania i charakteryzowania radiopierwiastków, należy wymienić destylację, o której stosowaniu do osadów aktywnych była mowa w § 55. Polon destyluje również; zjawisko to znajduje zastosowanie w sporządzaniu źródeł polonu. Lotność substancji promieniotwórczej zależy od natury związku chemicznego, a także, zdaniem niektórych autorów, od rodzaju podłoża. Typ chemiczny większości radiopierwiastków został rozpoznany za pomocą metod chemicznych. Wszelako ciała, których życie jest zbyt krótkie, nie mogą być badane chemicznie, toteż właściwy im typ chemiczny został oznaczony na podstawie analogii między rodzinami lub praw przesunięcia wartościowości, o których będzie mowa w następnym ustępie.

b) Własności elektrochemiczne. Te własności są równie dobrze określone jak własności chemiczne. Badanie ich, nie wymagające dodawania porywacza, daje bezpośrednie wiadomości o jonach promieniotwórczych znajdujących się w roztworze. Można wydzielać radiopierwiastki z roztworu drogą elektrolizy lub osadzania na odpowiednio dobranym metalu, zanurzonym w roztworze (*v. Lerch, Marckwald*). Niektóre z tych sposobów weszły w powszechne użycie w technice otrzymywania radiopierwiastków. Tak np. w celu oddzielania lub oczyszczania polonu osadza się go zazwyczaj na miedzi lub srebrze. Ciała C trzech rodzin radioaktywnych bywają wydzielane z gorącego roztworu w kwasie solnym drogą osadzania na niklu.

Na podstawie tych wyników klasyfikujemy radiopierwiastki jako mniej lub więcej elektrododatnie. Ilości substancji, z którymi ma się do czynienia, są jednak tak małe, że istnieje niekiedy niepewność co do natury osadzanego jonu: może to być kation danego metalu, lub jon złożony.

Zazwyczaj charakteryzujemy własności radiochemiczne pierwiastka za pomocą *potencjału elektrochemicznego*.

Do mierzenia potencjału elektrochemicznego służy ogniwo składające się z dwóch elektrod, z których jedna jest utworzona z badanego metalu zanurzonego w roztworze jednej z własnych soli (komora A), natomiast druga jest to *elektroda normalna*, np. elektroda kalomelowa, składająca się z rtęci pokrytej warstwą kalomelu ( $Hg_2Cl_2$ ), zalana normalnym roztworem chlorku potasowego (komora B). Komory A i B łączy

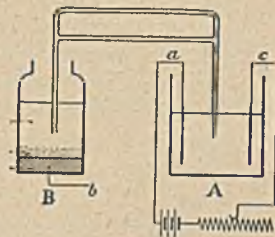
się za pośrednictwem wąskiego syfonu, zawierającego tę samą ciecz co *B* i zamkniętego korkiem z bibuły do sączenia, w celu zapobieżenia mieszaniu się cieczy wskutek dyfuzji z *A* do *B*. Równowaga pomiędzy metalem i jego jonami ustala się natychmiast bądź drogą rozpuszczania się metalu, bądź drogą osadzania się niewielkiej liczby jonów. *Potencjał elektrochemiczny  $V$*  metalu w badanym roztworze definiujemy jako siłę elektromotoryczną zestawionego w ten sposób ogniwa. Wielkość  $V$  zawiera zatem stałą dowolną, mianowicie tzw. potencjał elektrody normalnej<sup>1)</sup>.  $V$  zmienia się wraz z koncentracją jonów metalu w roztworze według prawa podanego przez *Nernsta*.

Jeżeli naczynie *A* zawiera roztwór soli badanego metalu oraz dwie elektrody z szlachetnego metalu, i jeżeli chcemy osadzić metal na jednej z elektrod, użytej jako katoda (rys. 158), to jest rzeczą konieczną powiększać stopniowo gęstość prądu aż do ukazania się widzialnego osadu, co następuje w chwili, gdy potencjał katody *c* względem elektrody normalnej *b* przekracza pewną określoną wartość. Jest to tzw. *potencjał krytyczny*, równy potencjałowi elektrochemicznemu  $V$ , charakteryzującemu równowagę między metalem i danym roztworem; możemy zatem wyznaczyć tę ostatnią wielkość drogą pomiaru potencjału krytycznego.

Największe liczbowo ujemne wartości  $V$  spotykamy wśród metali elektrododatnich, np. cynku i w większym jeszcze stopniu w metalach alkalicznych. Wartości dodatnie  $V$  charakteryzują metale łatwo wytrącane ze swych soli, jak miedź lub srebro, a w większym jeszcze stopniu złoto i platyna. Kolejność zatem metali w szeregu ułożonym na podstawie ich wzajemnego wytrącania się z roztworów jest to zarazem kolejność potencjałów elektrochemicznych; na tej podstawie rozróżniamy metale mniej lub więcej «szlachetne», czyli utleniające się łatwiej lub trudniej.

Te rozważania stosują się również do radiopierwiastków. Na ogół jednak nie rozporządzamy tymi ciałami w ilości wystarczającej dla całkowitego pokrycia elektrody pierwiastkiem, którego własności elektrochemiczne są przedmiotem badania. Ograniczamy się przeto do mierzenia szybkości powstawania osadu w określonych warunkach. W tym przypadku różnica potencjału pomiędzy elektrodą, na której powstaje osad, i roztworem nie jest uzależniona od obecności stosunkowo nielicznych jonów promieniotwórczych, lecz od stężenia obcych jonów, np. jonu wodoru.

W badaniach tego rodzaju były używane następujące metody (*Hevesy* i *Paneth*). 1<sup>o</sup> Zanurzenie metalu w roztworze jednej z jego soli, w którym również jest rozpuszczony radiopierwiastek; mierzymy z jednej strony potencjał metalu względem roztworu, z drugiej strony szybkość powstawania osadu radiopierwiastka. 2<sup>o</sup> Elektrolizujemy kwaśny roztwór radio-



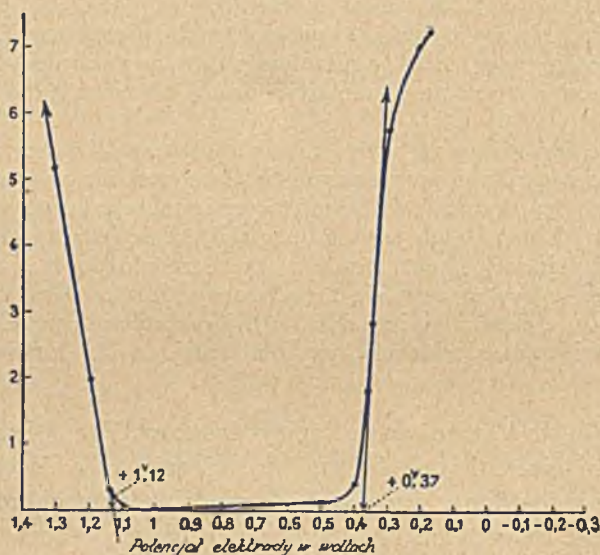
Rys. 158.

<sup>1)</sup> Jako wartość tego potencjału przyjmujemy 0,56 wolta, jak to wynika głównie z doświadczeń nad zjawiskami elektrokapilarnymi (*Paschen*).

pierwiastka na elektrodach platynowych i jednocześnie mierzymy potencjały katody i anody względem roztworu. W obu przypadkach stwierdzamy, że tworzenie się osadu jest zależne tylko od potencjału elektrody, natomiast nie zależy od tego czy jest to elektroda izolowana, czy też anoda lub katoda.

W celu zmierzenia szybkości powstawania osadu wyjmujemy elektrodę z cieczy w określonych odstępach czasu i mierzymy ilość zebranej materii promieniotwórczej. Inna, nowsza metoda polega na tym, że mierzymy szybkość powstawania osadu w każdej chwili: złota elektroda, na której tworzy się osad, stanowi umocowaną szczelnie ściankę naczynka elektrolitycznego. Elektroda jest bardzo cienka i promienie  $\alpha$  osadzonego na niej radiopierwiastka wychodzą na zewnątrz i wytwarzają jonizację w odpowiednio umieszczonej komorze jonizacyjnej (*F. Joliot*).

Początkowa szybkość tworzenia się osadu polonu w kwasie azotowym 0,1 normalnym jest niezmiernie mała, jeżeli potencjał katody jest stosunkowo znaczny; ilość osadzonego polonu wzrasta nagle, gdy potencjał spada do określonej wartości, wynoszącej około 0,38 wolta; ten



Rys. 159.

krytyczny potencjał zmienia się tylko w nieznacznym stopniu, gdy zmienia się kwasność roztworu lub koncentracja polonu, co pozostaje w sprzeczności z prawem *Nernsta*. Poniżej potencjału krytycznego, prędkość osadzania się polonu jest tym większa, im potencjał katody jest niższy. Ponadto stwierdzamy, że w tym samym roztworze polon może osiadać również na anodzie, jeżeli jej potencjał jest większy od innego potencjału krytycznego, zbliżonego do +1 wolta. Te

wyniki, przedstawione na rys. 159, dowodzą, że polon rozpuszczony w kwasie azotowym może istnieć w postaci dwóch różnych jonów; przy tym jest rzeczą prawdopodobną, że na anodzie osiada nadtlenek. Jon, którego potencjał krytyczny  $V=0,38$  wolta, jest to zapewne tlenek, ponieważ w ośrodku redukującym, np. w kwasie szczawiowym, otrzymujemy osad na katodzie przy potencjale krytycznym  $V=+0,02$  wolta bez żadnego osadu na anodzie. Ten ostatni potencjał odpowiada zapewne jonowi *Po*.

nik polonu. Wytwarza się zatem stan równowagi pomiędzy polonem w roztworze i polonem osadzonym. Możemy nawet rozpuścić z powrotem osadzony polon drogą odpowiedniej zmiany potencjału elektrody.

Początkowa szybkość tworzenia się osadu i graniczna wartość względnej ilości osadu są to funkcje potencjału elektrody, wzrastające wraz ze zmniejszaniem się tego ostatniego. Szybkość tę przedstawia wzór:

$$dn/dt = \alpha(N_0 - n) - \beta n,$$

gdzie  $N_0$  jest to początkowa liczba atomów w roztworze,  $n$  — liczba atomów osadzonych w ciągu czasu  $t$ ;  $\alpha$  i  $\beta$  są to współczynniki zależne zarówno od potencjału  $V$  elektrody jak i od innych warunków doświadczalnych, np. od temperatury i sposobu mieszania cieczy. Zgodnie z tym wzorem wartość graniczna  $n$  wynosi:

$$n_\infty = \alpha N_0 / (\alpha + \beta),$$

co odpowiada zmianom  $n_\infty$ , przebiegającym w zależności od potencjału w sposób powolniejszy niżby to wynikało z wzoru *Herzfelda*<sup>1)</sup>.

W miarę jak  $V$  zmniejsza się, stosunek  $n_\infty$  do  $N_0$  dąży do 1, czyli że jest możliwe całkowite wyelektrolizowanie polonu.

Weźmy jako przykład osadzanie polonu na płytce zanurzonej w kwasie azotowym 0,125 normalnym. Potencjały płytek z *Ag*, *Cu*, *Ni* i *Fe* wynoszą +0,020, —0,026, —0,142, —0,40 wolta. Osad tworzy się przeto we wszystkich przypadkach, jednakże z szybkością wzrastającą w podanej kolejności. Ta sama kolejność dotyczy również największej osadzonej ilości, wynoszącej 72% w przypadku *Ag* i 96% w przypadku *Ni*.

W celu zwiększenia wydajności osadzania polonu na srebrze zanurzonym w kwasie azotowym dodajemy do roztworu nieco *HCl*, co obniża potencjał elektrody, jak to zostało stwierdzone w doświadczeniach wykonanych zwykłą metodą elektrochemiczną.

Radiopierwiastki izotopowe posiadają jednakowy potencjał krytyczny, toteż nie można ich oddzielić od siebie za pomocą elektrolizy, tak samo jak za pomocą reakcyj chemicznych. Fakt ten został stwierdzony w przypadku izotopów ołowiu: *RaB*, *AcB* oraz izotopów bizmutu: *RaC*, *ThC*, *AcC* i *RaE*.

Możemy uszeregować radiopierwiastki na podstawie zmniejszającej się elektrododatności w przybliżeniu w następujący sposób: *Ra*, *Th*, *U*, *RaD*, *RaE*, *Po*, przy czym każdy z tych pierwiastków reprezentuje zarazem wszystkie jego izotopy.

W poniższej tabelicy podano oznaczone dotąd z niejaką dokładnością potencjały elektrochemiczne  $V$  radiopierwiastków i ich izotopów. Są to potencjały elektrody z szlachetnego metalu względem elektrody kalomelowej, zawierającej normalny roztwór *KCl* (temperatura około 20°).

*Ra d.* Roztwór w kwasie azotowym. Koncentracja normalna jonów *Ra* ++. Osad na katodzie rtęciowej. . . —1,718 *w*

<sup>1)</sup> Wzór ten ma zastępować wzór *Nernsta* w przypadku, gdy elektroda nie jest całkowicie pokryta osiadającymi na niej atomami.

Olów. Roztwór w kwasie azotowym. Koncentracja normalna jonów $Pb^{++}$ . Osad na katodzie . . . . .	— 0,43 $\mu$
Osad na anodzie ( $PbO_2$ ) . . . . .	+ 1,0
Bismut. Roztwór w kwasie azotowym. Koncentracja normalna jonów $Bi^{+++}$ . Osad na katodzie . . . . .	0
Polon. Roztwór w kwasie azotowym, siarkowym, octowym, koncentracja $Po$ $10^{-9}$ do $10^{-11}$ $n$ .	
Osad na katodzie. . . . .	+ 0,38
Osad na anodzie. . . . .	+ 1,1
Polon. Roztwór w kwasie chromowym	
Osad na anodzie. . . . .	+ 1,1
Polon. Roztwór w kwasie szczawiowym.	
Osad na katodzie. . . . .	+ 0,02

Badania elektrochemiczne radiopierwiastków dają cenne wskazówki dotyczące ich reakcyj chemicznych. Jeżeli w siarkowym roztworze  $Po$  przepuszczamy prąd  $SO_2$ , to osad na elektrodzie przestaje się tworzyć, co wskazuje, że jony polonu ulegają redukcji i wyładowują się powodując strącanie się polonu. W podobny sposób wnosimy o zmianie natury i wartościowości jonu promieniotwórczego, jeżeli po dodaniu reaktynu następuje zmiana krytycznego potencjału osadu.

Zachowanie się elektrochemiczne radiopierwiastków ulega zmianie, jeżeli koncentracja substancji promieniotwórczej jest tak znaczna, że działania chemiczne cząstek  $\alpha$  zaczynają odgrywać wyraźną rolę. Wniosek ten został sprawdzony w przypadku elektrody, na której złożono polon w ilości odpowiadającej 100  $\mu es$  na  $mm^2$ . W tym przypadku jest rzeczą niemożliwą utrzymywać niezmienny potencjał elektrody i obserwować normalne zjawiska elektrolizy.

c) Wartościowość. Wartościowość przypisywana radiopierwiastkowi określa grupę układu periodycznego, do której ten pierwiastek należy. Wartościowość można przewidzieć na podstawie własności chemicznych. Można oznaczyć wartościowość jonu promieniotwórczego mierząc jego ruchliwość  $K$  i współczynnik dyfuzji  $D$ . W celu wyznaczenia tych wielkości mierzymy za pomocą metod nauki o promieniotwórczości przesunięcia jonów wzdłuż kolumny roztworu, zachodzące bądź pod działaniem pola elektrycznego, bądź w nieobecności pola wskutek istnienia gradientu koncentracji. Jeżeli jony, których koncentracja jest bardzo mała, dyfundują w roztworze zawierającym nadmiar jonów przeciwnego znaku, to zależność między  $K$  i  $D$  przybiera bardzo prostą postać, wynikającą z ogólnego wzoru *Nernsta* dotyczącego elektrolitów; zupełnie podobny wzór stosuje się zresztą do jonów gazowych (por. § 8). Używając zwykłych oznaczeń mamy:

$$D/K = RT/\nu F.$$

Dla wyznaczenia wartościowości wystarczy zmierzyć  $D$  i  $K$  w tym samym środowisku. Ponieważ wartościowość jest to liczba całkowita, przeto wielka dokładność nie jest wymagana. Wreszcie ponieważ współczyn-

nik  $K$  jonów elektrolitycznych waha się w dosyć wąskich granicach i jest na ogół zbliżony do  $6.10^{-4} \text{ cm}^2/\text{sek} \times \text{volt}$ , przeto wystarcza pomiar samego współczynnika dyfuzji. W przypadku jonu jednowartościowego mamy w przybliżeniu  $D = 1,25 \text{ cm}^2/\text{dzień}$ , w przypadku jonu dwuwartościowego  $0,63 \text{ cm}^2/\text{dzień}$  itd.

Podajemy (według *Hevesy'ego*) tablice ruchliwości współczynników dyfuzji radiopierwiastków oraz wartościowości  $\nu$  w kwasie solnym  $10^{-2}$  normalnym.

Substancja	$K \text{ cm}^2/\text{sek} \times \text{volt}$	$D \text{ cm}^2/\text{dzień}$	$\nu$
$UX_1$ . . . . .		0,40	4
$Io$ . . . . .		0,33	4
$Ra$ . . . . .	$5,7.10^{-4}$	0,67	2
$RaD$ . . . . .	6,2 —	0,65	2
$RaE$ . . . . .	6,2 —	0,45	3
$RaF(Po)$ . . . . .	6,9 —	0,76	2
$Th$ . . . . .		0,33	4
$RTh$ . . . . .		0,33	4
$ThX$ . . . . .	$5,8.10^{-4}$	0,66	2
$ThB$ . . . . .	5,5 —	0,67	2
$ThC$ . . . . .	5,4 —	0,50	3
$Ac$ . . . . .		0,46	3
$AcX$ . . . . .	5,6	0,66	2

W tych doświadczeniach, podobnie jak w doświadczeniach elektrochemicznych, należy zapobiegać powstawaniu stanu koloidalnego radiopierwiastków. Niekiedy powstaje wątpliwość co do natury obserwowanych jonów. Według niektórych autorów dwuwartościowy jon polonu jest to złożony jon  $PoO$ , powstający w hydrolizie chlorku  $PoCl_4$ . Zaznaczmy jeszcze, że wartościowości pierwiastków należących do dalszych kolumn układu periodycznego nie jest równie wyraźnie zaznaczona, jak metali alkalicznych i ziem alkalicznych.

Pierwiastki izotopowe posiadają w jednakowych warunkach jednakową wartościowość. Stosuje się to w szczególności do odpowiadających sobie wyrazów rodzin promieniotwórczych; w ten sposób wspomniana już analogia ich własności chemicznych i elektrochemicznych staje się zupełna.

#### § 119. Prawo przesunięcia wartościowości.

Pierwiastek utworzony w przemianie promieniotwórczej nie posiada tej samej wartościowości co jego bezpośredni rodzic. Przesunięcie wartościowości podlega charakterystycznym prawom, wyrażającym zależność tego przesunięcia od rodzaju przemiany. Po przemianie związanej z emisją promieni  $\alpha$  wartościowość zmniejsza się o 2. Po przemianie związanej z emisją jądrowych promieni  $\beta$  wartościowość wzrasta o 1. Stosując to prawo należy pamiętać o tym, że wartościowość 0 jest

równoważna z wartościowością 8. Prawa te zostały sformułowane w następujący ogólny sposób (*F. Soddy i K. Fajans*):

1<sup>o</sup> Jeżeli atom ulega przemianie  $\alpha$ , to powstaje pierwiastek, którego ciężar atomowy jest o 4 mniejszy od ciężaru atomowego pierwiastka macierzystego i który cofa się o dwa miejsca w układzie periodycznym.

2<sup>o</sup> Jeżeli atom ulega przemianie  $\beta$ , to powstaje pierwiastek, którego ciężar atomowy jest równy ciężarowi atomowemu pierwiastka macierzystego i który postępuje o jedno miejsce naprzód w układzie periodycznym.

Zakładamy, że nie ma innych rodzajów przemiany i przypisujemy emisję jądrowych promieni  $\beta$  pierwiastkom *MTh1* i aktynowi, chociaż ta emisja nie została dotąd zaobserwowana.

Powyższe prawidła możemy zilustrować kilkoma prostymi przykładami. Rad, posiadający ciężar atomowy 226 i zajmujący miejsce w ostatnim wierszu i w drugiej grupie układu periodycznego, zamienia się po emisji cząstki  $\alpha$  na radon, gaz szlachetny o ciężarze atomowym 222, którego miejsce znajduje się w tym samym wierszu i w kolumnie 0, tj. wśród gazów szlachetnych. W celu zastosowania tego samego prawidła do radonu, który wysyła również cząstkę  $\alpha$ , odejmujemy 2 od wartościowości 8, co znaczy, że rad *A* należy umieścić w szóstej grupie i przenieść do przedostatniego wiersza. Własności chemiczne radu *A* odpowiadają określone w ten sposób miejscu. Prawidło dotyczące promieni  $\beta$  może być wyjaśnione i uzasadnione w podobny sposób.

Prawa przesunięcia wiążą się bezpośrednio z koncepcją *Moseleya*, zgodnie z którą kolejne miejsca w układzie periodycznym charakteryzują się dodatnim ładunkiem jądrowym  $Ze$  ( $Z$  — liczba atomowa,  $e$  — jednostka ładunku, równa co do wartości absolutnej ładunkowi elektronu). Jeżeli jądro ulega przemianie promieniotwórczej, to emisja cząstki  $\alpha$  unoszącej dwie jednostki ładunku dodatniego przenosi jądro do miejsca cofniętego o 2, natomiast emisja cząstki  $\beta$  unoszącej jednostkę ładunku ujemnego sprawia, że jądro zyskuje jeden ładunek dodatni i postępuje o jedno miejsce.

Zmiana wartościowości towarzysząca tym zmianom ładunku jądrowego tłumaczy się zmianą układu elektronów otaczających jądro. Atom, który utracił cząstkę  $\alpha$ , musi również utracić dwa elektrony, gdyż inaczej nie byłby elektrycznie obojętny. Z tego samego powodu atom, który utracił elektron z jądra, musi przyłączyć jeden elektron do swej konfiguracji pozajądrowej.

Prawa przesunięcia pozwalają umieszczać kolejno wszystkie wyrazy rodzin promieniotwórczych w układzie periodycznym. Każdy radio-pierwiastek znajduje miejsce w klasyfikacji; należy tylko założyć, że pierwiastki należące do grup izotopowych zajmują to samo miejsce. Analogii między kolejnością przemian w trzech rodzinach odpowiada przynależność analogicznych wyrazów do tej samej grupy. Odwrotne

twierdzenie nie zawsze jest słuszne, ponieważ podczas przemiany może się zdarzyć, że powstający pierwiastek powraca do grupy już poprzednio reprezentowanej i ponieważ niektóre radiopierwiastki są to izotopy pierwiastków nieaktywnych.

#### § 120. Grupy radiopierwiastków izotopowych. Klasyfikacja w układzie periodycznym.

38 znanych obecnie radiopierwiastków, należących do trzech wielkich rodzin, tworzy 10 grup izotopowych, zajmujących miejsca w ostatnich dwóch wierszach układu periodycznego, od  $Z = 81$  do  $Z = 92$ ; miejsca  $Z = 85$  i  $Z = 87$  są puste, tj. nie są obsadzone przez żaden znany pierwiastek.

Spośród 10 zdefiniowanych w ten sposób typów chemicznych trzy pierwsze, mianowicie  $Z = 81$ , 82 i 83, obejmują zarówno radiopierwiastki jak i pierwiastki nieaktywne, mianowicie tal, ołów i bizmut. 7 następnym składa się z samych radiopierwiastków; nie znamy wśród nich żadnego izotopu nieaktywnego. Spośród tych 7 grup, 5 odkryto wyłącznie za pomocą metod nauki o promieniotwórczości i przypisano im miejsca dotąd puste; są to grupy polonu ( $Z = 84$ ), radonu ( $Z = 86$ ), radu ( $Z = 88$ ), aktynu ( $Z = 89$ ) i protaktynu ( $Z = 91$ ).

Ciężary atomowe uranu, toru i radu zostały oznaczone za pomocą metod analizy chemicznej. Obecnie przyjęte wartości tych ciężarów atomowych wynoszą 238,14, 232,12 i 226,0. Co się tyczy innych radiopierwiastków, najdokładniejsze dane posiadamy o radonie. Ciężar atomowy 222, wynikający z odjęcia 4 od ciężaru atomowego radu, został potwierdzony drogą pomiaru prędkości wypływu (§ 45).

Dotąd nie został oznaczony ciężar atomowy żadnego innego pierwiastka. W przypadku pierwiastków krótkotrwałych jest to zasadniczo niemożliwe, gdyż nie można ich oddzielić w dostatecznej ilości<sup>1)</sup>.

Rodzina uranowo-radowa zawiera dwa pierwiastki, których zawartość w minerale jest większa od zawartości radu; są to uran II i jon. Ponieważ uran II nie może być oddzielony od *UI*, *Io* zaś od towarzyszącego mu izotopu *Th*, przeto nie można oznaczyć ich ciężarów atomowych. Zdołano jednak dowieść zgodnie z wymaganiami teorii, że ciężar atomowy *Io* jest mniejszy od ciężaru atomowego *Th* (§ 125). Powstawanie jonu z oczyszczonych soli uranowych odbywa się zbyt powoli ( $2 \cdot 10^{-4}$  g na tonę *U* i na rok), aby mogło dostarczyć dostatecznej ilości tego pierwiastka. W tej samej rodzinie rad *D*, wydobywany z minerału razem z ołowiem, mógłby być otrzymany w czystym stanie drogą powstawania z *Ra*, ale i w tym przypadku jest to proces bardzo nikły (można obliczyć, że na 1 g *Ra* i na rok powstaje około 0,4 mg *RaD*). Gdybyśmy chcieli jednak zebrać go w większej ilości, otrzymalibyśmy znaczną domieszkę ołowiu tworzącego się w przemianie *RaD*.

<sup>1)</sup> W ostatnich czasach *Grosse* oznaczył ciężar atomowy protaktynu i otrzymał wartość 231 (*L. W.*).



W rodzinie aktynu najdłuższy czas życia posiadają protaktyn i aktyn, pierwiastki, których izotopy nieaktywne są nieznanne. Protaktyn został już otrzymany w stanie czystym (§ 131) i znajduje się w mineralach w dostatecznej ilości (około 200 mg na tonę uranu), aby można było spodziewać się w niedalekiej przyszłości oznaczenia jego ciężaru atomowego. Niewątpliwie udałoby się otrzymać aktyn w stanie czystym kosztem wielkiego wysiłku, wszelako jego zawartość w mineralach jest tak mała (0,13 mg na tonę uranu), że nie należy liczyć się z możliwością otrzymania go w ilości przekraczającej jeden lub kilka miligramów.

W braku bezpośrednich pomiarów można obliczać ciężary atomowe odejmując 4 na każdą przemianę  $\alpha$  oraz zaniedbując ewentualną zmianę ciężaru atomowego w przemianie  $\beta$ . Ten sposób obliczania zakłada dokładną znajomość szeregu przemian oraz ciężaru atomowego jednego z pierwiastków szeregu. W rodzinie aktynowej brak nam informacji tego ostatniego rodzaju, toteż ciężary atomowe w tej rodzinie są niepewne. W rodzinach uranowo-radowej i torowej posiadamy dokładną znajomość całkowitych części liczb wyrażających ciężary atomowe, jednakże nawet pierwsze miejsca ułamka nie są zupełnie pewne. Tak np. na ciężar atomowy *Io* otrzymujemy 230 dodając 4 do ciężaru atomowego *Ra*, natomiast 230,14 odejmując 8 od ciężaru atomowego uranu. Widzimy zatem, że bezpośrednie oznaczanie ciężarów atomowych w przypadkach, gdy to jest możliwe, posiada wielkie znaczenie.

Jeżeli ekstrapolacja krzywej *Astona* (rys. 140) jest uzasadniona w dziedzinie radiopierwiastków, to można ocenić wartość ułamka w ciężarach atomowych tych pierwiastków. Z tego punktu widzenia następujące ciężary atomowe *A*, odniesione do  $^{16}\text{O} = 16$ , powinny odpowiadać liczbom masy *P*:

<i>P</i>	206	210	220	226	230	232	238
<i>A</i>	206,029	210,038	220,062	226,0775	230,087	232,093	238,109

Ciężar atomowy *UI* otrzymany w ten sposób byłby bardziej zbliżony do wartości doświadczalnej 238,14 (238,16 w stosunku do  $^{16}\text{O}$ ), znalezionej w przypadku uranu; podobnie lepsza zgodność istniałaby w przypadku *Th*, natomiast oznaczony doświadczalnie ciężar atomowy *Ra* (226) wydaje się zbyt mały. Różnica między ciężarami atomowymi 238,109 i 206,029 odpowiada dosyć dokładnie stracie masy 8 cząstek  $\alpha$ , tj.  $32,017^{1)}$ , powiększonej o masę równoważną całkowitej energii, wydzielonej w przemianie atomu *UI* na atom *RaG* i wynoszącej w jednostkach masy 0,056 (por. § 104). W przypadku *Th* otrzymuje się również lepszą zgodność pomiędzy obliczonym i oznaczonym doświadczalnie ciężarem atomowym ołowiu torowego ( $P = 208$ ).

W poniższej tabelicy są podane wszystkie grupy radiopierwiastków izotopowych, przy czym każdej grupie dano nazwę izotopu najtrwałszego lub nieaktywnego. Ciężary atomowe są wyrażone tylko w liczbach

<sup>1)</sup> Według nowszych danych masa atomowa 8 cząstek  $\alpha$  wynosi 32,031, z czego wynika, że ciężar atomowy uranu powinien wynosić 238,116 (*L. W.*).

całkowitych; w rodzinie aktynowej nie są to wartości zupełnie pewne, lecz najbardziej prawdopodobne.

Liczba atomowa		Ciężar atomowy	Typ chemiczny	Liczba atomowa		Ciężar atomowy	Typ chemiczny	
81	Rad <i>C''</i>	210	Tal	88	Rad	226	Rad	
	Tor <i>C''</i>	208			Tor <i>X</i>	224		
	Aktyn <i>C''</i>	207?			Aktyn <i>X</i>	223?		
					Mezotor <i>I</i>	228		
82	Rad <i>B</i>	214	Ołów	89	Aktyn	227?	Aktyn	
	Tor <i>B</i>	212				Mezotor <i>2</i>		228
	Aktyn <i>B</i>	211?						
	Rad <i>D</i>	210						
83	Rad <i>C</i>	214	Bizmut	90	Tor	232	Tor	
	Tor <i>C</i>	212			Radiotor	228		
	Aktyn <i>C</i>	211?			Uran <i>X<sub>1</sub></i>	234		
	Rad <i>E</i>	210			Jon	230		
					Uran <i>Y</i>	231?		
			Radioaktyn	227?				
84	Polon	210	Polon	91	Protaktyn	231?	Protaktyn	
	Rad <i>A</i>	218			Uran <i>X<sub>2</sub></i>	234		
	Tor <i>A</i>	216			Uran <i>Z</i>	234		
	Aktyn <i>A</i>	215?						
	Rad <i>C'</i>	214						
	Tor <i>C'</i>	212						
	Aktyn <i>C'</i>	211?						
86	Radon	222	Radon	92	Uran <i>I</i>	238	Uran	
	Toron	220			Uran <i>II</i>	234		
	Aktynon	219?			Aktynouran	235?		

Zauważmy jeszcze, że w grupie  $Z = 82$  można dopisać następujące pierwiastki nie aktywne, lecz powstające z przemiany radiopierwiastków (rozdz. XXVII):

Ołów uranowo-radowy (lub rad <i>G</i> ) . . . . .	$P = 206$
Ołów uranowo-aktynowy (lub aktyn <i>D</i> ) . . . . .	$P = 207$
Ołów torowy (lub tor <i>D</i> ) . . . . .	$P = 208$

W tablicy 4 Przypisów każda grupa izotopowa radiopierwiastków została oznaczona jak wyżej nazwą głównego przedstawiciela typu che-

micznego. Na tablicy 15 *b* Przypisów są przedstawione szczegółowo dwa ostatnie wiersze układu ze wskazaniem wszystkich radiopierwiastków oraz ich związków genetycznych.

#### § 121. Radiopierwiastki jako wskaźniki.

Okoliczność, że niektóre radiopierwiastki są to izotopy zwykłych pierwiastków: talu, ołowiu i bizmutu, została wykorzystana w nader interesujący sposób. Mianowicie te radiopierwiastki mogą być używane jako bardzo czułe *wskaźniki* w różnych badaniach, których przedmiotem są własności odpowiadających im pierwiastków nieaktywnych (*Hevesy* i *Paneth*). *RaD* i *ThB* były używane jako wskaźniki ołowiu, *RaE* i *ThC* — jako wskaźniki bizmutu. Można również używać radiopierwiastka jako wskaźnika innego izotopu promieniotwórczego w przypadkach, gdy oznaczenie ilości wskaźnika następuje mniej trudno niż badanego pierwiastka.

Tak np. używając *RaD* jako wskaźnika zdołano wyznaczyć rozpuszczalność chromianu ołowiowego, wynoszącą tylko  $1,2 \cdot 10^{-5}$  g w litrze i w 25°, a zatem prawie niedostępną dla analizy mikrochemicznej; w tym przypadku mierzy się ilość radu *D* za pomocą promieniowania  $\beta$  *RaE* po ustaleniu się równowagi promieniotwórczej.

Rad *D* stosowano również do badania wzajemnej dyfuzji atomów stopionego ołowiu w 340°. Ołów był umieszczony w pionowej rurze, w ten sposób, że na dnie znajdowała się warstwa ołowiu aktywnego, nad nią zaś warstwa ołowiu nieaktywnego. Po kilku dniach oziębiono metal i pokrajano walec na warstwy, których aktywność zmierzono. Znaleziono, że współczynnik dyfuzji wynosi w przybliżeniu  $2,2 \text{ cm}^2/\text{dzień}$ .

Doświadczenia wykonane z *RaE*, izotopem bizmutu, pozwoliły odkryć nieznany dotąd lotny wodorek bizmutu.

Metoda wskaźników została również zastosowana do badania adsorpcji śladów substancyj na sączkach i osadach, do rozróżniania stanu koloidalnego i stanu rozproszenia drobinowego, do badania wymiany między zjonizowanymi solami i związkami zespolonymi, do wyznaczania powierzchni osadów i proszków, do badania wędrówki ołowiu w roślinach i bizmutu w organizmie zwierzęcym itp.

Spośród izotopowych grup radiopierwiastków zastosowano *UX<sub>1</sub>* jako wskaźnik toru i *MTh2* — jako wskaźnik aktynu.

Mezotor 2 okazał się bardzo użyteczny w chemicznych badaniach aktynu; w istocie, pomimo stosunkowo szybkiego zaniku tego pierwiastka jest rzeczą łatwiejszą mierzyć jego ilość drogą pomiaru promieniowania  $\gamma$  niż oznaczać aktyn, który nie wysyła w dostrzegalnym stopniu promieni jonizujących i może być badany tylko za pośrednictwem pierwiastków pochodnych, narastających dopiero po upływie dłuższego czasu.

## ROZDZIAŁ XXIII

### RODZINA URANOWA I JEJ ZWIĄZEK Z RODZINAMI RADU I AKTYNU

#### § 122. Skład rodziny. Uran I i uranu II. Wzorce tlenku uranowego.

Uran — pierwiastek znany od dawna, pierwszy w rodzinie tej nazwy, zajmuje ostatnie miejsce w układzie periodycznym, mianowicie miejsce w szóstej grupie i w ostatnim wierszu, oznaczone liczbą atomową 92. Według najnowszych oznaczeń ciężar atomowy uranu wynosi 238,14 (*Hönigschmid*). Uran został wydobyty najpierw z blendy smolistej, znajduje się jednak również w wielu innych minerałach.

Drogą badania promieniotwórczości udowodniono, że uran otrzymany w stanie czystej soli nie może być traktowany jako proste ciało. Przede wszystkim istnieją dwa izotopy uranu, noszące nazwę uranu I i uranu II. Tym ciałom towarzyszą zazwyczaj krótkotrwałe pierwiastki pochodne: uran  $X_1$ , uran  $X_2$ , uran Y i uran Z. Ponadto w solach uranowych, przyrządzonych w czystym stanie i przechowywanych w ciągu długiego czasu, zjawiają się powoli narastające substancje, mianowicie jon, a następnie rad i jego pochodne. Podajemy główny schemat przemian rodziny uranowej wraz ze wskazaniem rodzajów przemian oraz okresów.

$UI$	$\alpha$	$UX_1$	$\beta$	$UX_2$	$\beta$	$UII$	$\alpha$	$Io$	$\alpha$	$Ra +$ pochodne
$4,4 \cdot 10^9$ lat		$24,5$ dni		$1,14$ min		$3 \cdot 10^5$ lat		$8,3 \cdot 10^4$ lat		

Powyższy schemat obejmuje tylko pierwiastki należące do głównego szeregu; w przypadku każdego z tych pierwiastków liczby atomów ulegających przemianie w ciągu danego czasu są jednakowe lub prawie dokładnie jednakowe, jeżeli stan równowagi z substancją macierzystą jest osiągnięty. Natomiast w przypadku pierwiastków  $UY$  i  $UZ$  liczba atomów ulegających przemianie jest znacznie mniejsza.  $UZ$  (okres 6,7 godzin) wynika z częściowej przemiany  $UX_1$ , obejmującej tylko  $3,5 \cdot 10^{-3}$  całkowitej ilości, gdy reszta, tj. prawie wszystkie atomy, zamienia się na  $UX_2$ . Pochodzenie pierwiastka  $UY$  przypisujemy przemianie trzeciego izotopu uranu  $AcU$  (§ 140).

Ciała  $UX_1$ ,  $UX_2$ ,  $UY$  i  $UZ$  mogą być oddzielone od soli uranowych; w ten sposób przekonywamy się, że te ciała są źródłem emisji promieniowania  $\beta$  związków uranowych i że oczyszczony uran wysyła tylko cząstki  $\alpha$  pochodzące od składników  $UI$  i  $UII$  (oraz prawdopodobnie w bardzo nieznacznej części od  $AcU$ ).

Przekonanie o istnieniu izotopów  $UI$  i  $UII$  utrwaliło się na podstawie rozważań natury ogólnej, zanim jeszcze uogólnienie pojęcia izotopii doprowadziło do wniosku, że uran jest substancją złożoną. Porównawcze pomiary promieniowania  $\alpha$  cienkich warstw, przyrządzonych bądź z oczyszczonego tlenku uranu bądź ze starych niezmiennych minerałów uranowych, skłoniły kilku autorów (*Mac Coy* i *Ross*, *Boltwood*) do wniosku, że uran w stanie równowagi promieniotwórczej ze swymi pochodnymi wysyła dwie cząstki  $\alpha$  na każdą cząstkę wysyłaną przez rad lub jon (§ 126). Fakt ten daje się wytłumaczyć, jeżeli uran znajdujący się w minerałach składa się z substancji macierzystej i pierwiastka pochodnego w stanie równowagi z tą substancją. Ten pogląd został potwierdzony drogą liczenia scyntylicyj oraz badania krzywej jonizacji. W ostatnich czasach obserwacje, uczynione za pomocą metody *Wilsona* przy użyciu niezmiernie cienkich warstw uranu, pozwoliły zmierzyć zasięgi obu grup promieni  $\alpha$ . Przyjmujemy obecnie, że te zasięgi wynoszą  $2,67\text{ cm}$  i  $3,12\text{ cm}$  (w powietrzu w  $15^\circ$  pod ciśnieniem normalnym).

Dla wyznaczenia średniego czasu życia uranu jest rzeczą konieczną liczyć cząstki  $\alpha$  wysyłane przez uran. Niech będzie  $n$  liczba cząstek wysyłanych w jednostce czasu przez znaną ilość czystego uranu, złożonego w postaci nieskończenie cienkiej warstwy. Jeżeli założymy, że na każde dwie zliczone cząstki jedna przypada na przemianę atomu  $UI$ , to stała zaniku  $\lambda_1$  jest dana jako  $\lambda_1 = nA_1/2N$ , gdzie  $A_1$  jest to ciężar atomowy  $UI$ ,  $N$  zaś jest to liczba Avogadro.

Przyrządzanie bardzo cienkich warstw uranu następuje duże trudności. Najczęściej używa się tlenku  $U_3O_8$ ; czysty metaliczny uran nie nadaje się do tego celu.

W celu sporządzenia cienkich warstw tlenku uranowego używa się często następującego sposobu (*Mac Coy*): drobno sproszkowaną substancję rozrabia się lotną cieczą (acetonem lub chloroformem); z utworzonej zawiesiny osadzają się najpierw największe i najcięższe ziarna. Następnie wylewa się ciecz do kuwety, na której dnie znajduje się krążek i którą przykrywa się płytką szklaną w celu uniknięcia parowania. Substancja osiada na krążku w postaci bardzo cienkiej jednorodnej warstwy. Za pomocą wagi oznacza się ilość materii osadzonej na jednostce pola. Począwszy od określonej grubości aktywność warstewki mierzona za pomocą promieni  $\alpha$  pozostaje niezmienna, gdyż promienie wysyłane z dolnych poziomów są pochłaniane przez warstewkę. Grubość graniczna jest osiągnięta, gdy masa warstewki wynosi tylko od 15 do 20  $mg$  tlenku na  $cm^2$ ; dla liczenia cząstek należy używać jeszcze znacznie cieńszych warstw.

Doświadczenia wykonane metodą scyntylicyj dały  $n = 2,37 \cdot 10^4$  jako liczbę cząstek  $\alpha$  wysyłanych w sekundzie przez gram uranu (*UI + UII*) (*Rutherford i Geiger*), skąd wyliczamy, że stała zaniku  $\lambda_1$  wynosi  $1,45 \cdot 10^{-10} \text{ lat}^{-1}$ . Można również oznaczyć tę samą stałą w sposób pośredni, na podstawie znajomości stałej zaniku  $\lambda$  radu oraz stosunku  $\rho$  radu do uranu w starych minerałach, w których równowaga promieniotwórcza jest osiągnięta. Mianowicie mamy  $\lambda_1 = \rho A_1 \lambda / A$ , gdzie  $A$  jest to ciężar atomowy *Ra*. Kładąc  $\rho = 3,4 \cdot 10^{-7}$  i  $1/\lambda = 2295 \text{ lat}$  znajdujemy  $\lambda_1 = 1,56 \cdot 10^{-10} \text{ lat}^{-1}$ . Ten wynik jest dosyć zbliżony do wyniku otrzymanego drogą bezpośredniego liczenia cząstek  $\alpha$  i prawdopodobnie jest dokładniejszy; wartość obecnie przyjęta wynosi  $\lambda_1 = 1,5 \cdot 10^{-10} \text{ lat}^{-1}$ , z czego wynika średni czas życia  $\theta_1 = 6,5 \cdot 10^9 \text{ lat}$  i okres  $T_1 = 4,5 \cdot 10^9 \text{ lat}^{1)}$ .

Okoliczność, że uran posiada taki długi czas życia, tłumaczy dlaczego ten pierwiastek może istnieć w minerałach, których wiek obliczamy na setki milionów lat.

Okres uranu *II* został najpierw obliczony na podstawie wartości zasięgu i prawa *Geigera-Nuttalla* (§ 70). W ten sposób otrzymano wartość rzędu  $10^6 \text{ lat}$ . W późniejszych pracach badano powstawanie *UII* z *UX*, przy czym posługiwano się preparatem starannie oczyszczonego uranu, zawierającym np.  $Q$  atomów *UI*. Jeżeli *UX* jest w równowadze z *UI*, to liczba atomów  $UX_1$  wynosi  $q = Q\lambda_{UI}/\lambda_{UX_1}$ . Usuwamy całkowicie  $UX_1$ ; po upływie kilku miesięcy, tj. po zaniku *UX* pozostaje  $q$  atomów utworzonego *UII*. Liczymy cząstki  $\alpha$  wysyłane przez tę pozostałość i obliczamy  $\lambda_{UII}$  na podstawie wzoru  $n = q\lambda_{UII}$ , gdzie  $n$  jest to liczba cząstek  $\alpha$  wysyłanych w jednostce czasu. To doświadczenie stanowi bezpośredni dowód istnienia *UII* (*Walling*).

Obecnie przyjęta wartość okresu *UII* wynosi  $3 \cdot 10^5 \text{ lat}$ . Z tego wynika, że względna ilość *UII* w równowadze z *UI* jest zaledwie rzędu  $10^{-4}$  i wskutek tego nie wywiera żadnego wpływu na ciężar atomowy. Wśród przemian prowadzących od *UI* do *UII* istnieje tylko jedna przemiana  $\alpha$ , z czego wynika, że ciężar atomowy *UII* wynosi 234.

Badanie cienkich warstw tlenku uranowego, przyrządzonych według opisanej poprzednio techniki, pozwoliło oprzeć na zupełnie pewnych podstawach oznaczanie substancyj za pomocą promieniowania  $\alpha$ . Jeżeli mierzymy prąd jonowy wytworzony przez promienie  $\alpha$  warstewki w zależności od masy uranu złożonej na jednostce powierzchni, otrzymujemy krzywą, która pozwala oznaczyć graniczną grubość, tj. grubość wystarczającą do tego, aby promienie  $\alpha$  wychodzące z dna warstwy były przez nią pochłaniane. Ta krzywa powinna w początkowej części mieć prze-

<sup>1)</sup> W podanych sposobach obliczania okresu uranu *I* zarówno za pomocą metody bezpośredniej jak i pośredniej zaniedbaliśmy poprawkę, wynikającą z istnienia serii aktywnej. Ta poprawka jest jednak co najwyżej rzędu 3%, stała zaś uranu nie jest obecnie znana z dokładnością do 3%.

bieg liniowy odpowiadający proporcjonalności prądu do dostatecznie małej grubości, nie wywierającej dostrzegalnej absorpcji. W rzeczywistości jednak jest rzeczą trudną sporządzać warstwy dające dokładną proporcjonalność i wobec tego zadowolamy się ekstrapolacją na podstawie dostępnej doświadczalnie części początkowej. W ten sposób otrzymano następujące wartości (według *Mac Coya*, *Meyera* i *Panetha*):

Prąd jonowy  $I$ , wytworzony przez promienie  $\alpha$  wysyłane przez gram uranu ( $UI + UII$ ), całkowicie pochłonięte w powietrzu, wynosi  $1,45 j.es$ , czyli  $4,8 \cdot 10^{-10} amp$ .

Prąd jonowy  $i$ , wytworzony przez promieniowanie  $\alpha$  wychodzące z jednej strony warstwy tlenku  $U_3O_8$ , o grubości nieco większej od grubości granicznej, wynosi w przypadku całkowitej absorpcji w powietrzu  $1,75 \cdot 10^{-3} j.es/cm^2$ , czyli  $5,8 \cdot 10^{-13} amp/cm^2$ .

Wartość  $I$  uranu pozostaje w dobrej zgodności z analogiczną wartością  $I'$  radu (prąd jonizacyjny  $I'$  odpowiadający całkowitej absorpcji promieni  $\alpha$  1 g radu:  $2,42 \cdot 10^6 j.es$ ) w założeniu, że  $I/I' = \rho v/v'$ , gdzie  $v$  jest to całkowita liczba jonów wytworzonych w powietrzu przez dwie cząstki  $\alpha$  ( $UI + UII$ ),  $v'$  — liczba jonów wytworzonych przez jedną cząstkę  $\alpha$  *Ra* (patrz tablica 7 Przypisów) i  $\rho = 3,4 \cdot 10^{-7}$  — ilość radu w równowadze z jednym gramem uranu, a zatem ilość wysyłająca w jednostce czasu tę samą liczbę cząstek  $\alpha$ , co każdy z izotopów  $UI$  i  $UII$  zawartych w gramie uranu.

Wyżej określone wartości prądów  $I$  oraz  $i$  służą do cechowania komór jonizacyjnych; w tym celu sporządza się *warstwy wzorcowe*.

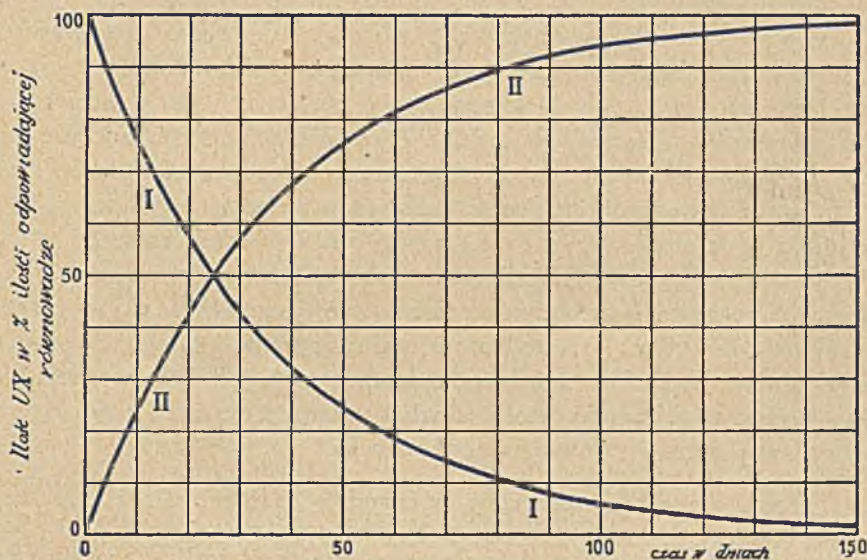
### § 123. Uran $X_1$ i $X_2$ . Uran $Z$ i uran $Y$ .

Widzieliśmy poprzednio, że zwykle sole uranowe mogą być pozbawione promieniowania  $\beta$ ; używane w tym celu metody chemiczne doprowadziły do odkrycia uranu  $X$ , który traktowano najpierw jako ciało proste. Obecnie jest to wspólna nazwa grupy składników, które zazwyczaj występują razem jako mieszanina. W istocie, jeżeli wydzielamy ze związków uranowych uran  $X_1$ , który należy do izotopów toru, to zarazem porywamy  $UY$  należący do tego samego typu chemicznego; z drugiej zaś strony  $UX_2$  i  $UZ$  są to krótkotrwałe pochodne  $UX_1$ , toteż stan równowagi między nimi i ciałem macierzystym ustala się szybko. Wydobyta ze związku uranowego grupa ciał tworzących uran  $X$  zanika zgodnie z prawem, któremu odpowiada okres  $UX_1$  wynoszący 24,5 dni (rys. 160, I). W tym czasie uran  $X$  odtwarza się w uranie zgodnie z prawem ewolucji uzupełniającej (rys. 160, II). Związek genetyczny między uranem i uranem  $X$  jest zatem udowodniony z całą pewnością.

Grupa  $UX$  wysyła głównie promienie  $\beta$  oraz w małej ilości promienie  $\gamma$ . Już dawno znane były silne grupy promieni  $\beta$ , których współczynniki absorpcji w glinie wynoszą  $\mu = 460 cm^{-1}$  i  $\mu = 18 cm^{-1}$ ; stosunek natę-

żeń tych grup pozostaje bez zmiany podczas zanikania substancji. Świeżo sporządzony uran  $X$  po stosunkowo krótkim nagromadzeniu się w uranie daje ponadto niewielką ilość promieniowania  $\beta$ , którego  $\mu = \text{ok. } 300 \text{ cm}^{-1}$  i które zanika znacznie szybciej niż główne promieniowanie, mianowicie z okresem wynoszącym około jednego dnia. Substancja, od której pochodzi to promieniowanie, otrzymała nazwę uranu  $Y$  (*Antonoff*).

Dwie główne grupy promieni  $\beta$  należą do dwóch różnych substancyj. W istocie możemy strącić krótkotrwały pierwiastek dodając tantalu do roztworu  $UX$ , możemy również osadzić go na ołowiu w roztworze słabo



Rys. 160.

kwaśnym. Okres tej substancji, która otrzymała nazwę *brevium* lub uranu  $X_2$  (*Fajans* i *Göhring*), wynosi około jednej minuty; od czasu tego odkrycia substancję macierzystą o okresie 24,5 dni nazywamy  $UX_1$ . Zdołano wykazać, że  $UX_2$  powstaje z  $UX_1$  i przypisano mu w układzie periodycznym pierwiastków nie zajęte dotąd miejsce  $Z = 91$ , znajdujące się w piątej grupie i w ostatnim wierszu i należące do wyższego homologu tantalu.

Znacznie później udowodniono, że  $UX_1$  wytwarza nie tylko  $UX_2$ , lecz również w bardzo małej proporcji substancję zwaną uranem  $Z$  (*Hahn*), która oddziela się razem z  $UX_2$  drogą adsorpcji na tantalu i stanowi zapewne izotop tego radiopierwiastka.  $UZ$  różni się jednak od  $UX_2$  okresem  $T = 6,7 \text{ godz}$  i współczynnikiem absorpcji w glinie promieni  $\beta$ ,  $\mu = 270$  do  $36 \text{ cm}^{-1}$ . Biorąc pod uwagę stopień wykorzystania promieni  $\beta$  w komorze jonizacyjnej obliczamy, że przemiana  $UX_1$  na  $UZ$  odbywa się w stosunku zaledwie 0,35% do głównej przemiany, prowadzącej do  $UX_2$ .

Jest rzeczą znacznie trudniejszą odpowiedzieć na pytanie, jakie jest



pochodzenie  $UY$ . Jak się wydaje, ciało to nie jest związane z  $UX_1$ , który jest jego izotopem. Względna ilość  $UY$  w stosunku do  $UX_1$  jest tym większa, im krótszy jest czas nagromadzania się tych ciał w związkach uranowych. Oceniamy, że w stanie równowagi z uranem liczba atomów  $UY$  ulegających przemianie wynosi około 3% liczby atomów  $UI$  tworzących w przemianie główną linię genetyczną. Przypuszczamy, że uran  $Y$  stanowi pośrednie ogniwo w związku genetycznym aktywnym z uranem.

#### § 124. Związek pomiędzy radem i uranem w minerałach.

Pomijając nieliczne wyjątki rad znajduje się tylko w minerałach uranowych. Ten fakt w zestawieniu z okolicznością, iż okres życia radu  $\theta$  jest znacznie krótszy od okresu życia uranu  $\theta'$  i od domniemanego wieku minerałów uranowych, nasunął już dawno przypuszczenie o istnieniu związku genetycznego między uranem i radem. W stanie równowagi promieniotwórczej stosunek mas radu i uranu powinien wynosić  $\rho = A\theta/A'\theta'$ , gdzie  $A$  i  $A'$  są to ciężary atomowe  $Ra$  i uranu  $I$ .

Jeżeli ten stan jest osiągnięty w dawnych niezmiennych minerałach uranowych, to wartość  $\rho$  powinna być jednakowa we wszystkich minerałach tego typu; jest to zatem stała fizyczna, której znaczenie jest równie wielkie z punktu widzenia teoretycznego jak i doświadczalnego. Z tego powodu wykonano wielką liczbę oznaczeń uranu i radu w minerałach różnej natury i różnego pochodzenia.

Uran może być oznaczony różnymi sposobami. Po rozpuszczeniu minerału wykonywamy najczęściej strącenie za pomocą  $H_2S$  w kwaśnym roztworze i oddzielamy nierozpuszczalne siarczki. Z roztworu wypędzamy  $H_2S$ , dodajemy wody utlenionej i  $NH_3$ . Strącone wodorotlenki traktuje się roztworem węglanu amonu w celu wydobycia uranu. Następnie koncentruje się roztwór amoniakalny, zakwasza kwasem azotowym i ogrzewa w celu wypędzenia  $CO_2$ . Po powtórnym dodaniu  $NH_3$  powstaje osad, który drogą prażenia przechodzi w  $U_3O_8$  i w tym stanie jest ważony. Niektórzy autorowie doradzają ważenie uranu raczej w stanie fosforanu lub pyrofosforanu. Tlenek  $U_3O_8$  posiada wzór dobrze określony i zawiera 84,8% uranu.

Rad bywa oznaczany drogą mierzenia wydzielonego radonu. W tym celu można rozpuścić odważoną ilość minerału i zbierać oraz wydobywać radon bezpośrednio z tego roztworu; można również wykonać czynności chemiczne, mające na celu wydobycie radu z minerału. W tym ostatnim przypadku dodajemy do roztworu około 10%  $BaCl_2$  i strącamy bar razem z radem za pomocą  $H_2SO_4$ . Następnie zamieniamy radonośny siarczan na sól rozpuszczalną za pomocą wrzącego roztworu  $Na_2CO_3$ , po czym rozpuszczamy węgiel w  $HCl$ . Rozpuszczony chlorek wprowadzamy do płuczki, służącej do oznaczania radu za pomocą radonu wydzielanego (§ 49) w temperaturze pokojowej.

Ogólny wynik prac wykonanych z minerałami bardzo różnymi pod względem budowy chemicznej oraz zawartości uranu (*Boltwood, Mac*

*Coy, Gleditsch* i inni) można streścić w ten sposób, że stosunek  $\rho$  w starych minerałach jest w przybliżeniu stały. Najbardziej prawdopodobna wartość, uzyskana w blendach smolistych i bröggeritach, wynosi  $3,4 \cdot 10^{-7}$ . Wartości otrzymane w przypadku autunitów i karnotytów są często mniejsze od  $3 \cdot 10^{-7}$ ; są to minerały młodsze od blendy smolistej i zapewne powstały z blendy drogą metamorfozy w epokach nie dość odległych, aby mogła wytworzyć się zupełna równowaga między uranem i jego pochodnymi (patrz § 125).

Posiadamy wiadomości o istnieniu niektórych minerałów, zawierających rad bez uranu; są to osady utworzone z substancyj przeniesionych w stosunkowo niedawnych czasach przez wody podskórne.

### § 125. Pochodzenie radu. Jon.

Na podstawie stosunku  $Ra/U$  oraz szybkości zanikania radu można obliczyć szybkość powstawania tego pierwiastka w substancji macierzystej. W istocie ilość  $q$  pierwiastka bezpośrednio pochodnego, którego stała zaniku wynosi  $\lambda$ , wzrasta z czasem  $t$  według wzoru  $q = q_{\infty}(1 - e^{-\lambda t})$ , gdzie  $q_{\infty}$  jest to ilość w stanie równowagi. Z tego wynika, że początkowa szybkość wzrastania w chwili  $t=0$  wynosi  $\Delta = \lambda q_{\infty}$ . Doświadczenia wykonane w celu wykrycia powstawania radu w starannie oczyszczonych solach uranowych wykazały, że szybkość powstawania radu jest znacznie mniejsza od szybkości obliczonej na podstawie doświadczalnych wartości  $\lambda$  i  $q_{\infty}$ , z których pierwszą otrzymujemy drogą liczenia cząstek  $\alpha$ , drugą zaś drogą oznaczania  $\rho$ . Rad nie powstaje zatem bezpośrednio z uranu.

Znacznie opóźniony wzrost radu w oczyszczonych solach uranowych tłumaczy się łatwo, jeżeli założymy, że pomiędzy uranem i radem istnieje pośrednie ciało o długim okresie życia. Ciało to, odkryte przez *Boltwooda* i nazwane jonem, pozwoliło rozwiązać doniosłe zagadnienie pochodzenia radu, gdyż jon jest to bezpośredni rodzic radu.

Jon znajduje się w minerałach uranowych i jako izotop toru towarzyszy mu we wszystkich reakcjach. Wydobywając z minerału znajdującą się w nim mieszaninę jonu i toru, otrzymujemy substancję wytwarzającą rad, co można stwierdzić drogą oznaczania wydzielającego się radonu. Z drugiej strony stwierdzono, że powstawanie radu w oczyszczonych solach uranowych odbywa się zgodnie z prawem świadczącym o narastaniu pośredniego ogniwa w postaci jonu (*F. Soddy*).

Jon wysyła promienie  $\alpha$  o zasięgu  $3,19 \text{ cm}$  w powietrzu w  $15^{\circ}$  i pod ciśnieniem normalnym. Rad tworzy się zatem w następstwie przemiany  $\alpha$  jonu, z czego wynika, że ciężar atomowy jonu wynosi 230. Przypisujemy jonowi również emisję promieni  $\gamma$  częściowo bardzo miękkich, częściowo zaś przenikliwych (§ 89).

Podczas przeróbki minerałów uranowych jon częściowo przechodzi do

roztworu wraz z uranem i żelazem, częściowo zaś towarzyszy rzadkim ziemiom porywanym przez nierozpuszczalny siarczan radonośnego baru.

Z wartości zasięgu promieni  $\alpha$  wynika, że okres jonu powinien być zawarty między okresami radu i uranu. Można wyznaczyć stałą zaniku jonu mierząc narastanie radu w oczyszczonych solach uranowych. Powstawanie  $Ra$  w okresie początkowym może być przedstawione za pomocą przybliżonego wzoru

$$Ra = 1/2 \lambda_{Io} \lambda_{Ra} Ra_{\infty} t^2.$$

Kładąc  $Ra_{\infty} = 3,4 \cdot 10^{-7} g$  na 1 g uranu i  $\lambda_{Ra} = 4,4 \cdot 10^{-4} lat^{-1}$  wyliczamy na podstawie doświadczeń prowadzonych w ciągu 18 lat (*Soddy* i *Hitchins*)  $\lambda_{Io} = 9,1 \cdot 10^{-6} lat^{-1}$ , z czego wynika, że średni czas życia równa się 110000 *lat*, okres zaś — 76000 *lat*. Ilość  $Ra$  utworzona w ciągu 20 lat z 1 kg  $U$  wynosi około  $3 \cdot 10^{-10} g$ .

Inne metody są oparte na badaniu powstawania radu ze znanej ilości jonu. W istocie, niech będzie  $Q$  ilość jonu wytwarzającego w jednostce czasu ilość  $q$  radu. Ponieważ jednocześnie musiała zniknąć ilość jonu wynosząca  $230 q/226$ , przeto musimy mieć  $\lambda_{Io} = 230 q/226 Q$ . Z drugiej strony znajomość prądu jonowego, wytwarzanego przez promienie  $\alpha$  cienkiej warstwy zawierającej znaną ilość  $Io$ , pozwala obliczyć liczbę cząstek wysyłanych w ciągu danego czasu, co również daje wartość  $\lambda_{Io}$ . Zastosowanie tych metod jest uzależnione od znajomości stosunku jonu do toru w izotopowych mieszaninach wydobywanych z minerałów uranowych.

Ten stosunek został wyznaczony w przypadku mieszaniny  $Io + Th$ , pochodzącej z blendy smolistej z Jachymowa, za pomocą nader czułej i dokładnej metody, polegającej na oznaczaniu, w postaci bromku srebra, bromu zawartego w dobrze określonym bromku toru (*Hönigschmid* i *Horowitz*). W ten sposób znaleziono, że ciężar atomowy czystego toru wynosi 232,12, średni zaś ciężar atomowy badanej mieszaniny 231,51. Kładąc  $Io = 230$  obliczamy, że względna zawartość  $Io$  w mieszaninie wynosi 0,2877. Ta mieszanina wytwarzała około  $8,3 \cdot 10^{-6} g Ra$  na rok i gram jonu (*M. Curie* i *S. Cotelle*), z czego wynika, że średni czas życia  $Io$  wynosi 120000 *lat*, okres zaś — 83000 *lat*. Pomiary aktywności cienkich warstw dają 130000 *lat* jako górną granicę średniego czasu życia (*St. Meyer*). Rząd wielkości tej stałej jest zatem zupełnie pewny: przyjmujemy na jej wartość 120000 *lat*.

Mieszaniny  $Io + Th$  wydobyte z różnych minerałów zawierają porównywalne ilości obu pierwiastków tylko w przypadku, gdy całkowita zawartość izotopów typu  $Th$  w mineralu jest bardzo mała. W istocie na podstawie wartości średnich czasów życia  $U$  i  $Io$  wyliczamy, że stosunek  $Io/U$  jest zbliżony do  $2 \cdot 10^{-5}$ . Mieszanina  $Io + Th$  może być zatem tylko wtedy obfita w  $Io$ , gdy stosunek  $Th/U$  jest tego samego rzędu wielkości. Blendy smoliste spełniają na ogół ten warunek.

Jeżeli jon towarzyszący uranowi w starym mineralu został oddzielony

ilościowo, to można obliczyć stałą zaniku radu na podstawie prędkości powstawania radu w tej substancji oraz wspomnianego poprzednio wzoru  $\Delta = \lambda q_{\infty}$ . Wzór ten stosuje się zupełnie tak, jak gdyby  $Ra$  powstawał bezpośrednio z  $U$ . Jako wartość  $q_{\infty}$  obieramy ilość  $Ra$  w równowadze z  $Io$  i z ilością  $U$ , od której  $Io$  został oddzielony.

Życie  $Io$  jest długie w porównaniu z życiem  $Ra$ , lecz krótkie w porównaniu z życiem  $U$ . Przemiany uranu w niezmiennych minerałach mogą być zatem traktowane jako zagadnienie dwóch substancyj,  $U$  oraz  $Io$ , którym towarzyszą ich pochodne. Ilość  $Io$  osiąga maximum po upływie około 600000 lat.

#### § 126. Względna aktywność radiopierwiastków w minerałach uranowych.

Porównanie prądów jonowych, wytworzonych w warunkach całkowitej absorpcji w powietrzu przez różne grupy promieni  $\alpha$ , przypisywane oddzielnym radiopierwiastkom zawartym w starych minerałach, dostarczyło cennych wskazówek, dotyczących stosunków między rodzinami radiopierwiastków. Dwa pierwiastki, których ilości wynoszą  $q$  i  $q'$  i które należą do głównego szeregu bez rozgałęzień i pozostają w równowadze z długotrwałą macierzystą substancją, wysyłają w jednostce czasu jednakową liczbę cząstek  $\alpha$ . Prądy jonizacji całkowitej  $i$  oraz  $i'$ , pochodzące od  $q$  i od  $q'$ , pozostają zatem względem siebie w stosunku  $v/v'$ , tj. liczb jonów wytworzonych wzdłuż zasięgów  $R$  i  $R'$ . Zakładając, że  $v$  jest w przybliżeniu proporcjonalne do  $R^{2/3}$  lub posługując się dokładnymi danymi z tablicy 7 Przypisów wyliczamy stosunki pomiędzy względnymi aktywnościami pierwiastków należących do głównego szeregu, na którego czele stoi uran. Rozważania te mogą być zastosowane do minerałów uranowych, zawierających tylko ślady toru; do badania używa się bardzo cienkich warstw, podobnych do tych, które służą do mierzenia całkowitej aktywności uranu. Znając ilość minerału użytą do sporządzenia warstwy oraz zawartość uranu w minerale możemy obliczyć na podstawie pomiarów całkowity prąd jonowy dawany przez gram uranu. Ten prąd, charakteryzujący aktywność odniesioną do 1 grama uranu w minerale, jest prawie pięć razy większy od całkowitego prądu jonowego pochodzącego od 1 grama uranu w oczyszczonych związkach uranowych; stosunek jest w przybliżeniu jednakowy w przypadku różnych starych minerałów.

Widzimy zatem, że każdemu gramowi uranu, którego aktywność obieramy jako jednostkę, odpowiada w minerale nadmiar aktywności w ilości około 4 jednostek, pochodzący od substancyj zmieszanych z uranem w stałym stosunku. Główną rolę odgrywają tu pierwiastki wysyłające promienie  $\alpha$ : jon, rad, radon, rad  $A$ , rad  $C'$ , rad  $F$  (polon) i niektóre ciała rodziny aktynowej. W celu oznaczenia aktywności względnej należy wydobyć z minerału całkowitą ilość każdego z tych ciał, odpowiadającą danej ilości uranu, sporządzić niezmiernie ciekłą war-

stwę i zmierzyć całkowity prąd jonowy. Doświadczenie może być wykonane tylko z pierwiastkami, których życie nie jest zbyt krótkie i nawet w tym przypadku z wyjątkiem polonu daje wyniki miernej dokładności.

*Io* oddzielamy za pomocą reakcyj chemicznych *Th*, po dodaniu odpowiedniego porywacza. W celu wydobycia polonu, możemy go osadzić na płytce srebrnej, zanurzonej w roztworze. Oddzielamy rad strącając go kwasem siarkowym, po dodaniu *Ba* do roztworu minerału. Wyznaczamy początkową aktywność cienkiej warstewki utworzonej z osadu i badamy stopniowy wzrost aktywności. Aktywność początkowa pochodzi od samego *Ra*, różnica między aktywnością graniczną i początkową pochodzi od *Rn*, *RaA* i *RaC'*.

Niektóre wyniki prac różnych autorów są podane w poniższej tablicy:

	Obliczone <sup>1)</sup>	Zmierzone
<i>U</i>	1,00	1,00
<i>Io</i>	0,53	0,5
<i>Ra</i>	0,55	około 0,5
<i>Rn</i>	0,62	około 2,0
<i>RaA</i>	0,68	
<i>RaC'</i>	0,88	
<i>Po</i>	0,61	0,61
	<u>4,87</u>	<u>4,6</u>

Jak widzimy, aktywności *Io*, *Ra* i *Po* są prawie dwa razy mniejsze od aktywności uranu, co potwierdza przypuszczenie o istnieniu dwóch grup promieni  $\alpha$  uranu. Suma zmierzonych aktywności różni się nieznacznie od sumy obliczonej. Należy zaznaczyć, że gdyby pochodne aktywności dawały te same liczby cząstek  $\alpha$ , to aktywność pochodząca od 6 grup rodziny aktywności powinna by reprezentować około 4 jednostek. Stąd wynika, że radiopierwiastki tej rodziny nie mogą należeć do potomstwa uranu w tym samym szeregu genetycznym co rad; rodzina aktywności tworzy zapewne rozgałęzienie obejmujące nieznaczny ułamek całkowitej liczby zanikających atomów.

Doświadczenia wykonane w celu oznaczenia stosunku między ciałami rodziny aktywności i uranowej wskazują, że ten stosunek jest stały i że związek genetyczny istnieje niewątpliwie. Względna liczba atomów ulegających przemianie w tym kierunku nie jest jeszcze dokładnie znana; jak się jednak wydaje, jest zbliżona do 4% (*Grosse*, *Tcheng* i *Francis*). Pomiary stosunku  $UY/UX_1$  w minerałach wykazały, że ten stosunek jest stały i zbliżony do 3%; mamy zatem podstawę do umieszczenia *UY* w rodzinie aktywności.

<sup>1)</sup> Przyjmujemy  $2,5 \cdot 10^5$  jako sumę liczb jonów wytworzonych przez jedną cząstkę  $\alpha$  *UI* i jedną cząstkę  $\alpha$  *UII*.

Jako jeden z argumentów na korzyść istnienia izotopu *UIII*, czyli *AcU*, od którego miałyby pochodzić rodzina aktynowa, przytoczymy okoliczność, że krzywa przedstawiająca prawo *Geigera-Nuttalla* w tej rodzinie jest różna od krzywych przedstawiających rodziny *UI* i *Th*. Ponadto badania widma mas ołowiu (według *Astona*) przemawiają za istnieniem pierwiastka macierzystego o nieparzystym ciężarze atomowym. W istocie z tych pomiarów wynika, że aktyn posiada ciężar atomowy 227 zamiast 230 lub 226, jak by się tego należało spodziewać, gdybyśmy mieli do czynienia z rozgałęzieniem biorącym początek w *UIII* lub *UI* (por. § 140). Domniemany pierwiastek macierzysty *AcU* powinien posiadać ciężar atomowy 235.

Zagadnienie pochodzenia aktynu byłoby rozwiązane, gdybyśmy znali ciężar atomowy jednego z ciał tej rodziny. Z tego punktu widzenia możemy liczyć tylko na protaktyn znajdujący się w minerale w ilości umożliwiającej wydobycie tego pierwiastka (40% ilości radu) i, jak się wydaje, nie zmieszany z żadnym nieaktywnym lub długotrwałym izotopem.

Niektórzy autorowie czynią przypuszczenie, że pierwiastek macierzysty mógłby to być izotop uranu 239, wysyłający promienie  $\alpha$ , po którym następowaliby dwa radiopierwiastki rodzaju  $\beta$ , prowadzące do *AcU*. W każdym razie ewentualne izotopy uranu różne od *UI* mogą istnieć tylko w bardzo małej ilości, jak to wynika z wartości ciężaru atomowego.

---

## ROZDZIAŁ XXIV

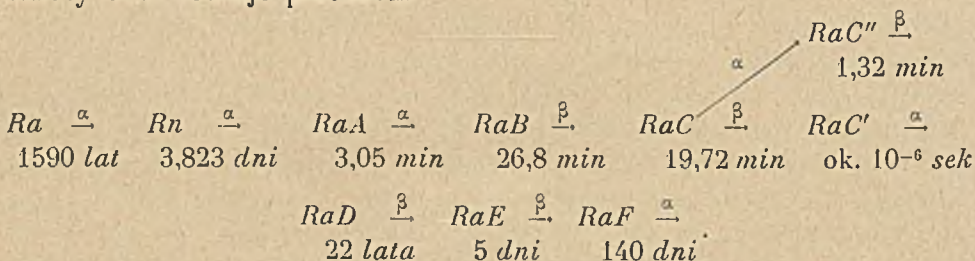
### RODZINA RADU

#### § 127. Skład rodziny. Rad.

Rad, którego ciężar atomowy wynosi 226,0, zajmuje w układzie periodycznym miejsce oznaczone liczbą atomową  $Z = 88$ , położone w ostatnim wierszu i w drugiej grupie.

Z radu powstają liczne pierwiastki pochodne, z których pierwszy jest to radon, gaz promieniotwórczy; przemiana radonu prowadzi do szeregu pierwiastków krótkotrwałych (osad aktywny krótkotrwały); ostatni spośród nich wytwarza *Rad*, zaliczany wraz ze swymi pochodnymi do długotrwałego osadu aktywnego.

W podanym poniżej schemacie przemian tej rodziny są zaznaczone okresy oraz rodzaje przemian.



Rad. Metody służące do oznaczenia średniego czasu życia zostały opisane w poprzednich rozdziałach (§§ 78 i 79, por. § 130). Przypominamy, że ta stała może być oznaczona bądź za pomocą metod fizycznych, bądź drogą chemiczną. Metody fizyczne polegają na liczeniu cząstek  $\alpha$  wysyłanych w sekundzie przez 1 g *Ra* lub na mierzeniu ładunku przeniesionego przez cząstki  $\alpha$ . W metodzie chemicznej bada się szybkość powstawania radu ze znanej ilości jonu, pozostającej w mineralu w równowadze ze znaną ilością radu.

Metody fizyczne dają wartości okresu, różniące się o kilka procentów (od 1600 do 1700 lat); najlepsze doświadczenia wykonane metodą chemiczną prowadzą do wartości okresu, wynoszącej 1680 lat. Wartość przyjęta w roku 1930 przez Komisję Stałych Promieniotwórczości wynosi 1590 lat.

Rad został otrzymany w postaci czystej soli oraz w postaci metalu. Ciężar atomowy radu został oznaczony z dużą dokładnością. Własności chemiczne radu, opisane w §§ 38 i 41, można w zupełności scharakteryzować na podstawie izomorfizmu soli radowych i barowych. Widmo optyczne radu jest zbadane dokładnie i wyczerpująco; znamy kilka poziomów absorpcji promieni  $X$  w atomach radu.

Promienie  $\alpha$  (zasięg 3,39  $cm$  w powietrzu w  $15^\circ$  pod ciśnieniem 760  $mm$ ), wysyłane w przemianie radu, składają się oprócz grupy głównej z nie-licznej grupy cząstek mniejszej prędkości (subtelna budowa, § 69). Ponadto wykryto za pomocą analizy magnetycznej trzy grupy promieni  $\beta$ , powstające drogą wewnętrznej konwersji niezbyt przenikliwego promieniowania  $\gamma$  (189  $ekw$ ).

W celu dokładnego oznaczania ilości radu posługujemy się pomiarami wydzielanego radonu (§ 49) lub promieniowania  $\gamma$  (§ 97).

Na podstawie znajomości liczby cząstek  $\alpha$  wysyłanych przez 1  $g$   $Ra$  oraz liczby jonów wytworzonych przez jedną cząstkę znajdujemy, że w warunkach zupełnej absorpcji w powietrzu promieniowania wysyłanego we wszystkich kierunkach można otrzymać prąd jonowy o natężeniu  $2,4 \cdot 10^6$   $j. es$ .

Pomiary jonizacji wytworzonej przez cienkie warstwy soli odparowanej z rozcieńczonego roztworu dają wyniki zgodne z tymi obliczeniami. Tak np. stwierdzono, że całkowita aktywność radu pozbawionego pierwiastków pochodnych jest większa od aktywności takiej samej ilości uranu ( $UI + UII$ ) w stosunku  $2,4 \cdot 10^6 / 1,4 = 1,7 \cdot 10^6$ .

### § 128. Radon i krótkotrwałe osady aktywne.

W rozdziale IX podaliśmy szczegółowy opis własności radonu. Jest to gaz promieniotwórczy, powstający bezpośrednio z radu; okres radonu, wynoszący 3,823 dni, mógł być wyznaczony z wielką dokładnością dzięki udoskonaleniu metod pomiarowych, opartych na stosowaniu przenikliwych promieni  $\gamma$  wysyłanych przez pierwiastki pochodne radonu (por. tabl. 11 Przypisów i rozdz. IX).

Radon jest to gaz szlachetny,  $Z = 86$ ; pomimo stosunkowo krótkiego życia zdołano go otrzymać w czystym stanie. 1 curie radonu zajmuje pod ciśnieniem atmosferycznym i w  $0^\circ$  objętość 0,64  $mm^3$ . Na podstawie ciężaru atomowego radonu, wynoszącego 222, obliczamy, że 1 curie radonu waży  $6,5 \cdot 10^{-6}$   $g$ . 1 curie zawiera  $1,83 \cdot 10^{16}$  atomów.

Radon może być skondensowany w temperaturze ciekłego powietrza drogą adsorpcji na oziębionych ściankach; zabieg ten bywa często stosowany w celu oczyszczania radonu. Używając stosunkowo znacznych ilości radonu można wyznaczyć ciśnienie jego pary nasyconej w zależności od temperatury. Punkt wrzenia radonu wynosi —  $65^\circ C$ .



Widmo optyczne radonu zostało zbadane bardzo starannie. W miarę jak radon zanika, pojawia się widmo gazu helu.

Przemianie radonu towarzyszy emisja cząstek  $\alpha$  o zasięgu 4,12 cm w powietrzu w temperaturze 15° i pod ciśnieniem normalnym. Nie znamy żadnego innego promieniowania radonu.

Przyrządzanie rurek z radonem jest czynnością wykonywaną często na użytek laboratoryjny i leczniczy.

Z radonu powstaje osad aktywny, składający się z trzech pierwiastków:  $RaA$ ,  $RaB$  i  $RaC$  (rozdz. X), których okresy wynoszą 3,05 minut, 26,8 minut i 19,7 minut. Rad  $A$  wysyła promienie  $\alpha$  o zasięgu 4,72 cm (w powietrzu w 15° i pod ciśnieniem normalnym); rad  $B$  wysyła promienie  $\beta$  i  $\gamma$ . Rad  $C$  występuje zawsze wraz z dwoma krótkotrwałymi pierwiastkami pochodnymi  $RaC'$  i  $RaC''$ ; promieniowanie tej mieszaniny jest złożone z promieni  $\alpha$ ,  $\beta$  i  $\gamma$ . Przemiana  $RaC$  należy do typu rozgałęzień; bardzo znaczna większość atomów wysyła promienie  $\beta$  i zamienia się na  $RaC'$ , niewielki zaś ułamek, wynoszący około 0,03%, wysyła promienie  $\alpha$  i zamienia się na  $RaC''$ .

Główna grupa promieni  $\alpha$  posiada zasięg 6,96 cm w powietrzu i jest wysyłana w przemianie  $RaC'$ . Zgodnie z prawem *Geigera-Nuttalla* znaczna długość tego zasięgu świadczy o tym, że czas trwania  $RaC'$  musi być niezmiernie krótki. Te wnioski zostały sprawdzone doświadczalnie, za pomocą metody opartej na odskoku  $\beta$  (§ 87). Jest to zarazem dowód istnienia pierwiastka  $RaC'$ , ostatniego ogniwa pomiędzy  $RaC$  i długotrwałym pierwiastkiem  $RaD$ .

$RaC''$  został oddzielony od  $RaC$  za pomocą odskoku atomów powstających w częściowej przemianie  $\alpha$   $RaC$ . Okres  $RaC''$  wynosi 1,3 min; ciało to wysyła promienie  $\beta$  i  $\gamma$  podobne do promieni  $RaC$ , lecz znacznie słabsze. Przemiana  $RaC''$  prowadzi do ciała posiadającego ten sam ciężar atomowy i tę samą liczbę atomową co  $RaD$ .

Na tablicy 14 Przypisów znajdują się wartości liczbowe, służące do obliczania wzrostu i zaniku osadu aktywnego.

Chemiczne i elektrochemiczne własności składników osadu aktywnego mogą być scharakteryzowane na podstawie izotopii. Stwierdzono doświadczalnie, że  $RaA$  jest to izotop  $Po$ ,  $RaB$  — izotop  $Pb$ ,  $RaC$  — izotop  $Bi$ . Reguła przesunięć pozwala przewidzieć chemiczne własności  $RaC'$  i  $RaC''$ ; pierwszy z tych pierwiastków jest to izotop  $Po$ , drugi zaś izotop  $Tl$ .

Istnieją sposoby oddzielania ciał  $A$ ,  $B$  i  $C$ . Prawie zupełnie czysty  $RaA$  można otrzymać aktywując dowolne ciało w radonie w ciągu bardzo krótkiego czasu. Najdogodniejszy sposób otrzymywania czystego  $RaB$  polega na zbieraniu w ciągu krótkiego czasu atomów odskoku, wyrzucanych w przemianie  $\alpha$   $RaA$ . Wreszcie czysty  $RaC$ , wolny od  $RaB$  można otrzymać drogą osadzania go na płycie niklowej, zanurzonej w roztworze  $Ra(B + C)$  w kwasie solnym.

## § 129. Osad długotrwały.

*RaD* powstaje pośrednio z *RaC* za pośrednictwem *RaC'*. Promienianie *RaD*, bardzo słabe i wykryte stosunkowo niedawno, składa się z kilku grup promieni  $\beta$ , powstających w zjawisku wewnętrznej konwersji jądrowego promieniowania  $\gamma$  o energii 47. *ekw* (§ 94), którego współczynnik absorpcji w glinie jest zbliżony do  $1 \text{ cm}^{-1}$ . Istnieje grupa promieni  $\gamma$  znacznie miększych, o współczynniku absorpcji  $\mu = 45 \text{ cm}^{-1}$ ; jest to promienianie charakterystyczne serii *L* pierwiastka 82, gdyż *RaD* jest to izotop ołowiu.

Jak wynika z reguły przesunięć, *RaD* musi wysyłać jądrowe promienie  $\beta$ , dotąd mało jeszcze zbadane. Za pomocą metody *Wilsona* można uwidocznic promienie  $\beta$  pochodzenia fotoelektrycznego, których zasięg jest zbliżony do  $1 \text{ cm}$ , oraz promienie o zasięgu jeszcze krótszym; jest rzeczą możliwą, że te ostatnie są to jądrowe promienie  $\beta$  *RaD*.

*RaE* powstający w przemianie *RaD* posiada promienianie składające się prawie wyłącznie z promieni  $\beta$ , stosunkowo przenikliwych, tworzących widmo ciągłe, a zatem związanych bezpośrednio z przemianą promieniotwórczą; ponadto istnieje słabe promienianie  $\gamma$ , dosyć przenikliwe:  $\mu_{Al} = 0,34 \text{ cm}^{-1}$ . *RaE* zamienia się w polon (*RaF*). Polon wysyła promienie  $\alpha$  o zasięgu  $3,87 \text{ cm}$  w powietrzu (w temperaturze  $15^\circ$  i pod ciśnieniem normalnym) i zamienia się na pierwiastek niepromieniotwórczy, mianowicie izotop ołowiu. Preparaty polonu wysyłają również słabe, lecz bardzo przenikliwe jądrowe promienianie  $\gamma$  oraz jeszcze słabsze i bardzo miękkie promienianie  $\gamma$  o naturze promieniotwórczego, wzbudzonego przez promienie  $\alpha$  w polonie i w metalu, na którym ten pierwiastek został osadzony.

Polon może być oddzielony od *RaE*; okresy obu ciał zostały zmierzone metodą bezpośrednią. Przyjęta wartość okresu *RaE* wynosi  $5,0 \text{ dni}$ ; okresu polonu —  $140 \text{ dni}$ . Zanik *RaE* jest przedstawiony graficznie na rys. 161, I, zanik polonu na rys. 162, I.

Okres *RaD* może być zbadany tylko na podstawie promieniotwórczości jego pochodnych. Najdawniej używana metoda, nie wymagająca obserwacji w ciągu zbyt długiego czasu, polega na tym, że wyznacza się ilość polonu wytworzonego po upływie danego czasu przez *RaD*, który powstał ze znanej ilości radonu.

Z początkowej liczby  $Q$  atomów *Rn* powstaje taka sama liczba atomów *RaD*; liczba atomów *Po* utworzonych po upływie czasu  $t$  wynosi  $q = QF(t)$ , gdzie  $F(t)$  jest to funkcja, której znajomość pozwala obliczyć okres *RaD* (por. rys. 162). W ten sposób otrzymano wartość  $T = 16 \text{ lat}$ , którą aż do ostatnich czasów uważano za prawdziwą. Bezpośrednie pomiary zaniku *RaD* w równowadze przejściowej z *RaE* i *Po* wykazały jednak, że ta wartość jest zbyt mała. Pomiary te były wykonywane w ciągu 20 lat. Posługiwano się promieniotwórczością  $\beta$  *RaE* oraz promie-

niowaniem  $\alpha$  *Po*; znaleziono, że okres wynosi około 20 lat. Wyniki te znalazły potwierdzenie w nowszych badaniach, wykonanych za pomocą metody analogicznej do metody stosowanej dawniej. Można przyjąć, że najbardziej prawdopodobna wartość *T* wynosi 22 lata. Zanik *RaD* jest przedstawiony na rys. 162 III.

Na podstawie własności chemicznych i elektrochemicznych zaliczamy *RaD* do izotopów ołowiu ( $Z = 82$ ). Tak np. z minerałów uranowych *RaD* wydziela się wraz z zawartym w nich ołowiem. Liczne bezskuteczne próby oddzielenia *RaD* od ołowiu miały wielkie znaczenie, gdyż przyczyniły się do utworzenia pojęcia izotopii.

*RaD* może być osadzony elektrolitycznie podobnie jak ołów bądź jako metal na katodzie, bądź jako nadtlenek na anodzie (§ 118).

Możemy wydobywać *RaD* bezpośrednio z minerałów promieniotwórczych, w ten sposób jednak otrzymuje się go w stanie bardzo małej koncentracji, ponieważ jest zmieszany z ołowiem w stosunku 1:10<sup>7</sup> — 10<sup>8</sup>.

Inny, dogodniejszy sposób polega na tym, że wydziela się *RaD* nagromadzony w preparatach radu, przechowywanych w ciągu długiego czasu. Doświadczenie to zostało wykonane w kilku laboratoriach: do roztworu soli radowej dodaje się niewielką ilość metali porywających *RaD*, np. *Cu* lub *Bi*, które strąca się siarkowodorem w obecności *HCl*. Rad *E* oraz polon zostają wówczas strącone razem z *RaD*. W roztworze radu, pozbawionym zawartego w nim *RaD*, pierwiastek ten tworzy się znowu i po upływie kilku lat można powtórzyć to doświadczenie.

Ilość *RaD* powstająca w ciągu roku z 1 g *Ra* wynosi około 0,4 mg; ilość nagromadzona po upływie 22 lat, tj. czasu równego okresowi, wynosi 6,3 mg, ilość zaś odpowiadająca stanowi równowagi 12,7 mg. *RaD* otrzymany z *Ra* po upływie niezbyt długiego czasu nie zawiera, praktycznie biorąc, żadnych innych izotopów ołowiu; jeżeli jednak czas nagromadzania *RaD* jest bardzo długi, to do *RaD* przyłącza się nieaktywny ołów o ciężarze atomowym 206, biorący początek w przemianie *RaD*, którego ciężar atomowy wynosi 210. Po 22 latach z jednego gramu *Ra* powstaje 2,5 mg <sup>206</sup>*Pb*. Stosunek ilości obu izotopów równa się zatem 0,4. Stosunek ten wzrasta nieustannie w miarę jak rad ulega zanikowi.

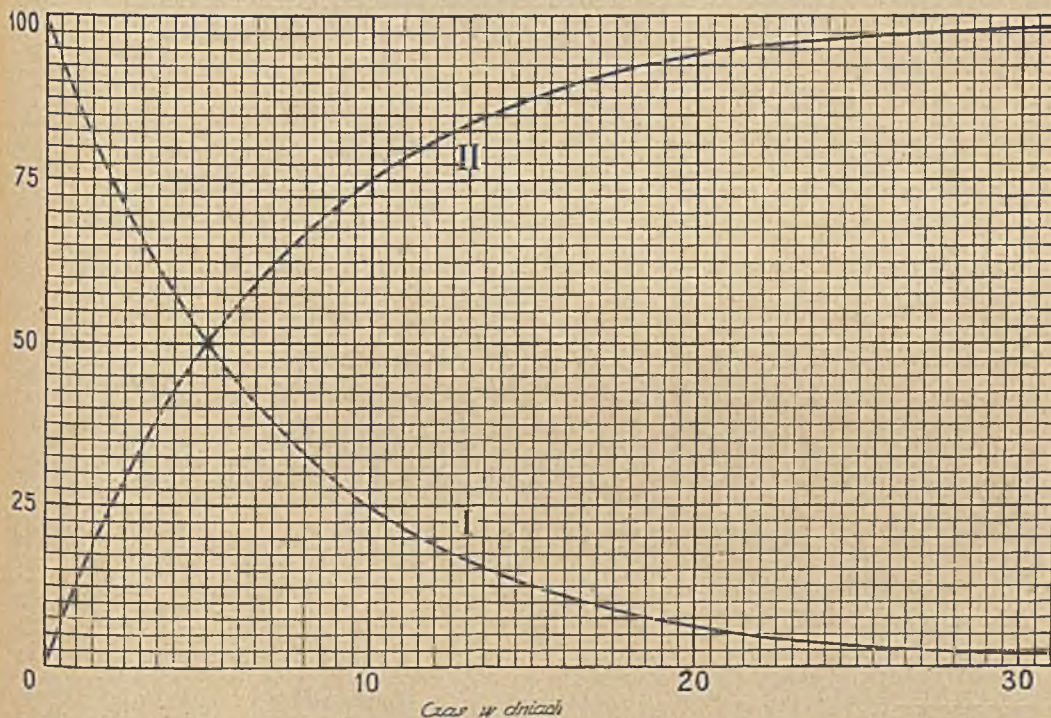
Można wreszcie używać jako źródeł radu *D* rurek z radonem, przyrządzanych w laboratoriach oraz w niektórych szpitalach.

W tym celu zbiera się większą partię takich rurek po zaniku radonu. Po powierzchniowym wymyciu rurek zalewa się je wodą królewską, która rozpuszcza ciała *D*, *E* i *F*. Jednocześnie do roztworu przechodzi nieco szkła wraz z zawartymi w nim metalami, w szczególności zaś z ołowiem, którego ilość wystarcza zupełnie do strącenia *RaD* i jego pochodnych. W ten sposób otrzymuje się co najwyżej kilka mg ołowiu, który oczyszcza się chemicznie i zamienia na azotan. Tak otrzymany *RaD* należy przechowywać w flakonie z kwarcu lub pireksu.

*RaE*, izotop bizmutu ( $Z = 83$ ), bywa wydobywany z roztworów *RaD*, z którym osiąga równowagę przejściową po upływie miesiąca.

*RaE* otrzymuje się najczęściej za pomocą elektrolizy lub osadza się go na płytce niklowej, zanurzonej w ciepłym roztworze tego pierwiastka w kwasie solnym. Potencjał katody, na której *RaE* osiada podczas elektrolizy, powinien wynosić od  $-0,1$  do  $-0,44$  wolta względem elektrody normalnej. W obu przypadkach polon zawarty w roztworze wypada razem z *RaE*, ponieważ jest szlachetniejszy od tego ostatniego. Z tego powodu polon należy wydobyć najpierw, zwłaszcza wtedy, kiedy znajduje się w roztworze w znacznej ilości. Z roztworu chlorku lub azotanu ołowiowego, zawierającego mieszaninę *RaD* i jego pochodnych, można oddzielić *RaD* drogą krystalizacji frakcjonowanej; otrzymane kryształy są prawie zupełnie wolne od *RaE* i *RaF* (polonu), które pozostają w roztworze.

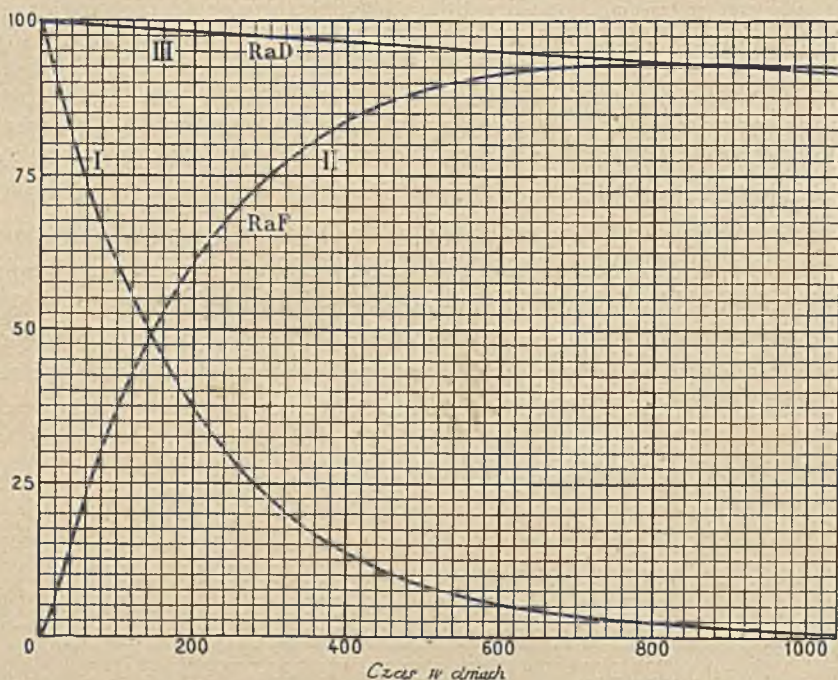
Polon ( $Z = 84$ ) jest reprezentantem typu chemicznego, który może być badany tylko metodami nauki o promieniotwórczości. O własnościach chemicznych i elektrochemicznych polonu była mowa w §§ 39 i 118. Polonu nie otrzymuje się na ogół z minerałów, lecz najczęściej wydobywa się go z roztworu *RaD*. Nagromadzony polon może być usuwany od czasu do czasu w ten sposób, że osadza się go z roztworu na



Rys. 161. I — zanik *RaE*. II — powstawanie *RaE* z *RaD*. Krzywa I — liczba atomów zanikających w jednostce czasu, w procentach liczby początkowej. Krzywa II — liczba atomów zanikających w jednostce czasu w założeniu, że w chwili  $t = 0$  liczba atomów *RaD* ulegających zanikowi w jednostce czasu jest równa 100.

płytkę srebrnej, wprowadzonej w ruch obrotowy. Roztwór powinien być słabo kwaśny i zawierać nieco kwasu solnego obok kwasu octowego lub azotowego. W celu oczyszczenia polonu lub przeniesienia go z jednego podłoża na inne stosuje się najczęściej destylację polonu lub jego związków.

Z roztworu zawierającego  $RaD$ ,  $RaE$  i  $RaF$  w stanie równowagi możemy wydobyć najpierw polon, następnie  $RaE$  i ustalić odpowiedniość



Rys. 162. I — zanik  $RaF$ . II — powstawanie  $RaE$  z  $RaD$ . III — zanik  $RaD$ . Rzędne krzywych I i III są to liczby atomów zanikających w jednostce czasu, wyrażone w procentach liczby początkowej. Rzędne krzywej II są to liczby atomów  $RaE$  zanikających w jednostce czasu, obliczone w założeniu, że w chwili  $t$  liczba atomów  $RaD$  zanikających w jednostce czasu jest równa 100. Przecięcie krzywych II i III odpowiada równowadze między  $RaD$  i  $RaE$ .

między ilością polonu i natężeniem promieniowania  $RaE$ , zmierzonym w określonych warunkach. Na tej podstawie można oznaczyć ilościowo  $RaD$  i  $RaE$ <sup>1)</sup>.

Jeżeli  $RaD$  w chwili początkowej został pozbawiony swych pierwiastków pochodnych, to ilość każdego z nich narasta według innego prawa. Powstawanie  $RaE$  jest to szczególny przypadek zagadnienia dwóch substancji (§ 60); ilość  $q$  wzrasta w czasie, przechodzi przez maximum

<sup>1)</sup> W jednym z przyrządów używanych w tym celu w Paryskim Instytucie Radowym ilość  $Po$  dająca 10000  $j.es.$ , odpowiada ilości  $RaE$  dającej 1  $j.es.$ ; masa tej ilości  $Po$  wynosi  $q = 1,65 \cdot 10^{-6}$  g; masa  $RaE$  około  $5q/140$ , masa zaś  $RaD$   $22,365q/140$ , tj. około  $5,9 \cdot 10^{-8}$  g  $RaE$  i  $9,5 \cdot 10^{-5}$  g  $RaD$ .

po upływie około 50 dni, po czym powoli zanika zgodnie z prawem wykładniczym charakteryzującym zanik  $RaD$ . Stała zaniku  $RaE$  jest tak wielka wobec stałej  $RaD$ , że proces narastania  $RaE$  może być przedstawiony z dostateczną dokładnością za pomocą wzoru:  $q = q_{\infty}(1 - e^{-\lambda t})$ , gdzie  $q_{\infty}$  jest to ilość maksymalna (rys. 161, II).

Natomiast powstawanie polonu (rys. 162, II) musi być rozpatrywane jako zagadnienie trzech substancyj (§ 61). Niech będzie  $N_3$  liczba atomów polonu nagromadzonych w chwili  $t$ ,  $N_{1,0}$  — początkowa liczba atomów  $RaD$ . Otrzymujemy (por. § 61, rozdz. XI) wyrażenie postaci:  $\lambda_3 N_3 / \lambda_1 N_{1,0} = Pe^{-\lambda_1 t} + Qe^{-\lambda_2 t} + Re^{-\lambda_3 t}$ <sup>1)</sup>, gdzie  $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$  są to stałe zaniku  $RaD, RaE$  i  $RaF$ . Po upływie dwóch miesięcy drugi wyraz może być zaniedbany wobec dwóch pozostałych.

$N_3$  przechodzi przez maximum w chwili  $t = 3$  lata, po czym zmniejsza się w ten sam sposób, co  $RaD$ . Stałe zaniku posiadają wartości, z których układu wynika, że stosunek  $RaE$  do  $RaD$  w stanie równowagi przejściowej jest taki sam jak w chwili, kiedy ilość  $RaE$  przechodzi przez maximum, stosunek zaś  $Po$  do  $RaD$  jest większy tylko o 2% od stosunku w chwili maximum.

Opierając się na tym wzorze i dokonywając w określonych odstępach czasu ekstrakcji polonu, przekonywamy się, że przemiany w roztworze radu  $D$  odbywają się zgodnie z teorią.

### § 130. Ewolucja radu.

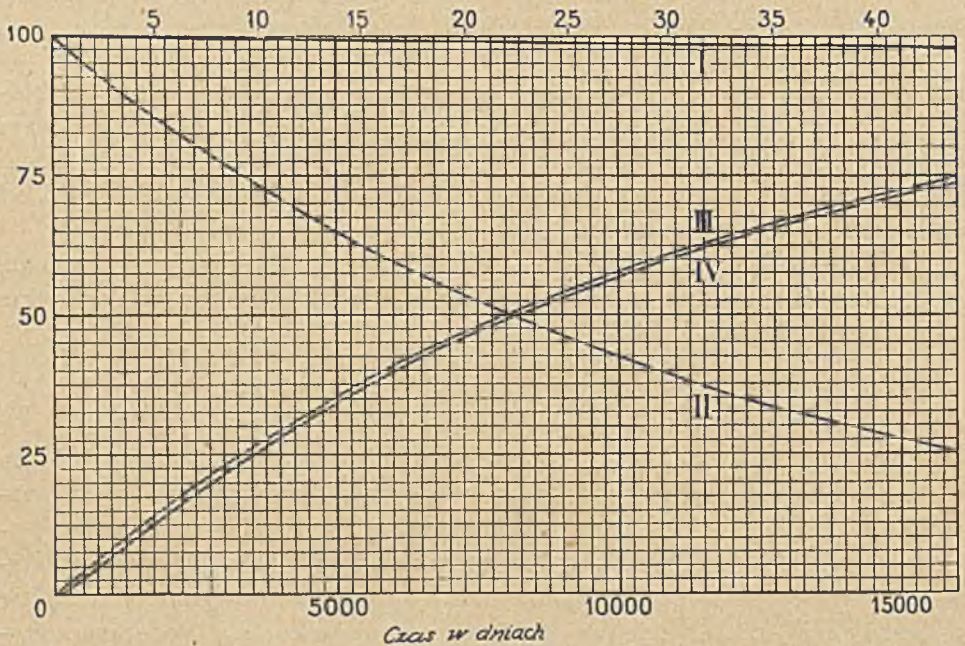
Ewolucja przemian radu jest bardzo zawiła z powodu znacznej liczby i różnorodności pierwiastków pochodnych. Weźmy pod uwagę sól radową, która została zamknięta w zalutowanej rurce po usunięciu wszystkich pierwiastków pochodnych drogą krystalizacji i oczyszczania. Aktywność soli jest wówczas najmniejsza; jej promieniowanie składa się w przeważnej części z jednej tylko grupy promieni  $\alpha$ . Podczas pierwszego miesiąca po sporządzeniu preparatu, w kryształach i w rurce nagromadzają się krótkotrwałe produkty przemian, mianowicie radon i osad aktywny. Jednocześnie pojawiają się w promieniowaniu trzy nowe grupy promieni  $\alpha$  oraz wydadne promieniowanie  $\beta$  i  $\gamma$   $RaB$  i  $RaC$ . Po tej ewolucji, zakończonej w ciągu miesiąca, następują zmiany znacznie powolniejsze, polegające na nagromadzeniu się ciał  $D, E$  i  $F$ , i uzależnione głównie od szybkości powstawania  $RaD$ . Wraz z pojawieniem się  $RaD$  i jego pochodnych ukazuje się nowa grupa promieni  $\beta$  wysyłanych przez  $RaE$  oraz piąta grupa promieni  $\alpha$  wysyłanych przez  $Po$ .

Okres szybkiej ewolucji daje się opisać z dosyć znacznym przybliżeniem jako zagadnienie dwóch substancyj, z których jedna, mianowicie

<sup>1)</sup>  $P = \lambda_2 \lambda_3 / (\lambda_2 - \lambda_1) (\lambda_3 - \lambda_1)$ ;  $Q = \lambda_2 \lambda_3 / (\lambda_1 - \lambda_2) (\lambda_3 - \lambda_2)$ ;  $R = \lambda_2 \lambda_3 / (\lambda_1 - \lambda_3) (\lambda_2 - \lambda_3)$ .

Wartości liczbowe odpowiadające przyjętym wartościom okresów: 22 lata, 5 dni, 140 dni są następujące:  $P = 1,01837$ ;  $Q/P = 0,03639$ ;  $R/P = -1,03639$ .

macierzysta, jest to rad, druga zaś, pochodna, jest to radon wraz z ciałami  $RaA$ ,  $RaB$  i  $RaC$ , narastający według prawa  $q = q_{\infty}(1 - e^{-\lambda t})$ , gdzie  $q_{\infty}$  jest to ilość radonu w stanie równowagi,  $\lambda$  zaś jest to stała radonu. W podobny sposób możemy traktować powolną ewolucję jako zagadnienie dwóch substancyj, w którym rolę substancji macierzystej odgrywa rad wraz z wszystkimi pierwiastkami pochodnymi aż do  $RaC'$  włącznie, rolę zaś pierwiastka pochodnego—grupa  $RaD$ ,  $RaE$  i  $RaF$  (rys. 163, II). Przypisując pierwszej grupie stałą zaniku radu, drugiej zaś stałą zaniku radu  $D$ , znajdujemy, że połowa maksymalnej ilości  $Ra(D + E + F)$  powstaje po upływie 22 lat i że równowaga z radem jest osiągnięta w ciągu około



Rys. 163. I—zanik  $Ra$ . II—zanik  $RaD$ . III—powstawanie  $RaD$  z  $Ra$ . IV—powstawanie  $RaF$  z  $Ra$ . Krzywe I i II—liczby atomów każdej substancji zanikających w jednostce czasu, w procentach liczby początkowej. Krzywe III i IV—liczby atomów  $RaD$  i  $RaF$  zanikających w jednostce czasu, w założeniu, że w chwili  $t=0$  liczba atomów  $Ra$  zanikających w jednostce czasu jest równa 100.

140 lat. Po upływie tego czasu ilość  $RaD$  przechodzi przez maximum i następnie zmniejsza się zgodnie z prawem zaniku radu. Biorąc rzeczy dokładniej, obliczanie wzrostu polonu stanowi zagadnienie trzech substancyj:  $Ra \rightarrow RaD \rightarrow Po$  (rys. 163, IV)<sup>1)</sup>.

Bardzo przenikliwe promieniowanie  $\gamma$  należy tylko do  $RaC$ , który osiąga stan równowagi z  $Ra$  już po miesiącu od chwili zamknięcia rurki

<sup>1)</sup> Krzywa IV na rys. 163 może być przedstawiona wzorem:

$$\lambda_F N_F / \lambda_{Ra} N_{Ra, 0} = 1,01428 [e^{-\lambda_{Ra} t} - 1,01749 e^{-\lambda_D t} + 0,01749 e^{-\lambda_F t}].$$

zawierającej sól radową. Dalsza ewolucja nie wpływa zatem na przenikliwe promieniowanie  $\gamma$ ; stosunek promieniowania  $\gamma$  dwóch rurek pozostaje niezmienny i równy stosunkowi ich zawartości radu, niezależnie od wieku preparatów po zakończeniu fazy początkowej.

Sprawy mają się inaczej, jeżeli mierzymy promieniowanie  $\beta$  lub słabo filtrowane promieniowanie  $\gamma$ . W tym przypadku część jonizacji pochodzi od  $RaD$  i  $RaE$ , z czego wynika, że stosunek promieniowania starego preparatu do promieniowania preparatu niedawno sporządzonego jest większy od stosunku ilości radu w obu preparatach.

Stosunek pomiędzy promieniowaniem  $\alpha$  «starego» i «świeżego» preparatu jest również większy od stosunku zawartości radu, ponieważ pierwszy preparat zawiera stosunkowo większą ilość polonu. Wydzielanie ciepła, przynajmniej w części zależnej od energii promieni  $\alpha$ , wzrasta również wraz z wiekiem preparatu. Doświadczenie wykazuje, że stosunek ilości ciepła wydzielanego przez «starą» i «świeżą» rurkę jest większy od stosunku natężeń bardzo przenikliwego promieniowania  $\gamma$ . Różnica wynosi około 10% w przypadku, gdy wiek jednej rurki wynosi 17 lat, druga zaś została świeżo sporządzona; jest to zgodne z obliczeniami opartymi na wartościach stałych zaniku oraz energii grup promieni  $\alpha$ .

Jednocześnie z przemianami radu i jego pochodnych odbywa się narastanie nieaktywnych ciał, stanowiących ostateczny wynik przemian. Są to hel i ołów o ciężarze atomowym 206. Ilość tych ciał wzrasta z czasem w ten sposób, że granica teoretyczna jest osiągnięta dopiero po całkowitym zaniku substancji promieniotwórczej. Cała początkowa ilość radu byłaby wówczas zastąpiona przez  $Pb$  i  $He$ , których wzajemny stosunek powinien wynosić 206/20. Mielibyśmy zatem 910 mg ołowiu i 90 mg helu na gram radu.

Już po 22 latach, tj. po czasie równym okresowi  $RaD$ , ilość nieaktywnego ołowiu wynosi 2,5 mg na gram  $Ra$ , ilość zaś helu 0,71 mg, tj. 4  $cm^3$ . Rachunek wykazuje, że ilość helu powstającego po upływie kilku lat w rurce zawierającej około decygrama radu wystarcza do powstania ciśnienia wewnętrznego, mogącego przekroczyć dwie atmosfery, co jest oczywiście niebezpieczne dla preparatu. Jest zatem rzeczą wskazaną otwierać rurkę od czasu do czasu w celu wypuszczenia nagromadzonego helu.

Ponieważ w zalutowanej rurce zawierającej sól radową produkty przemiany  $Pb$  i  $He$  pozostają uwięzione, przeto strata masy preparatu może wynikać tylko ze straty energii  $\Delta E$ , której towarzyszy ubytek masy  $\Delta m$  według wzoru  $\Delta E = \Delta mc^2$ . Strata energii w całkowitej przemianie jednego grama radu, zmierzona jako skutek cieplny, wynosi  $3,4 \cdot 10^9$  kal, czemu odpowiada strata masy  $1,6 \cdot 10^{-4}$  g. Obliczone w ten sposób straty masy są zbyt nikłe, aby można je było wykryć drogą ważenia, toteż próby stwierdzenia zmiany ciężaru zalutowanych rurek zawierających rad dały wyniki ujemne.

---



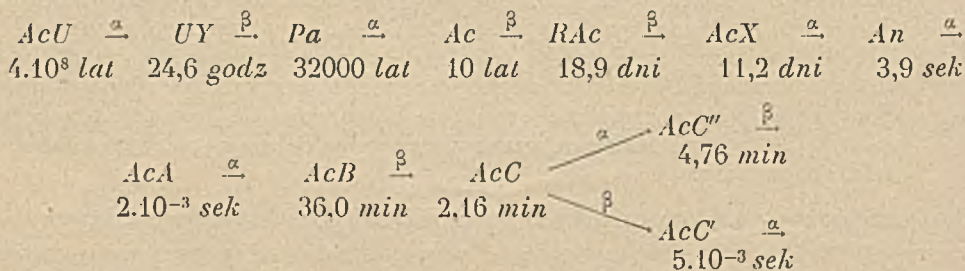
## ROZDZIAŁ XXV

### RODZINA AKTYNOWA

#### § 131. Skład rodziny. Protaktyn. Aktyn.

Wkrótce po odkryciu aktynu nastąpiło odkrycie jego pochodnych, spośród których rozpoznano najpierw aktynon i jego osad aktywny, następnie aktyn X, wreszcie radioaktyn. Grupa tych ciał stanowi rodzinę, której związek z rodziną uranową był przedmiotem licznych rozważań i badań doświadczalnych, jak to wspominaliśmy już w rozdziale XXIII. Ponieważ aktyn posiada okres wynoszący około 10 lat, przeto obecność aktynu w starych minerałach może tłumaczyć się tylko tym, że jest on wytwarzany przez substancję macierzystą. Poszukiwanie tej substancji doprowadziło do odkrycia protaktynu. Tak więc aktyn nie stanowi pierwszego wyrazu w rodzinie, której pomimo to dajemy nadal jego nazwę. Przed aktynem znajduje się protaktyn, na wcześniejszym zaś jeszcze miejscu prawdopodobnie uran Y, o którym mniemamy, że pochodzi od izotopu uranowego  $AcU$ .

Podany schemat obejmuje wszystkie przemiany rodziny począwszy od protaktynu i zawiera dane o sposobach przemian i okresach.



Protaktyn jest to wyższy homolog tantalu i posiada liczbę atomową 91. Jego ciężar atomowy nie jest definitywnie ustalony: obecnie jest przyjęta wartość 231, wynikająca z analizy ołowiu z minerałów uranowych, dokonanej za pomocą spektrografu mas. Protaktyn został odkryty w toku badań dotyczących powstawania aktynu w produktach przeróbki minerałów uranowych (*O. Hahn i L. Meitner, F. Soddy i J. A. Cranston*). W późniejszych czasach udało się otrzymać czysty  $Pa$

w postaci tlenku, którego masa wynosiła około 40 mg (*A. Grosse*). Za pomocą tego preparatu zbadano widmo wielkiej częstości (seria *L*) i sprawdzono, że liczba atomowa *Z* wynosi 91, jak to przypuszczano już poprzednio na podstawie opisanych w rozdziale XXII metod klasyfikacji radiopierwiastków. Własności chemiczne protaktynu zostały opisane w § 39.

Protaktyn wysyła promienie  $\alpha$  o zasięgu 3,67 cm w powietrzu w 15° pod ciśnieniem normalnym. Promieniowanie zawiera ponadto kilka wtórnych grup promieni  $\beta$  pochodzenia fotoelektrycznego, związanych z trzema grupami pierwotnych promieni  $\gamma$  (por. §§ 83 i 94). Przenikliwość tych promieni  $\beta$  ( $\mu = 126 \text{ cm}^{-1}$  w *Al*) jest dostateczna, aby można było posługiwać się nimi dla oznaczania protaktynu w silnie skoncentrowanych preparatach.

Protaktyn jest to ciało o długim okresie. Stała promieniotwórczości  $\lambda$  protaktynu została obliczona najpierw na podstawie zasięgu cząstek  $\alpha$ . W późniejszych pracach posługiwano się szybkością narastania *Pa* w oczyszczonych związkach uranu oraz wzorem  $\Delta = \lambda q_{\infty}$ , gdzie  $\Delta$  jest to ilość *Pa* powstająca w jednostce czasu,  $q_{\infty}$  — ilość odpowiadająca równowadze z daną ilością uranu w starym mineralu. Niech będzie  $\Delta' = \lambda' q'_{\infty}$  analogiczny związek dotyczący powstawania *Ra* z jonu pozostającego w równowadze z tą samą ilością uranu. Stosunek między ilościami *Pa* i *Ra* w mineralu, tj. w stanie równowagi promieniotwórczej jest następujący:

$$q_{\infty}/q'_{\infty} = \Delta\lambda'/\Delta'\lambda = \Delta T/\Delta' T'.$$

Stosunek między liczbami atomów utworzonych w jednostce czasu wynosi  $\Delta A'/\Delta A$ , gdzie *A* i *A'* są to ciężary atomowe *Pa* i *Ra*. Jeżeli *Pa* i *Ra* pochodzą od tego samego izotopu uranu, to ten stosunek należy nazwać stosunkiem rozgałęzienia. Jeżeli jednak mamy do czynienia z dwoma różnymi izotopami, to liczba atomów każdego z nich, zanikających w jednostce czasu, równa się iloczynowi całkowitej liczby atomów przez stałą zaniku. Najnowsze wartości, niezbyt jeszcze dokładne, są następujące:  $T = 32000 \text{ lat}$ ;  $\Delta A'/\Delta A = 0,04$ ;  $q_{\infty}/q'_{\infty} = 0,8$ . Z tego wynika, że w starym i niezmienionym mineralu uranowym powinniśmy mieć 0,8 g *Pa* na jeden gram *Ra*.

Wydobycie całkowitej ilości protaktynu z minerału uranowego nastręcza duże trudności. Pierwiastek ten oddzielamy drogą indukowanego strącania za pomocą tantalu lub cyrkonu. Badania wykonane za pomocą tych dwóch metod prowadzą do wniosku, że stosunek *Pa/U* w mineralach jest stały. (*A. Grosse, Tcheng da Tchang*). Powstawanie aktynu z protaktynu stało się przedmiotem bezpośrednich doświadczeń. Na podstawie wydzielania aktynonu stwierdzono, że aktyn powstaje w preparatach protaktynu początkowo nie zawierających żadnej domieszki promieniotwórczej.

Aktyln zajmuje miejsce oznaczone liczbą atomową 89 w trzeciej grupie i w ostatnim wierszu układu periodycznego; ciężar atomowy wynosi prawdopodobnie 227. Sposób przyrządzania i własności chemiczne aktynu zostały opisane w § 39.

Nie zdołano dotąd wykryć żadnego promieniowania aktynu, mamy jednak podstawy do przypuszczenia, że przemianie tego pierwiastka towarzyszy emisja bardzo powolnych jądrowych promieni  $\beta$ .

Okres życia aktynu jest dosyć długi, jego zanik został dostrzeżony drogą badania promieniowania  $\beta$  preparatów, przechowywanych w ciągu długiego czasu. To promieniowanie pochodzi od osadu aktywnego, którego równowaga z  $Ac$  ustala się za pośrednictwem  $RAc$  i  $AcX$ . Okres wyznaczony dotąd tylko w grubym przybliżeniu wynosi około 10 lat.

Powstawanie osadu aktywnego może być rozpatrywane jako zagadnienie trzech substancyj kolejnych: aktynu, radioaktynu i aktynu  $X$ ; ten ostatni pierwiastek traktujemy jako całość razem z aktynonem i osadem aktywnym w równowadze promieniotwórczej. Zanedbując zanik aktynu w okresie kilkumiesięcznym znajdujemy, że równowaga  $AcX$  z  $Ac$  ustala się z dokładnością do 1% w ciągu 5 miesięcy; to samo stosuje się do  $AcC'$ , jeżeli utworzony w preparacie aktynon nie wydziela się na zewnątrz (rys. 164, II).

### § 132. Radioaktyln. Aktyln $X$ .

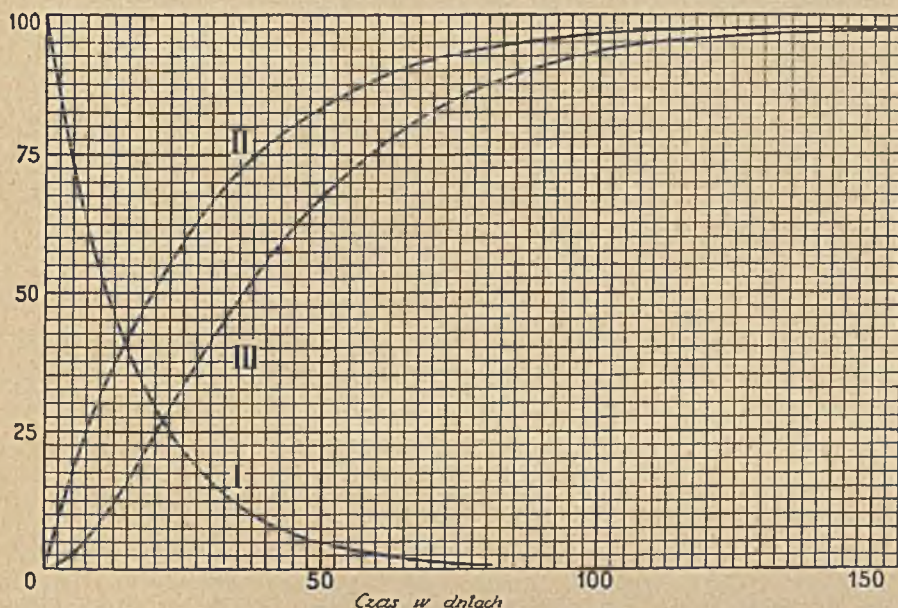
a) Radioaktyln jest to pierwszy pochodny pierwiastek aktynu. Ponieważ jest to izotop toru ( $Z=90$ ), przeto można go oddzielić od aktynu metodami służącymi do oddzielania toru i lantanu (np. strącanie w obojętnym roztworze podsiarczynem sodowym, strącanie wodą utlenioną w obecności minimalnej ilości porywacza). Przemianie radioaktynu towarzyszy emisja promieni  $\alpha$  (widmo posiadające strukturę subtelną), składających się w przybliżeniu z dwóch grup o zasięgu 4,68 cm i 4,34 cm w powietrzu w  $15^\circ$  i pod ciśnieniem normalnym (§ 69). Ponadto przypisujemy radioaktynowi jądrowe promieniowanie  $\gamma$ , złożone z 10 jednorodnych grup (między 30 i 300  $ek\omega$ , § 93) i promieniowanie  $\beta$  wtórnej natury, zawierające liczne grupy fotoelektronów powstających w wewnętrznej konwersji jądrowych promieni  $\gamma$  (§§ 83 i 93).

Z radioaktynu powstaje aktyln  $X$  i w następstwie pochodne tego pierwiastka. Możemy rozpatrywać tę ewolucję jako zagadnienie dwóch substancyj: z jednej strony radioaktynu, z drugiej zaś strony aktynu  $X$  w równowadze z pierwiastkami pochodnymi. Jeżeli w chwili początkowej  $RAc$  nie zawierał  $AcX$ , to liczba atomów tego ostatniego najpierw wzrasta, później przechodzi przez maximum i wreszcie zanika zgodnie z prawem, które w granicy jest identyczne z prawem zaniku  $RAc$ . Ewolucja promieniowania  $\alpha$  lub  $\beta$  preparatu  $RAc$  odbywa się według

podobnego prawa, przybierającego w granicy tę samą postać. Można przeto wyznaczyć okres  $RAc$  na podstawie pomiarów promieniowania. W ten sposób znaleziono, że ten okres, wynoszący 18,9 dni (rys. 164, I), jest większy od okresu wynikającego z prawa *Geigera-Nuttalla*.

b) Aktyn X jest to bezpośredni pochodny pierwiastek radioaktywny. Można go oddzielić od radioaktywności i aktynu drogą wytrącenia tych ostatnich amoniakiem; aktyn X pozostaje w roztworze. Stwierdzono, że jest to izotop radu, tj. że należy mu przypisać liczbę atomową 88. Można również otrzymać aktyn X z preparatu radioaktywności za pomocą odskoku towarzyszącego emisji promieni  $\alpha$ .

Rodzina aktynowa charakteryzuje się stosunkowo szybkim powstawaniem krótkotrwałych pierwiastków pochodnych, aktynonu i osadu aktywnego, osiągających stan równowagi w ciągu kilku godzin i wysy-



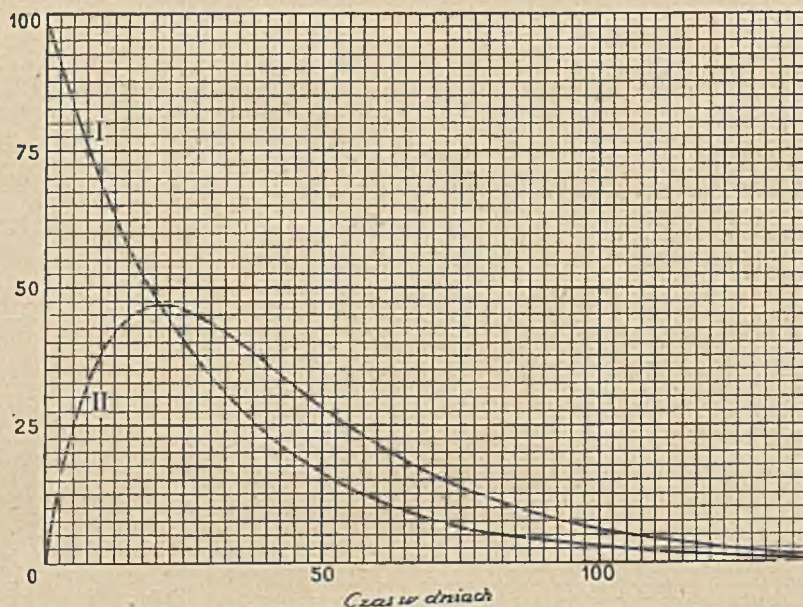
Rys. 164. I — zanik  $AcX$ . II — powstawanie  $RAc$  z  $Ac$ . III — powstawanie  $AcX$  z  $Ac$ . Krzywa I — liczba atomów zanikających w jednostce czasu, w procentach liczby początkowej. Krzywe II i III — liczby atomów  $RAc$  i  $AcX$  zanikających w jednostce czasu, w założeniu, że w chwili  $t=0$  liczba atomów  $Ac$  zanikających w jednostce czasu jest równa 100.

łających promienie  $\alpha$ ,  $\beta$  i  $\gamma$ . Promieniowanie tej grupy, badane po osiągnięciu maximum, zanika zgodnie z prawem wykładniczym aktynu X, co pozwala wyznaczyć okres tego pierwiastka. Pomiarów powinny być wykonane w warunkach, w których aktynon nie może wydzielać się na zewnątrz. Obecnie przyjęta wartość okresu  $AcX$  wynosi 11,2 dni (rys. 164, I).

Własne promieniowanie aktynu X składa się z grupy promieni  $\alpha$ , których zasięg w powietrzu w  $15^\circ$  pod ciśnieniem normalnym wynosi 4,37 cm.

Mamy tu również do czynienia z odstępstwem od prawa *Geigera-Nuttalla*, podobnie jak w przypadku *RAc*, lecz w mniejszym stopniu. Istnieją również inne grupy promieni  $\alpha$  (struktura subtelna, § 69). Oprócz promieni  $\alpha$  aktyn *X* wysyła jądrowe promieniowanie  $\gamma$ , składające się z 5 jednorodnych grup o energiach zawartych między 140 i 270 *ekw*, oraz licznych grup wtórnych promieni  $\beta$ , powstających wskutek konwersji wewnętrznej (§ 83).

W preparacie *RAc*, nie zawierającym początkowo innych radiopierwiastków, aktyn *X* powstaje stopniowo w ten sposób, że ilość *AcX* przechodzi przez maximum w chwili  $t = 20,8$  dni i że po upływie 100 dni mamy do czynienia z zanikiem promieniowania, zachodzącym



Rys. 165. I — zanik *RAc*. II — powstawanie *AcX* z *RAc*. Krzywa I — liczba atomów zanikających w jednostce czasu, w procentach liczby początkowej. Krzywa II — liczba atomów *AcX* zanikających w jednostce czasu w założeniu, że w chwili  $t = 0$  liczba atomów *RAC* zanikających w jednostce czasu jest równa 100.

nieomal dokładnie według prawa charakteryzującego *RAc* (rys. 165, II). Promieniowanie preparatu daje się przedstawić wzorem  $I = K\lambda N + K'\lambda'N'$ , gdzie  $\lambda N$  i  $\lambda'N'$  są to liczby atomów *RAc* i *AcX* ulegających przemianie w jednostce czasu,  $K$  zaś i  $K'$  są to współczynniki aktywności każdej z tych substancji w warunkach doświadczenia. Współczynnik  $K'$  obejmuje nie tylko efekt jonizacyjny promieni *AcX*, lecz również promieni wysyłanych przez aktynon i przez osad aktywny w równowadze z *AcX*. Po 6 miesiącach pozostaje jeszcze nieco więcej niż 1/1000 pierwotnej ilości *RAc*.

## § 133. Aktynon i osad aktywny aktynu.

Aktynon, czyli emanacja aktynu jest to gaz promieniotwórczy, należący do grupy gazów szlachetnych ( $Z=86$ ), wysyłający cząstki  $\alpha$ , których zasięg w powietrzu w  $15^\circ$  pod ciśnieniem normalnym wynosi  $5,79\text{ cm}$ . Wykryto również inną grupę, o nieco mniejszym zasięgu (§ 69). Obecnie przyjęta wartość okresu wynosi  $3,92\text{ sek}$  (§ 44).

Aktynon powstaje bezpośrednio z  $AcX$ , a ponieważ jest to pierwiastek bardzo krótkotrwały, przeto jego równowaga promieniotwórcza z  $AcX$  ustala się w ciągu czasu krótszego od minuty. Można posługiwać się pomiarami wydzielanego aktynonu w celu oznaczania ilości aktynu  $X$ , a nawet w ten sposób można oznaczać drogą pośrednią również radioaktywność i aktywność. Dokładność tej metody jest jednak mniejsza niż w przypadku radonu, ponieważ wszelkiego rodzaju czynności wykonywane z aktynonem są utrudnione wskutek krótkiego życia tego pierwiastka. W tych pomiarach używa się często niektórych substancji stałych, wydzielających obficie aktynon; są to np. tlenki, wodorotlenki lub fluorki lantanu, używane niekiedy do oddzielania aktynu.

Jak to widzieliśmy w rozdziale X, osad aktywny aktynonu składa się z kilku substancji noszących nazwy  $AcA$ ,  $AcB$ ,  $AcC$ ,  $AcC'$ ,  $AcC''$ . Pierwiastek bezpośrednio pochodzący od aktynonu jest bardzo krótkotrwały ( $T=0,002\text{ sek}$ ) i wysyła promienie  $\alpha$  o zasięgu  $6,58\text{ cm}$  w powietrzu w  $15^\circ$  pod ciśnieniem normalnym. Chociaż nie zdołano zbadać właściwości chemicznych tego pierwiastka, wiemy na podstawie analogii z  $RaA$ , że jest to izotop polonu ( $Z=84$ ).

Aktywność  $A$  zanika wytwarzając aktywność  $B$ , z którego z kolei powstają pochodne o znacznie krótszym okresie, osiągające równowagę przejściową w ciągu mniej niż pół godziny. Okres aktywności  $B$ ,  $T=36,0\text{ min}$  został wyznaczony na podstawie szybkości zanikania osadu, badanej po osiągnięciu równowagi. Aktywność  $B$  jest to izotop ołowiu ( $Z=82$ ); można go otrzymać w czystym stanie w roztworze, z którego  $AcC$  został usunięty, drogą elektrolizy lub osadzania na niklu. Przemianie aktywności  $B$  towarzyszy emisja powolnych jądrowych promieni  $\beta$  oraz mało przenikliwych promieni  $\gamma$  (§§ 83 i 89).

Aktywność  $C$  pochodzący bezpośrednio od  $AcB$  wysyła promienie  $\alpha$  składające się z dwóch grup o zbliżonych do siebie zasięgach, wynoszących  $5,51\text{ cm}$  i  $5,09\text{ cm}$  w powietrzu w  $15^\circ$  pod ciśnieniem normalnym.  $AcC$  jest to izotop bizmutu ( $Z=83$ ). Można go wydzielić z aktywnego roztworu drogą osadzania na niklu. Okres wyznaczony na podstawie szybkości zaniku wynosi  $T=2,16\text{ min}$ . Aktywność  $C$  ulega przemianie typu rozgałęzienia: nieomal wszystkie atomy ulegają przemianie  $\alpha$  i dają substancję zwaną  $AcC''$ , którą można otrzymać za pomocą odskoku; bardzo mały ułamek, około  $0,2\%$  liczby atomów, ulega przemianie  $\beta$  i daje niezmiernie krótkotrwały pierwiastek zwany  $AcC'$  ( $Z=84$ ), wysyłający

promienie  $\alpha$  o zasięgu 6,5 *cm*. Na podstawie tego zasięgu oceniamy, że okres wynosi około  $5 \cdot 10^{-3}$  *sek*.

Aktywność  $C''$  jest to izotop talu ( $Z = 81$ ).  $AcC''$  wysyła promienie  $\beta$ , tworzące najbardziej przenikliwą grupę promieni  $\beta$  w rodzinie aktywności i używane zazwyczaj dla oznaczania aktywności. W przypadku preparatów bardzo aktywnych można posługiwać się w tym celu dosyć przenikliwymi promieniami  $\gamma$ , które są również wysyłane przez  $AcC''$ .

Okres  $AcC''$  wyznaczony na podstawie szybkości zaniku wynosi 4,76 *min*. Ponieważ ten okres nie jest znikomym małym w porównaniu z okresem  $AcB$ , przeto stosunek  $AcC''/AcC$  badany podczas zanikania osadu aktywnego różni się od stosunku obserwowanego w stanie równowagi z aktywnością lub nawet z radioaktywnością lub aktywnością  $X$ . Jeżeli stosunek  $I'_\alpha/I'_\beta$  prądów jonowych, wytworzonych przez promienie  $\alpha$   $AcC$  (pochłonięte całkowicie w powietrzu) i promienie  $\beta$   $AcC'$  (wykorzystane w danej komorze), został wyznaczony doświadczalnie w przypadku osadu aktywnego, to można wyliczyć stosunek  $I_\alpha/I_\beta$ , odpowiadający równym liczbom przemian  $AcC$  i  $AcC''$  w jednostce czasu mnożąc stosunek  $I'_\alpha/I'_\beta$  przez  $c''/(c'' - b) = 1,15$ , gdzie  $b$  jest to stała zaniku  $AcB$ ,  $c''$  zaś stała  $AcC''$ .

Powstawanie  $AcC$  w osadzie składającym się z  $AcB$ ,  $AcC$  i  $AcC''$  (zaniedbujemy  $AcC'$ , którego ilość jest bardzo mała) możemy traktować jako zagadnienie dwóch substancji; powstawanie zaś  $AcC''$  — jako zagadnienie trzech substancji. Dane służące do obliczeń tego rodzaju znajdują się na tablicy 15 Przypisów.

### § 134. Ewolucja rodziny aktywności.

Przebieg tej ewolucji jest dobrze znany dopiero począwszy od protaktynu traktowanego jako substancja macierzysta, której czas życia jest znacznie dłuższy od czasu życia pierwiastków pochodnych. Ponieważ okres aktywności jest znacznie dłuższy od okresu następnych pochodnych, przeto ta ewolucja może być traktowana jako zagadnienie dwóch substancji, mianowicie protaktynu oraz grupy składającej się z aktywności i z jego pochodnych. Ilość aktywności przechodzi przez maximum po upływie około 50 *lat* i następnie zmniejsza się proporcjonalnie do ilości protaktynu.

Przechodząc z kolei do substancji macierzystej protaktynu, którą nazywamy  $UIII$  lub  $AcU$ , stwierdzamy, że ta substancja musi posiadać bardzo długi czas życia, skoro znajdujemy ją jeszcze w chwili obecnej w minerałach. Oceniamy, że okres  $AcU$  jest zawarty pomiędzy  $10^8$  i  $10^9$  *lat*. Ponieważ na ogół mieszaniny izotopowe różnego pochodzenia charakteryzują się stałością stosunków między składnikami, przeto jest rzeczą prawdopodobną, że w epoce, w której powstawał uran, stosunek  $AcU/UI$  był jednakowy we wszystkich częściach kuli ziemskiej. Jeżeli stałe zaniku pozostawały zawsze niezmiennie, to wspomniany stosunek powinien był zmniejszać się z czasem we wszystkich starych niezmiennych

minerałach w jednakowy sposób, a zatem zachować do chwili obecnej wartość wszędzie jednakową. To samo powinno stosować się do stosunków  $Pa/U$  i  $Ac/U$ . Doświadczenie potwierdza te wnioski, chociaż pomiędzy wynikami doświadczalnymi istnieją jeszcze rozbieżności.

Jeżeli domniemany rodzic  $Pa$ , tj.  $U_{III}$ , czyli  $AcU$  (za pośrednictwem  $UY?$ ), posiada ciężar atomowy 235 oraz okres krótszy od okresu  $UI$ , to zanikanie rodziny aktynu w minerałach powinno odbywać się szybciej niż zanikanie rodziny radowej. Jeżeli jednak istnieje jeszcze inna substancja macierzysta, o większym ciężarze atomowym, wynoszącym 239, to nie można o tej sprawie powiedzieć nic pewnego.

Tak czy inaczej ewolucja w całej rodzinie zaczynając od  $AcU$  mogłaby być rozpatrywana w przybliżeniu jako zagadnienie dwóch substancji, mianowicie  $AcU$  oraz  $Pa$  traktowanego jako jeden pierwiastek razem ze wszystkimi pochodnymi. Równowaga między  $AcU$  i  $Pa$  powinna była nastąpić po upływie 200000 lat, tj. czasu znikomo małego wobec wieku większości minerałów.

---



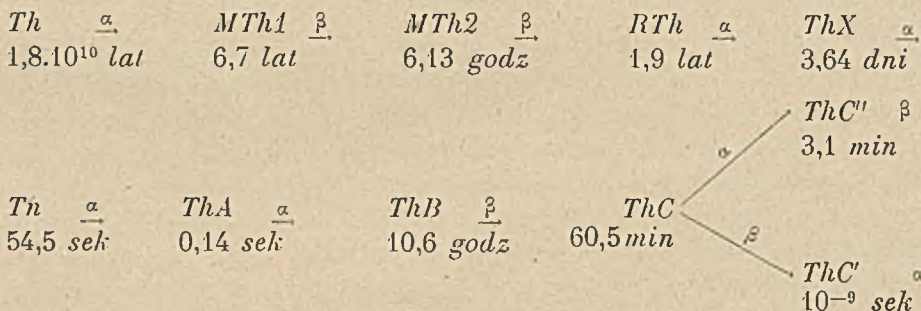
## ROZDZIAŁ XXVI

### RODZINA TOROWA

#### § 135. Skład rodziny. Tor.

Pierwszy pierwiastek tej rodziny jest to tor. Nieprawidłowości dostrzeżone w pomiarach aktywności toru doprowadziły do odkrycia emanacji toru, czyli toronu, oraz osadu aktywnego powstającego w przemianie toronu. Próby, mające na celu sprawdzenie czy aktywność związków torowych powinna być przypisana samemu torowi, dały w wyniku oddzielenie toru X. Wreszcie przeróbka torianitu w celu wydobycia radu doprowadziła do odkrycia mezotoru i radiotoru. W następstwie przekonano się, że mezotor jest to ciało złożone z dwóch ciał, które otrzymały nazwę mezotoru 1 i mezotoru 2.

Podajemy schemat stosunków genetycznych ze wskazaniem rodzajów przemian i okresów.



Tor jest to pierwiastek znany od dawna, zajmujący w czwartej grupie i w ostatnim wierszu układu periodycznego miejsce oznaczone liczbą atomową  $Z = 90$ . Według najnowszych danych ciężar atomowy toru wynosi 232,12. Tor znajduje się w minerałach zazwyczaj obok uranu i rzadkich ziem. Jest on używany w przemyśle do wyrabiania koszulek gazowo-żarowych. Najczęściej eksploatowany jest monazyt, fosforan toru i rzadkich ziem, zawierający stosunkowo małą ilość (od 1 do 10%) tlenku torowego, znajdujący w stanie rozproszenia w tzw. piaskach monazytowych, pochodzących głównie z Brazylii. W § 42 był opisany sposób przeróbki minerału w celu wydobycia toru i mezotoru.

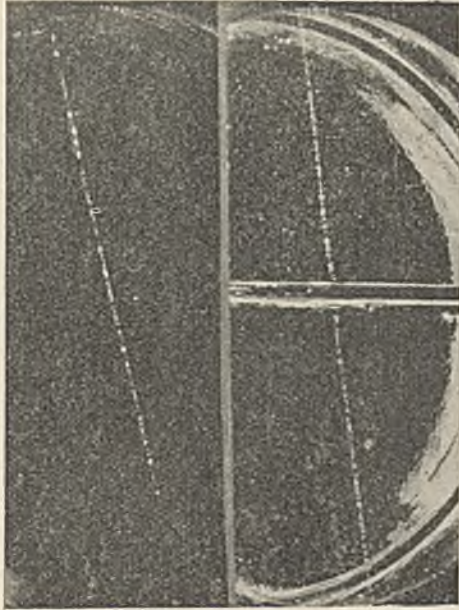


Fig. 1.

Fig. 2.

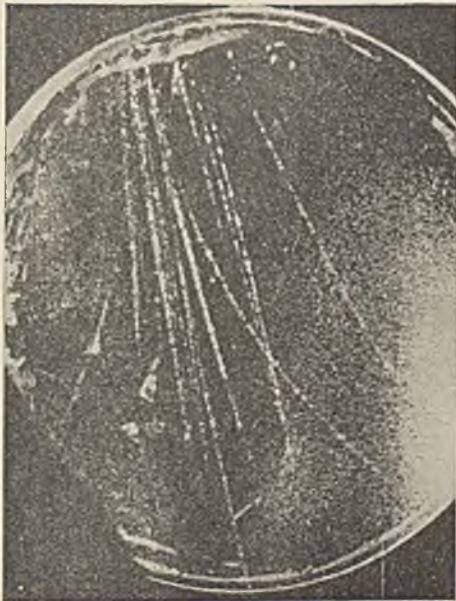


Fig. 3.

Fig. 1. Tor prosty, energia  $10^9$  ew.,  $H = 2000$  oerst.

Fig. 2. Tor prosty cząstki przechodzącej przez płytkę ołowianą. Energia  $> 3 \cdot 10^8$  ew.,  $H = 2000$  oerst.

Fig. 3. Pęcz 16 torów. Pole 3100 oerst. Na lewo dwa tory elektronów o energii zbliżonej do  $15 \cdot 10^6$  ew., na prawo dwa tory pozytonów o energiach  $12 \cdot 10^6$  ew. i  $45 \cdot 10^6$  ew.

Fig. 1, 2, 3. Z pracy Blacketta i Occhialini'ego, Proc. Roy. Soc. 139 (1933).



Charakter przemian promieniotwórczych rodziny torowej sprawia, że jest rzeczą bardzo trudną otrzymać tor bez ciał pochodnych (por. § 139). Oprócz tych ostatnich tor może zawierać inną domieszkę promieniotwórczą w postaci własnego izotopu jonu, który zazwyczaj znajduje się również w minerałach torowych i pochodzi od zawartego w tych minerałach uranu. Z tego powodu dane dotyczące promieniowania i okresu toru są jeszcze niezbyt dokładne.

Tor wysyła jedną grupę promieni  $\alpha$ , których zasięg w powietrzu w  $15^\circ$  pod ciśnieniem normalnym wynosi 2,6 *cm*. Jest to ciało bardzo długotrwałe, toteż dla wyznaczenia okresu musimy posługiwać się liczeniem cząstek  $\alpha$ . Jeżeli źródłem tych cząstek jest preparat *Th* w równowadze z pierwiastkami pochodnymi, to zliczone cząstki  $\alpha$  należą w równych ilościach do 6 grup cząstek  $\alpha$ . W najnowszych pracach wykonanych w ten sposób znaleziono, że okres *T* wynosi  $1,8 \cdot 10^{10}$  lat. Liczby tego samego rzędu wielkości otrzymano drogą mierzenia prądu jonowego, wytwarzanego przez bardzo cienkie warstwy substancji.

Inna metoda polega na tym, że w mineralu nie zawierającym zwykłego ołowiu oznacza się z jednej strony stosunek  $Th/U$ , z drugiej zaś strony stosunek  $Pb_U/Pb_{Th}$ , gdzie  $Pb_U$  i  $Pb_{Th}$  są to ilości ołowiu wytworzonego wskutek przemiany *U* i *Th* od chwili powstania mineralu. W założeniu, że ciężary atomowe ołowiu są znane, możemy oznaczyć stosunek ilości obu rodzajów ołowiu na podstawie średniego ciężaru atomowego ich mieszaniny (por. § 140). Badanie kilku próbek dobrze wykrystalizowanego torianitu dało następujące wyniki (*G. Kirsch*). Zawartość uranu wynosiła 11,8%, toru — 68,9%, ołowiu — 2,34%; średni ciężar atomowy ołowiu wynosił 207,2, tj. równał się ciężarowi atomowemu zwykłego ołowiu. Na tej podstawie obliczamy, że względne ilości ołowiu uranowego (ciężar atomowy 206) i ołowiu torowego (ciężar atomowy 208) wynoszą 0,96% i 1,38%. Z tego wynika, że  $Pb_U/U = 0,0815$ ;  $Pb_{Th}/Th = 0,020$ . Przechodząc z kolei do liczby atomów mnożymy pierwszy stosunek przez  $238,2/226 = 1,15$ , drugi zaś przez  $232,1/208 = 1,12$ . Otrzymujemy wreszcie w przybliżeniu:

$$\lambda_{UI}/\lambda_{Th} = 1,15 \cdot 0,0815/1,12 \cdot 0,02 = 4,2.$$

Zanik *Th* jest cztery razy powolniejszy od zaniku *UI*, okres *Th* wynosi zatem  $1,8 \cdot 10^{10}$  lat w założeniu, że okres *UI* wynosi  $4,4 \cdot 10^9$  lat. Wobec tego, że ten rachunek jest przybliżony, ilość przeobrażonej substancji promieniotwórczej została odniesiona do ilości końcowej zamiast początkowej.

### § 136. Mezotor 1 i mezotor 2.

Mezotor 1, pierwszy pochodny pierwiastek toru, jest to izotop radu i bywa oddzielany razem z radem z minerałów torowych, zawierających zawsze nieco uranu. Liczba atomowa wynosi  $Z = 88$ , ciężar atomowy zaś około 228. Mezotor jest otrzymywany w przemyśle jako produkt uboczny wyodrębniania toru (§ 42). Mezotor nie posiada dostrzegalnego

promieniowania, przypisujemy mu jednak emisję jądrowych promieni  $\beta$  małej energii, towarzyszących przemianie promieniotwórczej. W tej przemianie powstaje mezotor 2, którego okres jest znacznie krótszy od okresu mezotoru 1 i który osiąga stan równowagi w ciągu 2 dni. Mezotor 2 wysyła promienie  $\beta$  i bardzo przenikliwe promienie  $\gamma$ ; jest to izotop aktynu i może być oddzielony od *MTh1* drogą strącenia amoniakiem w obecności porywacza.

Okres *MTh2* może być wyznaczony drogą badania zaniku preparatów nie zawierających domieszek promieniotwórczych. Te pomiary mogą być z łatwością wykonywane za pomocą promieniowania  $\gamma$ , jeżeli aktywność substancji jest dostateczna. Obecnie przyjęta wartość okresu wynosi 6,13 *godz.* Pomiary promieniowania  $\gamma$  *MTh2*, którego równowaga z *MTh1* ustala się szybko, mogą służyć do oznaczania ilości *MTh1*. Tę metodę oznaczania komplikuje obecność radu oraz radioru i jego pochodnych. Badanie krzywej zmian promieniowania  $\gamma$  w czasie pozwala oznaczyć okres mezotoru 1, wynoszący 5,7 *lat* (por. § 139).

Ponieważ *MTh1* wydziela się z minerału razem z mieszaniną *Ba* i *Ra*, i ponieważ frakcjonowanie usuwające *Ba* nie zmienia stosunku *MTh2/Ra*, przeto ten stosunek zmienia się tylko dlatego, że zanik *MTh1* jest szybszy od zaniku *Ra*. Jeżeli *Ba* został usunięty całkowicie, substancja pozostała składa się ilościowo prawie wyłącznie z radu; względna zawartość mezotoru 1 jest zawsze bardzo mała, nawet w chwili początkowej, a jednak pochodzące od niego promieniowanie  $\gamma$  może być silniejsze od promieniowania  $\gamma$  radu.

Weźmy jako przykład monazyt zawierający  $x\%$  uranu i  $y\%$  toru. Liczba atomów uranu lub radu w równowadze z uranem, ulegających przemianie w jednostce czasu, jest proporcjonalna do  $x\lambda_U/A_U$ ; analogiczna liczba dotycząca toru i pozostającego z nim w równowadze mezotoru 1 jest proporcjonalna do  $y\lambda_{Th}/A_{Th}$ . W założeniu, że mieszanina *Ra* + *MTh1* została wydobyta dość szybko, by można było zaniedbać zanik *MTh1*, znajdujemy, że liczby atomowych przemian *MTh1* i *Ra* pozostają względem siebie w stosunku  $y\lambda_{Th}A_U/x\lambda_UA_{Th}$ . Jeżeli  $x = 1$ ,  $y = 10$ , stosunek ten wynosi 2,5, z czego wynika, że w komorze jonizacyjnej do promieni  $\gamma$ , w której współczynniki aktywności *Ra*, działającego za pośrednictwem *RaC*, i *MTh1*, działającego za pośrednictwem *MTh2* są jednakowe, promieniowanie  $\gamma$  *MTh2* w równowadze z *MTh1* powinno być 2,5 razy silniejsze od promieniowania  $\gamma$  *RaC* w równowadze z *Ra*. Ponieważ jednak okres *MTh1* wynosi 6,7 *lat*, okres zaś *Ra* — 1600 *lat*, przeto stosunek liczb atomów obu rodzajów równa się  $2,5 \cdot 6,7/1600$ , tj. około 0,01; początkowa zawartość *MTh1* w mieszaninie wynosi zatem zaledwie około 1% zawartości radu. Obliczamy, że minerał zawiera na tonę toru 0,3 *mg MTh1* i 34 *mg Ra*, gdy tymczasem na podstawie promieniowania  $\gamma$  *MTh2* w stanie równowagi stwierdzamy, że ilość *MTh2* towarzyszącego 34 *mg Ra* jest równoważna  $2,5 \cdot 34$ , tj. 85 *mg Ra*.

Przeróbka wielkich ilości minerału dla otrzymywania mezotoru daje wyniki w przybliżeniu zgodne z powyższymi obliczeniami, nie posiadamy jednak dokładnych wiadomości o tej sprawie.

Z soli torowych, oczyszczonych po ich sporządzeniu, można otrzymać mezotor 1 nie zawierający, praktycznie biorąc, radu; te sole są pozbawione uranu i radu, lecz jon nie został oddzielony. Powstawanie *MTh1* odbywa się znacznie szybciej niż radu; po upływie czasu równego okresowi *MTh1*, tj. 6,7 lat, otrzymamy połowę ilości *MTh1* odpowiadającej równowadze z torem, natomiast ilość *Ra* utworzona w ciągu tego samego czasu wyniesie tylko bardzo mały ułamek (około 0,00006) ilości, która mogłaby być wydobyta razem z mezotorem z minerału użytego dla otrzymania danej ilości soli toru. Szybkość powstawania *MTh1* jest wystarczająca, aby opłacało się otrzymywanie *MTh1* w skali przemysłowej za pomocą wspomnianej metody, w której rolę surowca odgrywałyby wielkie ilości toru.

### § 137. Radiotor. Tor X.

Radiotor został odkryty w najbardziej rozpuszczalnych frakcjach, otrzymywanych podczas cząstkowej krystalizacji radonośnego baru, pochodzącego z torianitu (§§ 39 i 42). Radiotor jest to izotop toru ( $Z = 90$ ) i wydziela się razem z torem z minerałów. Jeżeli jednak wydobyto z minerału starannie oczyszczoną mieszaninę *MTh1* + *Ra*, to ta mieszanina nie zawiera toru; toteż radiotor, nagromadzający się jako produkt przemiany mezotoru, może być wydzielony bez toru w bardzo kwaśnym roztworze, w którym odbywa się krystalizacja chlorków. W celu strącenia radiotoru z tego roztworu można używać  $NH_3$  lub  $H_2O_2$  w obecności odpowiednio dobranego porywacza. Jednocześnie oddzielane radio-pierwiastki: *ThB*, *ThC*, *RaB*, *RaC* mogą być łatwo strącone jako siarczki w kwaśnym roztworze, w którym pozostaje *RTh*. Pierwiastek pochodzący bezpośrednio od *RTh* jest to *ThX*, który pozostaje w roztworze, gdy *RTh* strącamy  $NH_3$ . W ten sposób można otrzymać *RTh* bez wszelkich domieszek promieniotwórczych; jego domniemany ciężar atomowy wynosi 224.

Radiotor wysyła jedną grupę cząstek  $\alpha$ , których zasięg w powietrzu w  $15^\circ$  pod ciśnieniem normalnym wynosi 4,02 cm. Jest jednak rzeczą prawdopodobną, że istnieje jeszcze inna grupa. Radiotor wysyła również promieniowanie  $\beta$  i promieniowanie  $\gamma$ ; promienie  $\gamma$  należą, jak się zdaje, do serii *K* powstającego pierwiastka  $Z = 88$ , wzbudzonej działaniem promieni  $\alpha$ , promienie  $\beta$  zaś składają się z 6 grup fotoelektronów związanych z tymi promieniami  $\gamma$ .

Radiotor daje początek szeregowi stosunkowo krótkotrwałych pierwiastków pochodnych i jeżeli toron nie może wydzielać się na zewnątrz, równowaga ustala się po upływie około miesiąca. W miarę narastania aktywnego osadu toronu pojawiają się promienie  $\beta$  i bardzo przenikliwe promienie  $\gamma$ ; te ostatnie są używane do oznaczania radiotoru.

Okres radiotoru został wyznaczony drogą badania zaniku promienio-

wania  $\gamma$  osadu aktywnego w równowadze  $RTh$ . Obecnie przyjęta wartość wynosi 1,9 lat.

Radiotor jest otrzymywany w przemyśle w dosyć znacznych ilościach i bywa używany do sporządzania świetlnych barw, oraz znajduje zastosowanie w lecznictwie jako źródło toru  $X$ . Najprostszy sposób otrzymywania radiotoru polega na wytrącaniu go od czasu do czasu z mezotoru, który jest jego substancją macierzystą. Znajdujemy radiotor w osadach niektórych źródeł leczniczych; w tym przypadku wody zawierają również mezotor.

W laboratoriach używa się radiotoru dla otrzymywania toronu, który powstaje z pierwiastka pochodnego  $ThX$ . Wydzielanie toronu pozwala zbierać aktywny osad toru na powierzchniach ciał umieszczonych w tym celu w pobliżu preparatu; jest rzeczą wskazaną nadawać tym powierzchniom ujemny ładunek.

W celu otrzymania toru  $X$  strąca się tor z roztworu amoniakiem; tor  $X$  pozostaje w roztworze. Ponieważ jednak tor  $X$  jest to pierwiastek bezpośrednio pochodzący od  $RTh$ , przeto można go również otrzymać ze skoncentrowanych roztworów  $RTh$  za pomocą reakcyj, służących do oddzielania soli torowych.

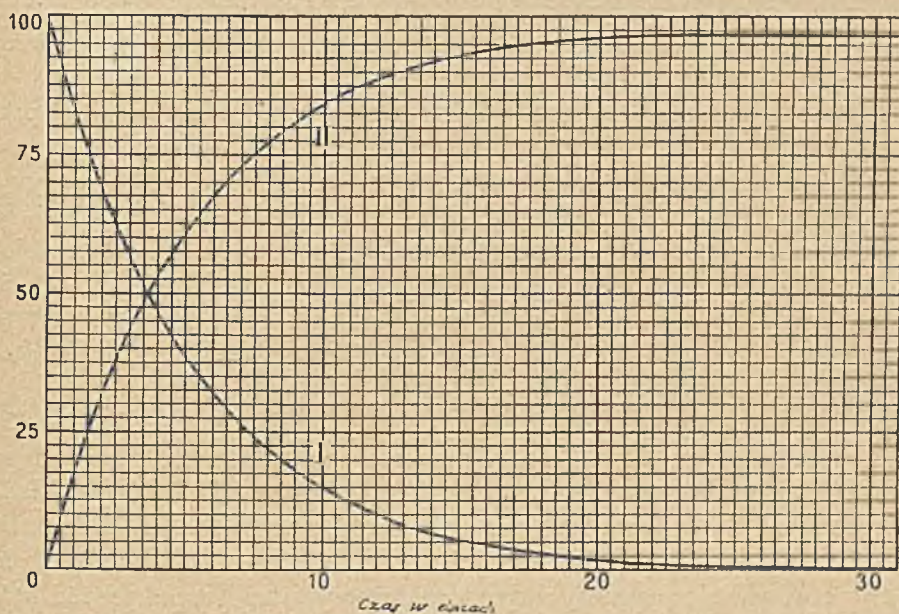
Tor  $X$  jest to izotop radu i mezotoru 1. Jeżeli zatem oddzielamy sole torowe, to towarzyszy mu  $MTh1$ ; natomiast posługując się radiotorem otrzymujemy tor  $X$  bez  $MTh1$ . Domniemany ciężar atomowy  $ThX$  wynosi 220.

Tor  $X$  wytwarza bezpośrednio toron, z którego powstaje osad aktywny; równowaga z tymi pochodnymi ustala się w ciągu 3 dni. Możemy usunąć pochodne  $ThX$  przepuszczając prąd powietrza, który nieustannie porywa powstający toron i strącając składniki aktywnego osadu za pomocą  $H_2S$  lub  $NH_3$ . Stwierdzamy, że czysty  $ThX$  wysyła jedną grupę cząstek  $\alpha$  o zasięgu 4,35  $cm$  w powietrzu w  $15^\circ$  i pod ciśnieniem normalnym.

Toron i tor  $A$  tworzą się w ciągu około 10 minut, a wraz z nimi powstają nowe grupy promieni  $\alpha$ ; tor  $B$  razem z następującymi po nim pochodnymi tworzy się znacznie powolniej, co się zaznacza stopniowym przyrostem dodatkowych grup promieni  $\alpha$ , promieni  $\beta$  oraz bardzo przenikliwych promieni  $\gamma$ . Promieniowanie  $\alpha$  preparatu  $ThX$  wzrasta przeto od pewnej wartości początkowej aż do maximum i następnie zmniejsza się zgodnie z okresem  $ThX$ . Promieniowanie  $\beta$  i  $\gamma$  posiada natężenie z początku równe 0, po czym przechodzi również przez maximum i zanika według tego samego prawa granicznego, co poprzednio; to prawo charakteryzuje się okresem toru  $X$ , wynoszącym 3,64 dni. W pierwszym przybliżeniu można opisać powstawanie aktywnego osadu jako zagadnienie dwóch substancyj, z których jedna jest to grupa  $ThX$ ,  $Tn$  i  $ThA$ , druga zaś  $ThB$  w równowadze z  $ThC$ ,  $ThC'$  i  $ThC''$ . Z tego wynika, że maximum promieniowania  $\beta$  i  $\gamma$  jest osiągnięte w tej samej chwili co maximum  $ThB$ ,

mianowicie po upływie około 40 godzin (przyjmujemy jako okres  $ThB$  10,6 godzin). Maximum promieniowania  $\alpha$  odpowiada wcześniejszej chwili, zależnej od stopnia, w jakim różne grupy promieni  $\alpha$  są zużytkowane w komorze jonizacyjnej. Po upływie 40 dni ilość  $ThX$  spada do  $5 \cdot 10^{-4}$  ilości początkowej.

Powstawanie  $ThX$  w solach torowych odbywa się zgodnie z prawem  $q = q_{\infty}(1 - e^{-\lambda t})$ , gdzie  $q_{\infty}$  jest to ilość graniczna,  $q$  — ilość nagromadzona w chwili  $t$ ,  $\lambda$  zaś — stała zaniku  $ThX$ . Rolę substancyj pośrednich od-



Rys. 166. I — zanik  $ThX$ . II — powstawanie  $ThX$  z  $RTh$ . Krzywa I — liczba atomów  $ThX$  zanikających w jednostce czasu, w procentach liczby początkowej. Krzywa II — liczba atomów  $ThX$  zanikających w jednostce czasu w założeniu, że w chwili  $t=0$  liczba atomów  $RTh$  zanikających w jednostce czasu jest równa 100.

grywają w tym przypadku  $MTh$  i  $RTh$ ; ta ostatnia substancja jest używana do sporządzania  $ThX$  służącego w lecznictwie do wstrzyknięć. Powstawanie  $ThX$  z  $RTh$  odbywa się również zgodnie z powyższym prawem, gdyż okres  $ThX$  jest mały wobec okresu  $RTh$  (rys. 166).

Jeżeli strącamy  $RTh$  wodą utlenioną zamiast amoniakiem, to osad aktywny pozostaje w roztworze razem z  $ThX$ , co daje większą aktywność początkową.

Można otrzymać  $ThX$  z  $RTh$  za pomocą odskoku; wyrzucane atomy unoszą dodatni ładunek i mogą być zebrane przy pomocy pola elektrycznego.



## § 138. Toron i osad aktywny toronu.

Toron jest to gaz promieniotwórczy, izotop radonu ( $Z=86$ ). Właściwości toronu zostały opisane w rozdziale IX. Okres wynosi 54,5 *sek.* Domniemany ciężar atomowy wynosi 220. Jest to pierwiastek bezpośrednio pochodzący od *ThX*. Dla otrzymywania osadu aktywnego jest jednak rzeczą korzystniejszą używać preparatu *RTh*, którego trwanie jest znacznie dłuższe i który bywa zazwyczaj przechowywany w postaci wodorotlenku, niekiedy zmieszanego z wodorotlenkiem żelazowym lub innymi substancjami w stanie wielkiego rozproszenia.

Można również otrzymywać toron z *ThX* za pomocą odskoku; w tym przypadku jednak wyrzucane atomy nie są naładowane ani w powietrzu, ani w żadnym innym gazie.

Tor wysyła cząstki  $\alpha$  o zasięgu 5,06 *cm* w powietrzu w 15° i pod ciśnieniem normalnym.

W doświadczeniach wykonywanych z toronem dużą rolę odgrywa krótkotrwały pierwiastek pochodny, tor *A*, którego nie można oddzielić w dostrzegalnej ilości od toronu. Okres *ThA* wynosi 0,14 *sek.*, promieniowanie składa się z cząstek  $\alpha$  o zasięgu 5,48 *cm* w powietrzu w 15° pod ciśnieniem normalnym. Analogia z *RaA* wskazuje, że tor *A* jest to izotop polonu i zajmuje miejsce oznaczone liczbą  $Z=84$ . Ciężar atomowy *ThA* wynosi 216.

Tor *B* powstający w przemianie toru *A* jest to izotop ołowiu ( $Z=82$ ), o ciężarze atomowym 216. Okres wyznaczony na podstawie granicznego prawa zaniku osadu aktywnego wynosi 10,6 *godz.* Promieniowanie składa się z promieni  $\beta$  i z promieni  $\gamma$ , na ogół łatwo pochłanianych przez materię. Średni współczynnik absorpcji promieni  $\beta$  w *Al* wynosi około 153 *cm<sup>-1</sup>*; w widmie magnetycznym znajdujemy kilka grup, spośród których wyróżniają się nateżeniem grupy o energii 150 *ekw* i 225 *ekw* ( $\beta = 0,636$  i 0,720). Promieniowanie  $\beta$  składa się ponadto z widma ciągłego, utworzonego z elektronów powstających bezpośrednio w przemianie. Jądrowe promienie  $\gamma$  składają się z grup, z których najbardziej przenikliwa posiada długość fali około 41 *j.X* i energię około 300 *ekw*.

Tor *C*, pierwiastek bezpośrednio pochodzący od toru *B*, jest to izotop bizmutu ( $Z=83$ ) o ciężarze atomowym 212 i może być otrzymany z roztworu osadu aktywnego drogą osadzania na niklu. Na podstawie szybkości zanikania toru *C* w równowadze z pochodnymi znajdujemy, że okres wynosi 60,5 *min.* Promieniowanie toru *C* składa się z dwóch głównych grup cząstek  $\alpha$ , o zasięgach 4,72 *cm* i 8,61 *cm* w powietrzu w 15° pod ciśnieniem normalnym (por. rys. 92 i 105), oraz promieni  $\beta$  i  $\gamma$ .

Liczenie cząstek  $\alpha$  za pomocą metody scyntylicyjnej oraz metody torów mgiełkowych wykazało, że na 35% cząstek o zasięgu 4,7 *cm* przypada 65% o zasięgu 8,6 *cm*. Ponadto istnieją w bardzo małej ilości cząstki o bardzo długim zasięgu 9,8 *cm* i 11,7 *cm*.

Grupę o zasięgu 4,7 *cm* przypisujemy *ThC*, natomiast pochodzenie

grupy 8,6 *cm* upatrujemy w pierwiastku pochodnym  $ThC'$ , którego życie jest niezmiernie krótkie i który powstaje z  $ThC$  drogą przemiany obejmującej 65% całkowitej liczby atomów i połączonej z emisją promieni  $\beta$ . Na podstawie długości zasięgu cząstek  $\alpha$  wnioskujemy, że okres  $ThC'$  jest krótszy od  $10^{-6}$  *sek.*

Promienie  $\alpha$   $ThC$  nie są jednorodne, lecz posiadają subtelną budowę i składają się z 6 grup; największa i najmniejsza prędkość różnią się o około 4% (§ 69, tabl. IX, fig. 4 i 6).

$ThC''$  jest to izotop talu ( $Z = 81$ ), powstaje z  $ThC$  drogą przemiany obejmującej 35% całkowitej liczby atomów i związanej z emisją promieni  $\alpha$  i może być otrzymany za pomocą odskoku towarzyszącego tej przemianie. Promieniowanie  $ThC''$  składa się z promieni  $\beta$  i  $\gamma$ ; okres zmierzony na podstawie szybkości zaniku wynosi 3,1 *min.*

Promieniowanie  $\beta$  i  $\gamma$  pochodzi od  $ThC$  oraz  $ThC''$ . Dokładne oznaczenie udziału obu tych substancyj jest utrudnione z powodu krótkości życia  $ThC''$ . To promieniowanie zawiera najszybsze promienie  $\beta$  i najbardziej przenikliwe promienie  $\gamma$ , jakie znamy w rodzinie torowej; współczynniki absorpcji w glinie wynoszą  $\mu = 14,4$   $cm^{-1}$  (promienie  $\beta$   $ThC$ ) i  $\mu = 21,6$   $cm^{-1}$  (promienie  $\beta$   $ThC''$ ). Promienie  $\gamma$  pochodzą od  $ThC$  i  $ThC''$ , ich współczynnik absorpcji w ołowiu wynosi  $0,46$   $cm^{-1}$ . Granice energii promieni  $\beta$  i  $\gamma$ , odpowiadające tym współczynnikom absorpcji, są tego samego rzędu wielkości, co w przypadku  $RaC$ , tj. rzędu kilku milionów elektronowoltów.

Ewolucja aktywnego osadu toru może być traktowana jako zagadnienie dwóch substancyj, z których jedna jest to  $ThB$ , wytwarzający  $ThC$  w równowadze z  $ThC'$  i  $ThC''$ . Jeżeli w chwili początkowej  $ThB$  jest wolny od  $ThC$ , to ilość tego ostaniego przechodzi przez maximum po upływie 3,8 *godzin.* Osad aktywny zanika do 1% początkowej ilości po upływie 3 *dni.*

Zależność pomiędzy promieniowaniem  $\alpha$  i promieniowaniem  $\gamma$   $ThC'$  była przedmiotem badań mających na celu opracowanie metody oznaczania preparatów torowych. Zazwyczaj wyrażamy natężenie promieniowania  $\gamma$  jako równoważną liczbę miligramów  $Ra$ . Ponieważ jednak przenikliwość promieni  $\gamma$   $RaC$  jest różna od przenikliwości promieni  $\gamma$   $ThC''$ , przeto otrzymane liczby są zależne od rodzaju aparatury, w szczególności zaś od grubości ołowiu użytego jako filtr. Dla przykładu podamy, że jeżeli natężenie promieni  $\gamma$  mierzy się po przejściu przez 10 *mm* ołowiu, to preparat  $Th(C + C' + C'')$ , równoważny 1 *mg*  $Ra$  pod względem promieniowania  $\gamma$ , wysyła w sekundzie  $4,2 \cdot 10^7$  cząstek  $\alpha$ . Jeżeli ten preparat jest w równowadze z  $RTh$  lub  $ThX$ , to stosunek między liczbą cząstek  $\alpha$  i liczbą wyrażającą natężenie promieni  $\gamma$  jest nieco większy. W istocie, liczby atomów  $ThC''$  i  $ThC$  ulegających przemianie w jednostce czasu pozostają względem siebie w stosunku 1,05:1, jeżeli  $ThC''$  znajduje się w stanie równowagi przejściowej z  $ThC$ , natomiast są sobie równe w przypadku równowagi osadu z  $RTh$ ; preparat  $ThC''$  pozostający w równowadze z  $RTh$  i równoważny 1 *mg*  $Ra$  daje  $4,4 \cdot 10^7$  cząstek  $\alpha$  w sekundzie.

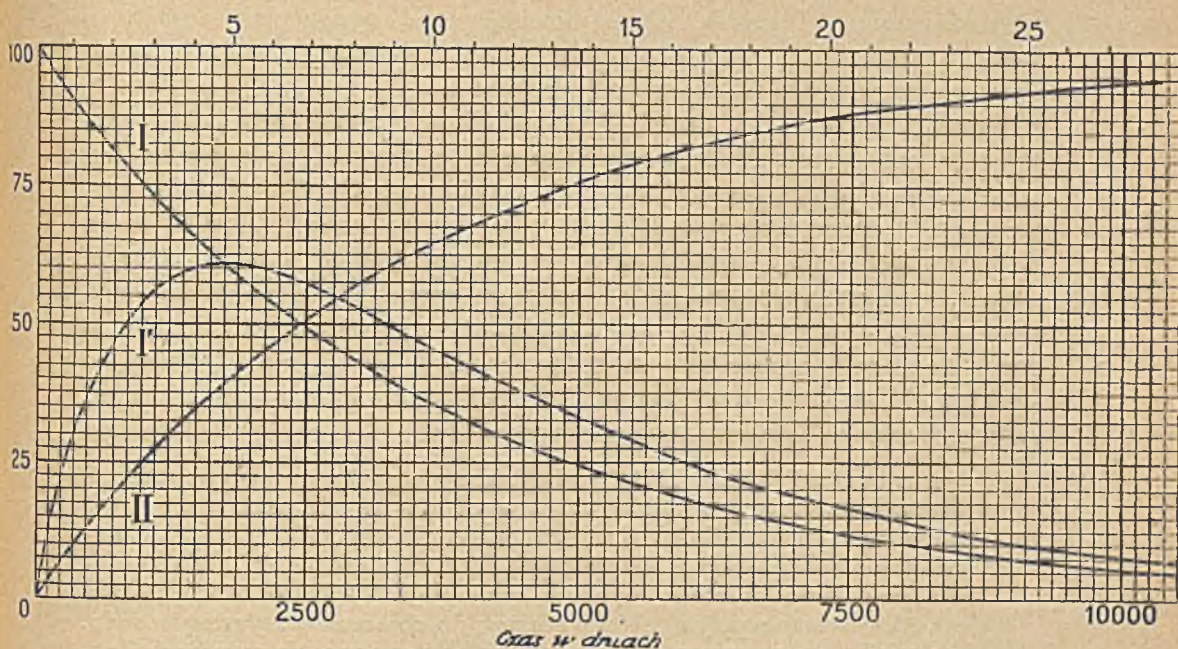
## § 139. Ewolucja toru i mezotoru.

Tor świeżo wydobyty z minerału jest wolny od mezotoru, zawiera jednak całkowitą ilość radioru, z którym pozostawał w równowadze. Po upływie około miesiąca od chwili wydobycia toru, radiotor znajduje się w stanie równowagi ze swymi pierwiastkami pochodnymi. Różnica pomiędzy obserwowanym w tych warunkach promieniowaniem i promieniowaniem toru w minerałach polega na tym, że w pierwszym przypadku brak promieni  $\beta$  i  $\gamma$  *MTh2* towarzyszącego *MTh1*; natomiast promieniowanie  $\alpha$  jest prawie jednakowe. Wszelako stan rzeczy istniejący w oddzielonej soli torowej nie jest trwały, gdyż zanik radioru nie jest skompensowany jego powstawaniem, wskutek czego ten pierwiastek zanika wraz ze swymi pochodnymi. Z drugiej strony ponieważ *MTh1* stopniowo odtwarza się, ilość *RTh* po przejściu przez minimum znowu wzrasta i po upływie 50 lat osiąga w przybliżeniu stan równowagi z *Th* i *MTh1*. Z punktu widzenia teoretycznego jest to zagadnienie trzech substancyj, z których pierwsza, *Th*, jest praktycznie biorąc niezmienna, druga jest to grupa *MTh1* + *MTh2*, o okresie 6,7 lat, trzecia zaś — *RTh* + + pochodne, o okresie 1,9 lat. Zaznaczmy, że po oddzieleniu *MTh* od *Th* w równowadze z *MTh1* + *RTh*, przemiany obu oddzielonych części odbywają się według prawa ewolucji uzupełniającej. Jeżeli zatem zaniedbamy zakłócenie początkowe, wynikające z tego, że razem z *MTh2* oddziela się również *ThX*, to zachowanie się obu części można przedstawić następującymi wzorami:

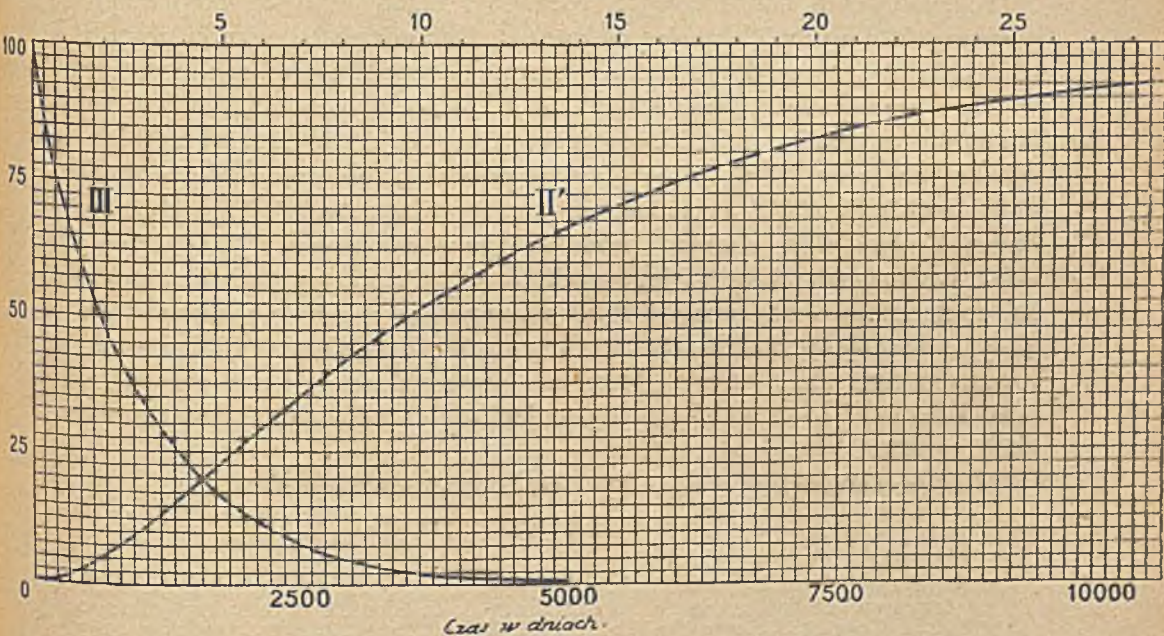
$$\begin{aligned} \text{I. } N_I &= N_\infty e^{-\lambda t}; N'_I = \lambda' N'_\infty (e^{-\lambda t} - e^{-\lambda' t}) / (\lambda' - \lambda), \\ \text{II. } N_{II} &= N_\infty (1 - e^{-\lambda t}); N'_{II} = N'_\infty [1 - \lambda' (e^{-\lambda t} - e^{-\lambda' t}) / (\lambda' - \lambda)], \end{aligned}$$

gdzie  $N$  i  $N'$  są to liczby atomów *MTh1* i *RTh*,  $N_\infty$  i  $N'_\infty$  są to te same liczby w stanie równowagi z *Th*,  $\lambda$  i  $\lambda'$  — stałe zaniku *MTh* i *RTh* ( $\lambda = 0,103 \text{ lat}^{-1}$ ,  $\lambda' = 0,365 \text{ lat}^{-1}$ ). Równania I opisują przemiany zachodzące w oddzielnym *MTh*, równania II dotyczą stanu rzeczy w *Th*, z którego wydzielono *MTh*. Łatwo zauważyć, że ilość *RTh* przechodzi przez maximum w części I i przez minimum w części II w tej samej chwili, mianowicie po upływie 4,83 lat (rys. 167 i 168).

Grupa *MTh1* + *MTh2* nie wysyła promieni  $\alpha$  i z tego powodu liczba cząstek  $\alpha$  wysyłanych w jednostce czasu przez frakcję I jest proporcjonalna do  $N'_I$ ; to samo można powiedzieć o wszystkich zjawiskach zależnych od promieniowania  $\alpha$ . Np. prąd jonowy pochodzący od promieni  $\alpha$  równa się z początku zeru, przechodzi przez maximum po upływie 4,83 lat i następnie zmniejsza się według prawa przechodzącego w granicy w prawo zaniku *MTh1*. Natomiast we frakcji II prąd jonowy wytworzony przez promienie  $\alpha$  składa się z dwóch części, z których jedna, pochodząca od *Th*, jest niezmienna w czasie, druga zaś, pochodząca od grupy *RTh* + pochodne, jest proporcjonalna do  $N'_{II}$ ; wartość początkowa



Rys. 167. I — zanik  $MThI$ . II — powstawanie  $MThI$  z  $Th$ . I' — powstawanie  $RTh$  z  $Th$ . Krzywa I — liczba atomów zanikających w jednostce czasu, w procentach liczby początkowej. Krzywa I' i II — liczby atomów  $RTh$  i  $MThI$  zanikających w jednostce czasu w założeniu, że w chwili  $t=0$  liczba atomów  $Th$  zanikających w jednostce czasu jest równa 100.



Rys. 168. II — powstawanie  $RTh$  z  $Th$ . III — zanik  $RTh$ . Krzywa II' — liczba atomów zanikających w jednostce czasu w założeniu, że w chwili  $t=0$  liczba atomów  $Th$  zanikających w jednostce czasu jest równa 100. Krzywa III — liczba atomów zanikających w jednostce czasu, w procentach liczby początkowej.

nie różni się od wartości obserwowanej przed wydobyciem mezotoru, następnie zmniejsza się, przechodzi przez minimum po 4,83 latach i stopniowo powraca do wartości pierwotnej.

Pomiary aktywności toru i jego pochodnych w minerałach i w czystych solach torowych dają wyniki zgodne z powyższymi obliczeniami, zresztą częściowo opartymi na tych pomiarach. Bardzo cienkie warstwy, sporządzane z różnych minerałów torowych: torianitu, torytu, oranżytu, monazytu dają prąd jonowy proporcjonalny do zawartości toru; musimy jednak uprzednio odjąć od tego prądu część pochodzącą od uranu i jego pochodnych, które znajdowały się w minerałach. Natomiast handlowe preparaty soli torowych dają prąd jonowy, który po przeliczeniu na gram toru jest zawsze słabszy od prądu dawanego przez  $Th$  w minerałach (*Boltwood*) i może wynosić tylko połowę tego ostatniego.

Analogiczne wyniki zostały otrzymane drogą badania wydzielanego toronu i powstającego osadu aktywnego; oba te zjawiska przebiegają proporcjonalnie do ilości  $RTh$  (za pośrednictwem  $ThX$ ). W tych doświadczeniach używano identycznych kuwek, z których każda zawierała jednakową objętość roztworu minerału lub soli towarowej; każda kuwetka była przykryta płytką służącą do zbierania aktywnego osadu. Znalezione, że promieniowanie  $\alpha$  płytek eksponowanych w ciągu jednakowego czasu w obecności roztworów różnych minerałów jest proporcjonalne do zawartości toru; natomiast sole torowe dawały po przeliczeniu na 1 g toru natężenie około 2 razy mniejsze (*Dadourian*).

Porównywanie soli torowych różnego i znanego wieku dostarczyło pierwszych danych o okresie mezotoru. Dokładniejsze wyniki zostały następnie otrzymane drogą badania promieniotwórczej ewolucji mezotoru w ciągu szeregu lat. Jeżeli stała  $\lambda$   $RTh$  została wyznaczona za pomocą pomiarów zaniku promieniotwórczego, który daje się łatwiej zaobserwować niż zanik  $MTh1$ , to równania I pozwalają obliczyć stałą promieniotwórczości  $\lambda$   $MTh1$  na podstawie pomiarów narastania  $RTh$ . Możemy obliczyć ilość  $RTh$  mierząc promieniowanie  $\alpha$  preparatu i odejmując część pochodzącą od radu i jego pochodnych. Pomiary promieniowania  $\gamma$  są dokładniejsze od pomiarów promieniowania  $\alpha$  głównie dlatego, że w tym przypadku można używać preparatów przechowywanych w zalutowanych rurkach, z których toron nie wydziela się. W tym przypadku jednak należy wziąć pod uwagę promieniowanie  $\gamma$  wysyłane przez grupę  $MTh1 + MTh2$ .

Promieniowanie  $\gamma$  może być przedstawione wzorem:

$$I = K\lambda N + K'\lambda'N'$$

gdzie  $K$  i  $K'$  są to współczynniki aktywności, tj. ładunki elektryczne, otrzymywane w komorze jonizacyjnej jako skutek przemiany jednego atomu  $MTh1$  oraz  $RTh$ . Ponieważ przenikliwość promieni  $\gamma$   $MTh2$  i  $ThC'$  nie jest jednakowa, przeto stosunek  $K/K'$  jest zależny od przyrządu pomiarowego, głównie zaś od grubości ołowiu użytego jako filtr. Sposób obliczania polega na tym, że dobiera się wartości  $\lambda$  i  $K/K'$  tak, aby

otrzymać dobrą zgodność z teoretycznym prawem ewolucji. Jeżeli mezotor zawiera rad, należy oznaczyć ilość tego ostatniego i odjąć natężenie promieniowania  $\gamma$  radu od natężenia całkowitego. Chwila przejścia przez maximum jest zależna od wartości stosunku  $K'/K$ . Kładąc  $\lambda = 0,103 \text{ lat}^{-1}$ ,  $\lambda' = 0,365 \text{ lat}^{-1}$  otrzymujemy następujące wartości czasu  $\tau$  odpowiadającego maximum w przypadku niektórych wartości  $K'/K$ .

$K'/K$	0,5	1,0	1,5	$\infty$
$\tau \text{ lat}$	1,43	2,76	3,34	4,83

Znaleziono, że jeżeli promienie  $\gamma$  przechodzą przez 5 mm ołowiu, wartość  $K'/K$  wynosi około 1,5; ten stosunek wzrasta wraz z grubością ołowiu. Ten wynik tłumaczymy jako skutek filtrowania promieni. Promienie  $\gamma$  *MTh2*, których współczynnik absorpcji wynosi  $0,64 \text{ cm}^{-1}$ , są usuwane przez dany ekran w większej ilości niż promienie  $\gamma$  *ThC''*, których  $\mu = 0,46 \text{ cm}^{-1}$ . Odwrotne zjawisko obserwujemy w przypadku, gdy mamy do czynienia z mieszaniną promieni  $\gamma$  *MTh2* i promieni  $\gamma$  *RaC*, których  $\mu = 0,5 \text{ cm}^{-1}$ . W tym przypadku stosunek  $K'/K_0$  aktywności przeliczonych na przemianę jednego atomu ( $K_0$  oznacza współczynnik aktywności *RaC*) zmniejsza się, gdy grubość zużytego ołowiu wzrasta.

Z tego wynika, że równoważnik  $x$  badanego promieniowania  $\gamma$  wyrażonego w *mg* radu zmienia się wraz z grubością ołowiu, mianowicie wzrasta w przypadku *RTh*, zmniejsza się zaś w przypadku *MTh*. Powstawanie *RTh* w preparatach *MTh* sprawia, że zmiany równoważnika  $x$  w zależności od grubości  $l$  stają się najpierw coraz mniejsze, a następnie zachodzą w odwrotnym kierunku.

Na poniższej tabelicy są podane według *Bothe*g ilości radu, stanowiące równoważnik preparatów *MTh* różnego wieku, nie zawierających radu, badanych przy użyciu filtrów różnych grubości. Zakładamy, że w chwili początkowej preparat nie zawiera *RTh*.

wiek w latach	0	1,0	2,0	3,0	4,0	5,0	6,0	8,0	10,0
$l = 0,5 \text{ cm}$	0,777	1,041	1,175	1,225	1,218	1,179	1,117	0,971	0,818
$l = 1,0 \text{ ,,}$	0,719	1,006	1,154	1,214	1,214	1,180	1,121	0,976	0,825
$l = 2,0 \text{ ,,}$	0,631	0,953	1,124	1,200	1,210	1,181	1,127	0,986	0,835
$l = 3,0 \text{ ,,}$	0,556	0,909	1,103	1,192	1,211	1,188	1,137	0,998	0,847
$l = 4,0 \text{ ,,}$	0,494	0,879	1,091	1,194	1,220	1,203	1,154	1,016	0,864
$l = 5,0 \text{ ,,}$	0,448	0,857	1,087	1,200	1,233	1,219	1,172	1,035	0,881

Jak widać z tych liczb, zmienność równoważnika  $x$  w zależności od  $l$  i od wieku preparatu jest wyraźnie zaznaczona, zwłaszcza w przypadku świeżego preparatu (wiek mniejszy od 2 lat) i w nieco mniejszym stopniu w przypadku starego preparatu (ponad 6 lat). Natomiast równoważnik  $x$  preparatów mających od 3 do 5 lat jest prawie niezmienny; we wszystkich zaś przypadkach obecność *Ra* w preparacie sprawia, że wielkość  $x$  jest lepiej określona. Badając bardzo dokładnie absorpcję promieniowania można do pewnego stopnia ocenić względną zawartość *Ra*, *MTh* i *RTh* w preparacie przechowywanym w zalutowanej rurce. Wyniki są pewniejsze, jeżeli istnieje możliwość wykonywania pomiarów w ciągu kilku miesięcy.

Weźmy wreszcie pod uwagę zmiany ilości ciepła wydzielanego przez preparat *MTh*. Ponieważ ciepło pochodzi głównie od promieni  $\alpha$ , przeto możemy w pierwszym przybliżeniu zaniedbać udział promieni  $\beta$  i promieni  $\gamma$ . W tym przybliżeniu preparaty *MTh*1 + *MTh*2, nie zawierające radu i *RTh*, nie wydzielają początkowo ciepła, skutek zaś cieplny wzrasta stopniowo proporcjonalnie do ilości *RTh*. Oznaczmy przez  $\Delta$  ilość ciepła wydzielanego w jednostce czasu, w odniesieniu do wzorca radowego nie zawierającego *RaD* i polonu, *I* zaś — promieniowanie  $\gamma$  zmierzone względem tego samego wzorca; znajdziemy, że stosunek  $\Delta/I$  najpierw równa się zeru, następnie zaś wzrasta z czasem według wzoru:

$$\Delta/I = q' h / (u + hu'),$$

w którym *h* jest to stosunek  $\lambda'N'/\lambda N$  liczb atomów *RTh* i *MTh*, ulegających przemianom w jednostce czasu, *u* i *u'* zaś są to stosunki współczynników *K* i *K'* do współczynnika aktywności promieni  $\gamma$  radu w równowadze z *RaC*. *q'* wreszcie jest to stosunek ilości ciepła, wydzielanego przez jeden atom *RTh* i wszystkie następne w szeregu przemian grupy *RTh* + pochodne, do analogicznej ilości ciepła, wydzielanego w szeregu przemian *Ra* + pochodne; w tym ostatnim przypadku urywamy szereg na ostatnim wyrazie przed *RaD*. Wartość *q'* obliczona na podstawie energii cząstek  $\alpha$  wynosi 1,335. Można wyznaczyć współczynnik *q'* mierząc  $\Delta/I$  w przypadku preparatu *RTh* w równowadze z pochodnymi. Krzywa wzrostu  $\Delta/I$  w zależności od czasu, otrzymana drogą badania preparatu *MTh* daje wówczas wartość *u*. Jeżeli preparat *MTh* zawiera również rad, wzór dający  $\Delta/I$  musi być uzupełniony. Ponieważ *h* jest znane, można posługiwać się tym wzorem w celu wyliczenia wartości *u* oraz wieku preparatu.

Zmiany  $\Delta/I$  preparatu *MTh* nie zawierającego radu, obserwowane w ciągu 4 lat, okazały się zgodne z przewidywaniami teoretycznymi.

Obecność uranu w minerałach torowych nasunęła przypuszczenie, że między tymi pierwiastkami może istnieć bliższy związek, tak np. tor mógłby być pierwiastkiem pochodnym izotopu uranu o ciężarze atomowym 236. Badanie stosunków ilościowych pomiędzy *U* i *Th* w niektórych starych nienaruszonych minerałach dostarczyło zrazu argumentów na korzyść tej hipotezy; późniejsze doświadczenia wykazały jednak, że byłoby rzeczą przedwczesną wyciągać z tych faktów jakiegokolwiek wnioski.

## ROZDZIAŁ XXVII

### NAGROMADZANIE SIĘ RADIOPIERWIASTKÓW I PRODUKTÓW ICH PRZEMIANY W MINERALACH PROMIENIOTWÓRCZYCH

#### § 140. Końcowe produkty przemian promieniotwórczych.

Hel. Ołów uranowy. Ołów torowy.

Ewolucja rodzin promieniotwórczych prowadzi do powstawania trwałych nieaktywnych pierwiastków. Należy do nich przede wszystkim hel utworzony z cząstek  $\alpha$ , których ładunek został zubożony. Zależnie od okoliczności hel może wydzielać się na zewnątrz lub pozostawać w materii promieniotwórczej w stanie okluzji. Oprócz helu powstają inne pierwiastki, których liczba atomowa  $Z$  i ciężar atomowy  $A$  mogą być wyliczone na podstawie znajomości przemian. W rodzinie  $U - Ra$  ostatni aktywny pierwiastek w głównej linii przemian jest to polon,  $Z = 84$ ,  $A = 210$ , z którego drogą emisji cząstki  $\alpha$  powstaje nieaktywny  $RaG$ , posiadający liczbę atomową  $Z = 82$  i ciężar atomowy  $A = 206$ . W bocznej linii pierwiastek trwały, wywodzący się z  $RaC''$ , wytwarzany w nader małej ilości, charakteryzuje się  $Z = 82$ ,  $A = 210$ ; pierwiastek ten jest zatem bądź identyczny z  $RaD$ , bądź też różni się od  $RaD$  tylko własnościami zależnymi od rodzaju promieniotwórczości. W podobny sposób rodzina aktywna kończy się na dwóch pierwiastkach o typie ołowiu,  $Z = 82$ , których ciężary atomowe są jednakowe; wartość absolutna tych ciężarów jest zależna od przyjętej wartości ciężaru atomowego aktywnu. W tym przypadku najobficiej jest reprezentowany pierwiastek zwany  $AcD$ , pochodzący od  $AcC''$ , natomiast pierwiastek należący do gałęzi  $C'$  powstaje w bardzo małej ilości. Produkty końcowe rodziny torowej są to również izotopy ołowiu, powstające w porównywalnych ilościach i posiadające jednakowy ciężar atomowy, zbliżony do 208. Te oba pierwiastki są prawdopodobnie identyczne i noszą wspólną nazwę  $ThD$ . Te wyniki są podane na tablicy 5b Przypisów.

Widzimy zatem, że teoria przemian promieniotwórczych prowadzi do wniosku o istnieniu kilku pierwiastków nieaktywnych, o typie ołowiu, których ciężary atomowe różnią się w krańcowych przypadkach o 2 jednostki. Te wnioski zostały potwierdzone drogą doświadczalną, co przyczyniło się do utrwalenia pojęcia izotopii. W związku z tą sprawą powstało pytanie czy zwykły ołów pochodzący z niepromieniotwórczego minerału, np. z galeny, jest mieszaniną ołowiów pochodzenia promieniotwórczego.



Zagadnienia te były badane głównie za pomocą dwóch metod, mianowicie za pomocą analizy mas i oznaczania ciężarów atomowych ołowiu różnego pochodzenia. Niezmienione minerały uranowe, wolne od toru, powinny zawierać ołów uranowy, składający się z dwóch ostatnich wyrazów seryj radowej i aktynowej, mianowicie  $RaG$  i  $AcD$ . Z drugiej strony w niezmienionych minerałach torowych, nie zawierających prawie wcale uranu, powinien znajdować się końcowy produkt przemiany toru, czyli «ołów torowy», prawie wolny od ołowiu uranowego. Minerały, które w ciągu swego istnienia ulegały zmianom chemicznym, mogą zawierać oprócz ołowiu pochodzenia promieniotwórczego pewną ilość obcego ołowiu, który przeniknął do nich podczas tych reakcyj.

Analiza mas atomowych ołowiu została dokonana w spektrografii mas *Astona*, który posługiwał się lotnym związkami, noszącym nazwę tetrametylołowiu. *Aston* znalazł, że zwykły ołów, pochodzący z galeny, daje kilka prążków odpowiadających masom zawartym między 203 i 210; trzy główne izotopy, o masach 206, 207 i 208, są reprezentowane w ilościach wynoszących 28%, 20% i 49,5%. Analiza ołowiu, pochodzącego z blendy smolistej z Katangi (ciężar atomowy 206,05) i składającego się głównie z ołowiu uranowego, dała te same trzy prążki, wszelako z bardzo różnymi natężeniami; mianowicie ilość izotopu 208 była niezmiernie mała, ilość izotopu 207 wynosiła 6,7%, dominująca zaś ilość izotopu 206 wynosiła 93,3%. Na podstawie tych wyników można ołowiu aktynowemu przypisać ciężar atomowy 207, co pozwala wyliczyć ciężary atomowe szeregu aktynowego; w szczególności izotop *U<sub>III</sub>*, dający początek tej rodzinie, powinien posiadać ciężar atomowy 235 (§ 126).

Ciężar atomowy  $RaG$  otrzymujemy odejmując od ciężaru atomowego  $Ra$  masę pięciu cząstek  $\alpha$ , wynoszącą 20,019. W dokładnych obliczeniach należy ponadto wziąć pod uwagę stratę masy  $\Delta m$ , związaną z całkowitą energią  $\Delta E$  wydzieloną w przemianach rodziny radu. Jeżeli obliczamy  $\Delta E$  na podstawie ilości wydzielanego ciepła, znajdujemy, że ciężar atomowy powinien być zmniejszony z tego powodu tylko o 0,04 (§ 104).

Z drugiej strony, jeżeli  $RaG$  i  $AcD$  są wytwarzane w mineralu w proporcji atomowej 96/4 (por. § 127), to ciężar atomowy mieszaniny, obliczony na podstawie całkowitych liczb 206 i 207, wynosi 206,04; z tego wynika, że ciężar atomowy ołowiu uranowego powinien być bardzo zbliżony do 206; ewentualna różnica może dotyczyć tylko drugiego znaku.

W przypadku toru zmniejszenie ciężaru atomowego wskutek wydzielania energii w przemianie wynosi około 0,05, ponieważ zaś ołów torowy powstaje z  $Th = 232,12$  drogą utraty 6 cząstek  $\alpha$  o masie 24,023, znajdujemy, że ciężar atomowy tego ołowiu powinien wynosić 208,05, co jest bardzo zbliżone do liczby całkowitej 208. Jest rzeczą prawdopodobną, że główne składniki zwykłego ołowiu są identyczne z trzema izotopami pochodzenia promieniotwórczego.

Ciężar atomowy ołowiu utworzonego w minerałach zawierających uran i tor jest funkcją stosunku  $Th/U$  w tych minerałach oraz stałych zaniku  $U$  i  $Th$ . Załóżmy, w pierwszym przybliżeniu, że szybkość powstawania ołowiu jest stała i proporcjonalna do zawartości  $U$  oraz  $Th$ ; ciężar atomowy mieszaniny obliczamy za pomocą wzoru:

$$A = (206 + 208.238 \lambda_{Th} Th / 232 \lambda_U U) / [1 + 238 \lambda_{Th} Th / 232 \lambda_U U].$$

Kładąc  $\lambda_U / \lambda_{Th} = 4$  otrzymujemy następujące wartości:

$Th/U = 0,0$	$A = 206,00$	$Th/U = 10,0$	$A = 207,44$
$Th/U = 0,1$	$A = 206,05$	$Th/U = 50,0$	$A = 207,85$
$Th/U = 1,0$	$A = 206,41$	$Th/U = 100,0$	$A = 207,92$

W celu wyznaczenia ciężaru atomowego ołowiu zawartego w minerałach promieniotwórczych posługiwano się głównie metodą polegającą na tym, że bardzo czysty chlorek ołowiu rozpuszczano w gorącej wodzie i oznaczano chlor w postaci chlorku srebra. Dla porównania oznaczono tą samą metodą ciężar atomowy zwykłego ołowiu, pochodzącego z galeny. Ta ostatnia wartość była niezależna od pochodzenia minerału i bardzo zbliżona do 207,20.

W poniższych tablicach są podane niektóre wyniki dotyczące ciężaru atomowego  $A$  ołowiu pochodzącego z minerałów promieniotwórczych, według *Soddy'ego*, *Hönigschmida*, *Richardsa*, *Baxtera*, *Maurycyego Curie*.

Tablica I dotyczy minerałów różnego pochodzenia, które nie zawierają wcale  $Th$  lub zawierają go w bardzo małej ilości: dotąd zostały zbadane minerały tlenku uranowego, niekrystaliczne blendy smoliste lub krystaliczne (uraninity, bröggerity, kleweity itp.), niektóre karnotyty oraz tzw. kolm szwedzki, substancja węglista, zawierająca uran.

TABLICA I

Jachymów, blenda smolista. . . . .	$A = 206,41$
Jachymów, blenda smolista. . . . .	$A = 206,57$
Kornwalia, Anglia, blenda smolista. . .	$A = 206,86$
Katanga, Kongo, blenda smolista . . .	$A = 206,03$
Karolina Północna (St. Zj.) uraninit. .	$A = 206,40$
Morogoro (Afryka), uraninit. . . . .	$A = 206,35$
Norwegia, bröggerit . . . . .	$A = 206,06$
Norwegia, bröggerit . . . . .	$A = 206,12$
Norwegia, kleweit . . . . .	$A = 206,08$
Norwegia, kleweit . . . . .	$A = 206,17$
Dakota Południowa (St. Zj. A.), uraninit	$A = 206,07$
Kolorado (St. Zj. A.), karnotyt. . . . .	$A = 206,59$
Kolorado (St. Zj. A.), karnotyt. . . . .	$A = 207,00$
Australia, karnotyt . . . . .	$A = 206,34$
Szwecja, karnotyt kolm. . . . .	$A = 206,01$

Z tej tablicy wynika, że ołów uranowy posiada istotnie ciężar atomowy mniejszy od ciężaru atomowego zwykłego ołowiu. Najmniejsza otrzymana wartość 206,01 jest zgodna z przewidywaniami teoretycznymi. Na tej podstawie sądzimy, że minerały, których ciężar atomowy przekracza tę wartość, zawierają mieszaninę zwykłego ołowiu i ołowiu uranowego.

Tablica II zawiera wyniki analiz minerałów torowych z bardzo małą domieszką uranu; dotąd zbadano tylko niewielką liczbę tych minerałów, które są bardzo rzadkie.

TABLICA II

Zawartość	Toryt z Brevig (Norwegia)		Toryt z Cejlonu
	<i>U</i>		
—	<i>U</i>	0,45%	1,62%
—	<i>Th</i>	30,10%	54,36%
—	<i>Pb</i>	0,35%	0,36%
Ciężar atomowy <i>Pb</i>		207,90	207,77

Te ciężary atomowe, większe od ciężaru atomowego zwykłego ołowiu, różnią się nieznacznie od wartości teoretycznych, obliczonych na podstawie stosunku *Th/U*, wynoszącego 67 w przypadku torytu z Brevig i 34 w przypadku torytu z Cejlonu.

Tablica III dotyczy trzech próbek torianitu, zawierającego *Th* i *U* w wielkościach porównywalnych.

TABLICA III

	<i>Th</i> %	<i>U</i> %	<i>Pb</i> %	ciężar atomowy <i>Pb</i>
Torianit . . . .	57,0	26,8	3,5	206,83
— . . . .	62,7	20,2	3,1	206,90
— . . . .	68,9	11,8	2,3	207,21

Te liczby dowodzą w zgodności z przewidywaniami teoretycznymi, że ciężar atomowy wzrasta wraz ze stosunkiem *Th/U*. Dochodzimy do wniosku, że ołów zawarty w minerałach promieniotwórczych jest to albo ołów uranowy, albo mieszanina ołowiu uranowego i ołowiu torowego z możliwą domieszką zwykłego ołowiu.

#### § 141. Wiek minerałów.

Obecność ołowiu i helu w minerałach promieniotwórczych pozwala oznaczyć wiek tych minerałów oraz skał lub gleb, w których one się znajdują w przypadku, gdy mamy do czynienia z minerałem, który od chwili swego utworzenia nie uległ żadnym zmianom spowodowanym przez zewnętrzne czynniki i w chwili powstania nie zawierał ani ołowiu, ani helu. Hel wytworzony w minerałach nie wydziela się na ogół na zewnątrz, ta okluzja jest tym doskonalsza im substancja jest bardziej ścisła, nie mamy jednak nigdy pewności czy całkowita ilość helu zo-

stała zachowana. Metoda oparta na powstawaniu ołowiu jest pewniejsza. I w tym przypadku jednak istnieją wątpliwości; nie zawsze jest rzeczą możliwą ocenić prawdopodobieństwo wymiany między minerałem i otaczającym go środowiskiem, wymiany, która mogła odbyć się w mniej lub więcej dalekiej przeszłości i dotyczyć uranu, toru lub ołowiu, tj. składników mających największe znaczenie w zagadnieniu określania wieku. Największe zaufanie wzbudzają wyniki otrzymane z minerałami dobrze wykrystalizowanymi; i w tym przypadku jednak mogły zajść zmiany wewnętrzne z zachowaniem niezmienionej formy zewnętrznej. Dla oznaczenia wieku minerału konieczna jest znajomość zawartości uranu, toru i ołowiu, oraz ciężaru atomowego  $A$  tego ostatniego pierwiastka.

Okresy  $U$  i  $Th$  wynoszą  $4,4 \cdot 10^9$  i  $1,8 \cdot 10^{10}$  lat. W ciągu  $500 \cdot 10^6$  lat, co odpowiada wiekowi starego minerału, ulega zanikowi 7,5% początkowej ilości  $U$  i 2% ilości  $Th$ . Ponieważ obliczenia wieku są obciążone błędami różnego rodzaju, przeto rozumiemy w pierwszym przybliżeniu tak, jak gdyby szybkość powstawania ołowiu była w ciągu całego czasu jego istnienia niezmienna i równa szybkości w chwili obecnej. Ograniczymy się do podania wzorów obliczonych w ten sposób; można łatwo dokonać poprawek wynikających ze zmian zawartości  $U$  i  $Th$  od chwili utworzenia minerału aż do chwili obecnej.

W minerałach, których wiek jest większy od  $10^8$  lat i które nie doznały żadnych zmian zewnętrznych, mamy do czynienia z równowagą pomiędzy substancjami macierzystymi i ich pochodnymi, których zawartości są zresztą bardzo małe w porównaniu z zawartością uranu i toru (por. § 62). Ponieważ nagromadzają się tylko nieaktywne pierwiastki  $Pb$  i  $He$ , przeto prawo ich narastania, wynikające z teorii przemian promieniotwórczych, ma następującą prostą postać:

$$N_n = N_{1,0}(1 - e^{-\lambda_1 t}),$$

gdzie  $N_n$  jest to liczba atomów nieaktywnego pierwiastka pochodnego w chwili  $t$ ,  $N_{1,0}$  — początkowa liczba atomów substancji macierzystej,  $\lambda_1$  — jej stała zaniku. Zachowując tylko pierwszy wyraz rozwinięcia  $e^{-\lambda_1 t}$  otrzymujemy  $N_n = \lambda_1 t N_{1,0}$ . Przemianę uranu i toru na ołów i hel możemy opisać za pomocą następujących wzorów:

$$U = Pb_U + 8He \qquad Th = Pb_{Th} + 6He$$

$$\text{Kładąc} \quad U = 238; Pb_U = 206 \qquad \lambda_U = 1,6 \cdot 10^{-10} \text{ lat}^{-1}$$

$$Th = 232; Pb_{Th} = 208 \qquad \lambda_{Th} = 4 \cdot 10^{-11} \text{ lat}^{-1}$$

znajdujemy, że ilości ołowiu wytworzone w ciągu roku wynoszą:

$$q = \frac{206}{238} 1,6 \cdot 10^{-10} = 1,4 \cdot 10^{-10} \text{ g na } 1 \text{ g } U$$

$$q' = \frac{208}{232} 4 \cdot 10^{-11} = 3,6 \cdot 10^{-11} \text{ g na } 1 \text{ g } Th$$

objętości zaś helu utworzonego w ciągu roku:

$$u = \frac{8 \cdot 1,6 \cdot 10^{-10}}{238} 22,4 \cdot 10^6 = 1,2 \cdot 10^{-4} \text{ mm}^3 \text{ na } 1 \text{ g } U$$

$$u' = \frac{6 \cdot 4 \cdot 10^{-11}}{232} 22,4 \cdot 10^6 = 2,3 \cdot 10^{-5} \text{ mm}^3 \text{ na } 1 \text{ g } Th$$

( $22,4 \cdot 10^6 \text{ mm}^3$  jest to objętość jednej gramodrobiny gazu w normalnych warunkach).

Jeżeli  $Pb$  jest to całkowita ilość ołowiu znalezionej w mineralu zawierającym ilość  $U$  uranu i ilość  $Th$  toru, to wiek  $t$  minerału wyraża się wzorem:

$$t = C \cdot Pb / (U + K \cdot Th).$$

Posługując się podanymi poprzednio danymi liczbowymi znajdujemy  $C = 7200$ ,  $K = 0,26$ ; wiek wyraża się wówczas w milionach lat. Wartości tych współczynników podane przez różnych autorów są zależne od obranych stałych zaniku. Niepewność dotyczy tylko współczynnika  $K$ , jedynej wielkości zawierającej stałą zaniku toru, która nie jest tak dobrze znana jak stała uranu.

Podobny wzór dotyczący helu jest następujący:

$$t = C' \cdot He / (U + K' \cdot Th) \text{ milionów lat,}$$

gdzie  $C' = 8300$  i  $K' = 0,19$ .

Jeżeli różne próbki minerałów promieniotwórczych, należące do tej samej formacji geologicznej, dają jednakowy stosunek  $R = Pb / (U + K \cdot Th)$ , to można z dużym prawdopodobieństwem przyjąć, że wiek obliczony na podstawie tego stosunku jest to wspólny wiek minerałów i formacji geologicznej, i że całkowita ilość ołowiu jest pochodzenia promieniotwórczego. Dla ostatecznej kontroli posługujemy się oznaczeniem ciężaru atomowego.

Zostało stwierdzone, że stosunek  $R$  zachowuje w przybliżeniu niezmienną wartość w przypadku szeregu minerałów, zwłaszcza takich, które zawierają bardzo mało toru i w których znajduje się prawie wyłącznie ołów uranowy. Minerale obfite w tor i ubogie w uran spotykają się rzadziej w stanie niezmiennym i są bardziej narażone na utratę ołowiu wskutek działania czynników zewnętrznych. Najstarsze zbadane minerale zawierały głównie ołów uranowy. Podajemy kilka przykładów oznaczeń dokonanych przez *Holmesa*, *Lawsona* i *G. Kirscha*. W obliczeniu ich wieku wzięto pod uwagę zanik  $U$ .

1° Szereg kleweitów z Norwegii (Arendal i okolice). Domniemana epoka utworzenia — prekambryjska,

$U\%$	$Th\%$	$Pb\%$	$R$
54 do 66	3 do 6	10 do 11	0,163 do 0,184

Najmniejsza i zarazem najpewniejsza wartość  $R$  prowadzi do wartości  $1100 \cdot 10^6 \text{ lat}$  jako wieku formacji.

2° Szereg bröggeritów z Norwegii (Raade i Moss), kryształy wrośnięte w żyły pegmatytu. Domniemana epoka utworzenia — prekambryjska.

<i>U</i> %	<i>Th</i> %	<i>Pb</i> %	<i>R</i>
48 do 75	10 do 0,1	6 do 9	0,11 do 0,15

Często spotykana wartość  $R = 0,13$  daje  $900 \cdot 10^6 \text{ lat}$  jako wiek minerałów.

3° Minerale z Afryki: uraninit z Morogoro i blenda smolista z Katangi.

<i>U</i> %	<i>Th</i> %	<i>Pb</i> %	<i>R</i>
70 do 80	znikoma ilość	6 do 7	0,083 do 0,094

Wartość  $R = 0,08$  odpowiada wiekowi około  $600 \cdot 10^6 \text{ lat}$  (koniec prekambrium). Znacznie większa zawartość ołowiu w minerałach przeobrażonych, towarzyszących blendzie smolistej z Katangi (kiurit, kasolit itp.) świadczy tylko o metamorfozie tych minerałów i nie uprawnia do żadnych wniosków dotyczących wieku.

4° Blenda smolista z Jachymowa. Stosunek  $R$  waha się od 0,02 do 0,07. Na podstawie wartości ciężaru atomowego wnosimy o przeniknięciu do minerałów zwykłego ołowiu, pochodzącego z sąsiednich galen. Przyjmując wartość  $R = 0,03$  na część  $R$  zależną od ołowiu uranowego znajdujemy, że wiek tej blendy powinien wynosić około  $200 \cdot 10^6 \text{ lat}$ . Spośród jeszcze młodszych minerałów należy wymienić karnotyt z Kolorado, dający stosunek  $Pb/U < 0,01$ , i różne autunty z jeszcze mniejszą zawartością ołowiu.

5° Uraninit z Południowej Dakoty (St. Zj. A.), zawierający ołów uranowy, znajdujący w postaci kryształów wrośniętych w pegmatyt. Stosunek  $R = 0,226$  prowadzi do wartości wieku  $1500 \cdot 10^6$  (epoka archaiczna).

6° Seria torianitów z Ceylonu. Kryształy wrośnięte w pegmatyt, zawierające więcej  $Th$  niż  $U$  w postaci tlenków  $ThO_2$  i  $UO_3$ , zastępujących się wzajemnie na podstawie izomorfizmu.

<i>U</i> %	<i>Th</i> %	<i>Pb</i> %	<i>R</i>
10 do 30	50 do 70	1,8 do 3,5	0,06 do 0,08

wiek 450 do  $600 \cdot 10^6 \text{ lat}$ .

7° Szereg minerałów z Norwegii (Brevig), mianowicie niektóre toryty oraz minerały zawierające niewiele  $U$  i  $Th$  (cyrkon, pirochlor, biotyt itd.); domniemana epoka powstania — średni dewon. Stosunek  $R = 0,04$  do 0,05, charakteryzujący niezmienione minerały należące do tej grupy, świadczy o wieku 300 do  $400 \cdot 10^6 \text{ lat}$ . Niektóre toryty i oranżyty tego samego pochodzenia dają znacznie mniejszy stosunek, co prawdopodobnie świadczy o utracie ołowiu. Jak się zdaje, zmiany tego rodzaju zachodzą ze szczególną łatwością w krzemianach  $Th$  zawierających małą ilość uranu.

W celu wyjaśnienia roli helu w zagadnieniu wieku minerału badano zarówno zawartość helu, jak i szybkość powstawania tego gazu w obecnej chwili (*Strutt*). Zawartość helu jest na ogół zbliżona do wartości obliczonej na podstawie ilości  $U$ ,  $Th$  i  $Pb$ , jest jednak zawsze mniejsza

od tej wartości, różnica zaś jest tym większa, im minerał jest starszy. Niektóre uraniny stosunkowo niedawnego pochodzenia zawierają do 70% ilości teoretycznej, natomiast w starych minerałach ten stosunek wynosi niekiedy zaledwie kilka procentów. Metoda oznaczania wieku na podstawie zawartości helu jest zatem znacznie mniej pewna niż metoda oparta na ilości ołowiu. Natomiast oznaczanie małych ilości helu może być dokonane z większą dokładnością niż oznaczanie ołowiu.

Dla przykładu podajemy, że pewien samarskit zawierał około  $1,5 \text{ cm}^3$  helu na gram minerału, tj.  $15 \text{ cm}^3$  na gram uranu, co prowadzi do dosyć prawdopodobnej wartości wieku, wynoszącej około  $100 \cdot 10^6 \text{ lat}$ . Torianit zawiera około  $10 \text{ cm}^3$  helu na gram; wiek wynikający z tych danych jest około 2 razy krótszy od wieku obliczonego na podstawie zawartości *U*, *Th* i *Pb*.

Minerały niepromieniotwórcze zawierają bardzo mało helu. Tak np. w kwarcu znajdujemy tylko  $2 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3 \text{ He}$  na gram.

Doświadczenia wykazały, że szybkość powstawania helu w roztworach minerałów promieniotwórczych jest zgodna z obliczeniami teoretycznymi. Do doświadczeń używano około 100 g minerału; z roztworu wypędzano rozpuszczone gazy i następnie przechowywano go w ciągu kilku miesięcy w zamkniętym naczyniu; utworzony hel był wprowadzany po oczyszczeniu do przyrządu, w którym mierzono jego objętość pod zmniejszonym ciśnieniem. Objętość ta jest rzędu wielkości  $0,01 \text{ mm}^3$  na 100 g uranu i rok.

Z monazytu i torianitu można wydobyć całkowicie zawarty w nich hel drogą ogrzania minerału do  $1000^\circ$ .

Zaznaczymy wreszcie, że usiłowano oznaczyć wiek minerałów drogą porównywania natężeń halo pleochroicznych (§ 103) z halo otrzymywanymi doświadczalnie za pomocą znanych ilości substancji promieniotwórczych. Ta metoda jest jednak niepewna, ponieważ zachodzi możliwość odwrócenia zjawiska zabarwiania.

Oznaczanie długości trwania epok geologicznych za pomocą metod nauki o promieniotwórczości posiada wielkie znaczenie, ponieważ daje możliwość sprawdzania wyników, otrzymywanych poprzednio drogą badania grubości osadów lub zawartości soli w morzach. Wartości wieku otrzymane za pomocą opisanych tu metod są tego samego rzędu wielkości, co wartości przyjmowane dawniej, są jednak na ogół większe od tych ostatnich.

#### § 142. Ołowię izotopowe.

Pierwiastki o typie ołowiu ( $Z = 82$ ) stanowiły przedmiot licznych badań i odegrały wielką rolę w rozwoju pojęcia izotopii. W tej grupie znajdują się radiopierwiastki krótkotrwałe, mianowicie ciała *B*, jeden radiopierwiastek o stosunkowo długim życiu, mianowicie rad *D* (okres

około 22 lat), oraz kilka pierwiastków trwałych ( $RaG$ ,  $AcD$ ,  $ThD$ ), wynikających z przemiany radiopierwiastków.

Ołów wydobywany z minerałów promieniotwórczych jest zawsze nieco aktywny, co się tłumaczy tym, że zawiera rad  $D$  oraz jego pochodne  $RaE$  i  $RaF$  (polon). Obecność  $RaD$  nie ma wpływu na ciężar atomowy, gdyż jego ilość jest zbyt mała. Ilości  $RaD$ ,  $RaE$  i  $RaF$ , towarzyszące ołowiu, są proporcjonalne do zawartości uranu, natomiast stosunek ilości  $RaD$  do całkowitej ilości ołowiu jest zależny od wieku minerału i od przypadkowej obecności zwykłego ołowiu, którego ciężar atomowy jest niezależny od pochodzenia.

Izotopy ołowiu, różniące się ciężarem atomowym, posiadają jednakową *objętość atomową*, tj. stosunek ciężaru atomowego  $A$  do gęstości  $D$ . Ta ostatnia wielkość była oznaczana za pomocą metody piknometru w przypadku czystych, starannie odkutych próbek ołowiu z kleweitu ( $A = 206,08$ ), z torytu ( $A = 207,77$ ) i zwykłego ołowiu ( $A = 207,20$ ). Znalaziono, że stosunek  $A/D$  jest stały z dokładnością do 0,0002.

Bardzo staranne pomiary wykazały, że kryształy azotanu ołowiowego, utworzonego z różnych odmian ołowiu, posiadają dokładnie jednakowy współczynnik załamania, mianowicie  $N = 1,7815$  w  $20^\circ$ . Rozpuszczalność drobinowa azotanu ołowiowego jest również stała i wynosi 1,7992 gramdrobin w 1000 g wody, w  $25^\circ$ ; rozpuszczalność wyrażona jako liczba gramów soli na 1000 g wody jest przeto proporcjonalna do ciężaru drobinowego. Gęstość nasyconego roztworu może być oznaczona z wielką dokładnością; toteż ta metoda została zastosowana do porównawczych oznaczeń ciężaru atomowego ołowiu, jak również i chloru.

Temperatury topnienia ołowiu oraz chlorku ołowiowego są niezależne od ciężaru atomowego. W miejscu spojenia dwóch drutów wyrobionych z różnych ołowiu nie powstaje żadna siła termoelektryczna. Przewodnictwo elektryczne takich drutów jest jednakowe i nadprzewodnictwo pojawia się w tej samej temperaturze.

To zachowanie się izotopów ołowiu obok zupełnego podobieństwa własności chemicznych i elektrochemicznych dowodzi, że izotopowe atomy lub drobinny mogą zastępować się wzajemnie w wielkiej liczbie przypadków.

Dokonano bardzo licznych prób oddzielenia izotopów ołowiu; wynik był zawsze ujemny. Jedno z najbardziej interesujących doświadczeń tego rodzaju polegało na frakcjonowaniu kilograma azotanu ołowiowego ( $A = 206,41$ ) (*Richards* i *Hull*); chociaż wykonano tysiąc krystalizacji, frakcje początkowa i końcowa nie różniły się ani ciężarem atomowym, ani koncentracją  $RaD$ .

Widma optyczne izotopów promieniotwórczych są również nieomal zupełnie identyczne; tak np. nie zdołano zauważyć żadnej różnicy pomiędzy widmem toru i widmem mieszaniny toru i jonu, zawierającej 30% *Io*.



W celu sprawdzenia tego wyniku w sposób bardzo dokładny porównywano widma izotopów ołowiu za pomocą metody interferencyjnej i zdołano ujawnić drobne różnice między długościami fali opowiadających sobie prążków. Tak np. w przypadku prążka  $\lambda = 4058 \text{ \AA}$  znaleziono (*Merton*):

$$\begin{aligned} \lambda' - \lambda &= 0,005 \text{ \AA}, & \lambda & \text{ zwykły ołów,} \\ \lambda - \lambda'' &= 0,0022 \text{ \AA}, & \lambda' & \text{ ołów uranowy,} \\ & & \lambda'' & \text{ ołów torowy.} \end{aligned}$$

### Rodzina uranowo-radowo-aktynowa

Stosunek ilości w stanie równowagi (wagowy).

	Substancja	$T(\text{sek})$	$q'/q$	
			$Ra = 1$	$UI = 1$
	<i>UI</i>	$1,39 \cdot 10^{17}$		1,00
	<i>UX<sub>1</sub></i>	$2,12 \cdot 10^6$		$1,5 \cdot 10^{-11}$
99,65 %	<i>UX<sub>2</sub></i>	$6,84 \cdot 10^1$		$5 \cdot 10^{-16}$
0,35 %	<i>UZ</i>	$2,4 \cdot 10^4$		$6 \cdot 10^{-16}$
	<i>UII</i>	$9,4 \cdot 10^{12}$		$6,7 \cdot 10^{-5}$
96 %	<i>Io</i>	$2,6 \cdot 10^{12}$	$5,27 \cdot 10^1$	$1,8 \cdot 10^{-5}$
	<i>Ra</i>	$5,02 \cdot 10^{10}$	1,00.	$3,4 \cdot 10^{-7}$
	<i>Rn</i>	$3,30 \cdot 10^5$	$6,47 \cdot 10^{-6}$	
	<i>RaA</i>	$1,83 \cdot 10^2$	$3,52 \cdot 10^{-9}$	
	<i>RaB</i>	$1,61 \cdot 10^3$	$3,04 \cdot 10^{-8}$	
	<i>RaC</i>	$1,18 \cdot 10^3$	$2,23 \cdot 10^{-8}$	
99,96 %	<i>RaC'</i>	ok. $10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-19}$	
0,04 %	<i>RaC''</i>	$7,92 \cdot 10^1$	$6 \cdot 10^{-13}$	
	<i>RaD</i>	$6,94 \cdot 10^8$	$1,26 \cdot 10^{-2}$	
	<i>RaE</i>	$4,26 \cdot 10^5$	$7,9 \cdot 10^{-6}$	
	<i>Po = RaF</i>	$1,21 \cdot 10^7$	$2,24 \cdot 10^{-4}$	
4 %	<i>AcU</i>	$1,3 \cdot 10^{16}$		$3,8 \cdot 10^{-3}$
	<i>UY</i>	$8,9 \cdot 10^4$		$2,6 \cdot 10^{-14}$
	<i>Pa</i>	$1,01 \cdot 10^{12}$	$8,3 \cdot 10^{-1}$	
	<i>Ac</i>	$3,1 \cdot 10^8$	$2,5 \cdot 10^{-4}$	
	<i>RaC</i>	$1,63 \cdot 10^6$	$1,3 \cdot 10^{-6}$	
	<i>RcX</i>	$9,7 \cdot 10^5$	$7,7 \cdot 10^{-7}$	
	<i>An</i>	3,92	$3,0 \cdot 10^{-12}$	
	<i>AcA</i>	$2 \cdot 10^{-3}$	$1,5 \cdot 10^{-15}$	
	<i>AcB</i>	$2,16 \cdot 10^3$	$1,6 \cdot 10^{-9}$	
	<i>AcC</i>	$1,30 \cdot 10^2$	$9,6 \cdot 10^{-11}$	
0,32 %	<i>AcC'</i>	ok. $10^{-3}$	ok. $3 \cdot 10^{-18}$	
99,68 %	<i>AcC''</i>	$2,86 \cdot 10^2$	$2,1 \cdot 10^{-10}$	

## Rodzina toru

Stosunek ilości w stanie równowagi (wagowy).

	Substancja	$T(\text{sek})$	$q'/q$	
			$Th = 1$	$MTh = 1$
	<i>Th</i>	$5,6 \cdot 10^{17}$	1,00	$2,7 \cdot 10^9$
	<i>MTh1</i>	$2,1 \cdot 10^8$	$3,68 \cdot 10^{-10}$	1,00
	<i>MTh2</i>	$2,21 \cdot 10^4$	$3,88 \cdot 10^{-14}$	$1,05 \cdot 10^{-4}$
	<i>RTh</i>	$6,0 \cdot 10^7$	$1,05 \cdot 10^{-10}$	$2,86 \cdot 10^{-1}$
	<i>ThX</i>	$3,14 \cdot 10^5$	$5,41 \cdot 10^{-13}$	$1,47 \cdot 10^{-3}$
	<i>Tn</i>	$5,45 \cdot 10^1$	$9,23 \cdot 10^{-17}$	$2,50 \cdot 10^{-7}$
	<i>ThA</i>	$1,40 \cdot 10^{-1}$	$2,32 \cdot 10^{-19}$	$6,31 \cdot 10^{-10}$
	<i>ThB</i>	$3,82 \cdot 10^4$	$6,23 \cdot 10^{-14}$	$1,69 \cdot 10^{-4}$
	<i>ThC</i>	$3,63 \cdot 10^3$	$5,92 \cdot 10^{-15}$	$1,61 \cdot 10^{-5}$
65 %	<i>ThC'</i>	$< 10^{-6}$	$< 10^{-24}$	$< 3 \cdot 10^{-15}$
35 %	<i>ThC''</i>	$1,86 \cdot 10^2$	$1,04 \cdot 10^{-16}$	$2,83 \cdot 10^{-7}$

Inne prążki widma optycznego dają różnice tego samego rzędu wielkości. Natomiast nie znaleziono dotąd żadnych różnic pomiędzy widmami wielkiej częstości (serie *L* i *M*). Z rozważań teoretycznych wynika, że masa jądra powinna wywierać nieznaczny wpływ na częstość promieniowania, wysyłanego przez elektrony umieszczone na poziomach energetycznych atomu.

## § 143. Względna zawartość radiopierwiastków w minerałach.

Teoria przemian promieniotwórczych pozwala obliczyć ilość  $q'$  każdego pierwiastka pochodnego w równowadze z ilością  $q$  substancji macierzystej. W minerałach, które pozostały niezmienione w ciągu dostatecznie długiego czasu, mamy z pewnością do czynienia ze stanem równowagi; w rodzinie uranowej potrzeba na to miliona lat, w rodzinie zaś torowej tylko stu lat.

W przypadku szeregu nierozgałęzionego możemy obliczyć  $q$  na podstawie zależności  $q'/q = A\lambda/A'\lambda'$ , gdzie  $A$  i  $A'$  są to ciężary atomowe,  $\lambda$  i  $\lambda'$  stałe zaniku pierwiastka macierzystego i pochodnego. Jeżeli w jakimś miejscu szeregu następuje rozgałęzienie, stałą  $\lambda'$  należy pomnożyć przez «stosunek rozgałęzienia», tj. ułamek całkowitej liczby atomów, wyrażający liczbę przemian należących do danej gałęzi. Zamiast stosunku stałych zaniku można posługiwać się odwrotnością stosunku okresów; mamy wówczas:  $q'/q = A'T'/AT$ . Na tablicy (str. 402 i 403) są podane wartości  $q'/q$ , gdzie  $q$  jest to ilość radu, uranu, toru lub mezo-

toru 1. Przyjęto, że stosunek rozgałęzienia na szereg aktywny i radowy wynosi 0,04, okres  $UI—4,4 \cdot 10^9$  lat, okres zaś toru —  $1,8 \cdot 10^{10}$  lat.

Tablica (p. wyżej, str. 402 i 403) pokazuje, że nawet najbogatsze minerały, utworzone w znacznej części z uranu lub toru, zawierają radiopierwiastki w stanie wielkiego niezmiernie rozcieńczenia.

---

## ROZDZIAŁ XXVIII

### PROMIENIOTWÓRCZOŚĆ W PRZYRODZIE

#### § 144. Rozpraszanie się pyłków promieniotwórczych w laboratoriach.

Podczas czynności związanych z oddzielaniem silnie aktywnych radio-pierwiastków otrzymuje się substancje bardzo skoncentrowane, których ślady przeniesione na okoliczne przedmioty czynią je promieniotwórczymi.

Stosuje się to zwłaszcza do utensyliów chemicznych, a nawet do podłóg i ścian pomieszczeń służących do chemicznego traktowania radiopierwiastków. Powietrze w takich laboratoriach uzyskuje nadmiernie wielkie przewodnictwo, izolacja przyrządów pomiarowych staje się niedostateczna. Nawet eksperymentator przenosi aktywność na swym ciele oraz ubraniu, jak o tym świadczy wyładowywanie się elektroskopu, do którego zbliża się dana osoba.

Jest zatem rzeczą konieczną stosować specjalne środki ostrożności w celu uniknięcia aktywnych pyłków oraz «infekcji» laboratorium. Przedmioty używane w pomieszczeniach chemicznych nie powinny być nigdy przenoszone do sal fizycznych; nie należy nigdy pozostawiać bez potrzeby w tych salach substancyj aktywnych, które nie są przechowywane w zalutowanych rurkach. Należy unikać wydzielania się emanacyj w lokalach fizycznych, po pierwsze dlatego, że emanacje czynią powietrze przewodnikiem elektryczności, po wtóre zaś pozostawiają aktywny osad na ściankach i przedmiotach znajdujących się w lokalu. Najszkodliwsza jest emanacja radu, ponieważ po niej powstaje długo-trwały osad, ulegający zanikowi dopiero po upływie około 100 lat. Jeżeli w sali pomiarowej nastąpiło wydzielenie emanacyj, pomieszczenie należy energicznie wywietrzyć.

Jest rzeczą ze wszech miar wskazaną, aby laboratorium składało się z dwóch albo trzech niezależnych części. Można wówczas jedną z nich przeznaczyć na koncentrowanie bardzo aktywnych substancyj; w innych zaś wykonywać czynności i pomiary z substancjami słabo aktywnymi. Te lokale muszą być dokładnie izolowane od siebie, ponadto należy dołożyć starań, aby pyłki aktywne i emanacje nie były zawlekane do pomieszczeń, które chcemy zabezpieczyć.

Pomimo tych wszystkich ostrożności powietrze w salach fizycznych laboratorium promieniotwórczości, a nawet w budynku, w którym to laboratorium się znajduje, jest zawsze znacznie silniej zjonizowane od zwykłego powietrza.

Należy przeto dążyć do zmniejszenia w miarę możności szkodliwego wpływu przewodnictwa powietrza.

W technice pomiarów elektrostatycznych istnieje zwyczaj łączenia przyrządów izolowanymi drutami metalowymi, umieszczonymi w metalowych osłonach połączonych z ziemią i chroniących druty od zewnętrznych wpływów elektrycznych. To zabezpieczenie nie wystarcza w pomiarach promieniotwórczości; ponieważ powietrze jest przewodnikiem elektryczności, przeto elektromotoryczna siła zetknięcia, istniejąca zawsze między drutem i osłoną, wytwarza prąd płynący przez powietrze i zakłócający pomiary aktywności. Dla uniknięcia tego zjawiska należy usunąć powietrze znajdujące się w okolicy drutów; w tym celu można napelnić osłony parafiną lub inną substancją analogiczną, lub wreszcie uszczelnić osłony i wypompować z nich powietrze. Ponadto w badaniach tego rodzaju dobrze jest używać zamkniętych ze wszystkich stron, szczelnych, opróżnionych elektrometrów. Bardzo dogodne są zerowe metody mierzenia prądu jonowego.

Doświadczenia mające na celu poszukiwanie słabej aktywności zwykłej materii nie mogą na ogół być wykonywane w laboratoriach, w których znajdowały się lub znajdują się w danej chwili skoncentrowane substancje promieniotwórcze.

#### § 145. Promieniowanie potasu i rubidu.

Zagadnienie powszechnej promieniotwórczości materii było przedmiotem licznych badań. Niewątpliwie dodatni wynik otrzymano w przypadku dwóch metali alkalicznych, *K* i *Rb*. Promieniotwórczość tych pierwiastków, odkryta przez *Campbella* i *Wooda*, jest bardzo słaba.

Potas i rubid wysyłają samorzutnie promieniowanie  $\beta$ , które można badać za pomocą działania jonizacyjnego lub fotograficznego. Aktywność różnych soli jest niezależna od ich pochodzenia i jest około 1000 razy słabsza od aktywności uranu. Biorąc pod uwagę absorpcję promieniowania w źródle znajdujemy, że aktywność jest proporcjonalna do zawartości pierwiastka *K* lub *Rb*; jest to zatem własność atomowa. Frakcjonowanie soli potasowych nie prowadzi do skoncentrowania promieniotwórczości. Wszelako *Hevesy* stosując metodę cząstkowej destylacji otrzymał pozostałość, której aktywność była o 4% większa od aktywności normalnej i na tej podstawie wywnioskował, że promieniotwórczość należy do izotopu 41, nie zaś 39<sup>1)</sup>.

W celu badania soli *K* lub *Rb* należy używać stosunkowo wielkich ilości substancji pokrywającej znaczną powierzchnię, np. 100 g rozpostartych na 1000 cm<sup>2</sup>; otrzymany w tych warunkach prąd jonowy jest rzędu wielkości 10<sup>-12</sup> amp. Za pomocą przyrządów bardzo czułych można badać znacznie mniejsze ilości substancji: liczniki elektronowe

<sup>1)</sup> Obecnie przyjmujemy, że potas zawiera izotop 40, któremu przypisujemy promieniotwórczość tego pierwiastka (*L. W.*).

pozwalają wykryć promieniowanie 20 mg potasu. Pomimo słabego natężenia promieni zdołano zbadać ich odchylenie w polu magnetycznym i dowieść, że są to promienie  $\beta$  (*Henriot*).

Przenikliwość promieni  $\beta$  potasu jest zbliżona do przenikliwości promieni  $\beta$  *RaE*; promienie  $\beta$  rubidu zachowują się podobnie do promieni  $\beta$  radu. Wartości współczynników absorpcji  $\mu$  w glinie, podawane przez różnych autorów, wahają się od 20 do 40  $cm^{-1}$  w przypadku *K*, od 300 do 500  $cm^{-1}$  w przypadku *Rb*. Oceniamy, że średnia prędkość cząstek  $\beta$  potasu wynosi około 0,85, prędkość cząstek  $\beta$  rubidu około 0,60 (jako jednostkę obieramy prędkość światła).

Drogą liczenia cząstek  $\beta$ , wysyłanych przez cienkie warstwy substancji, porównano liczbę cząstek  $\beta$  dawanych przez 1 g *K* lub *Rb* z liczbą cząstek  $\beta$  wysyłanych przez *UX* w równowadze z 1 g *U*. Znalezione, że stosunki tych liczb wynoszą  $K:Rb:U = 1:16:1000$ . Biorąc pod uwagę, że promieniowanie  $\beta$  *UX* składa się z dwóch grup pochodzących od  $UX_1$  i  $UX_2$ , obliczono na podstawie tych danych, że okres *K* wynosi  $1,5 \cdot 10^{13}$  lat, okres *Rb* —  $4 \cdot 10^{11}$  lat. Jeżeli jednak promienie  $\beta$  potasu pochodzą tylko od  $K^{41}$ , to okres wynosi tylko  $7,5 \cdot 10^{11}$  lat. Jeżeli promienie  $\beta$  są, jak to należy przypuszczać, pochodzenia jądrowego, potas powinien zamieniać się na *Ca*, rubid zaś na *Sr*. Te wnioski nie zostały dotąd potwierdzone.

W granicach dokładności pomiarów, odpowiadającej ok. 1/300 promieniowania *K*, stwierdzono, że żaden inny metal alkaliczny nie wysyła dostrzegalnego promieniowania.

Podobnie ujemne wyniki otrzymano w przypadku wielu innych pierwiastków położonych pomiędzy *Na* i *Ag*. Niektórzy autorowie podają jednak, że pewne metale pospolite wysyłają promienie  $\alpha$  o małym zasięgu (*Hoffmann*). Dla rozstrzygnięcia tej sprawy potrzebne są nowe doświadczenia.

Promieniotwórczość *K* i *Rb* stanowi pierwszy doświadczalnie stwierdzony przykład promieniotwórczości pierwiastków umieszczonych w tablicy periodycznej poza okolicą zajętą przez *U*, *Th* i ich pochodne. Jak się wydaje, nie ma żadnego związku między tymi metalami alkalicznymi i ciężkimi radiopierwiastkami. Chociaż promieniowanie potasu jest słabe, to jednak duża zawartość potasu w skałach i glebie sprawia, że udział potasu w przemianach promieniotwórczych, dostarczających ciepła skorupie ziemskiej, jest stosunkowo znaczny.

#### § 146. Promieniotwórczość samaru.

Samar ( $Z = 72$ ) jest słabo promieniotwórczy; pierwiastek ten wysyła cząstki  $\alpha$  o zasięgu około 1,2 cm (*Hevesy* i *Pahl*). Aktywność samaru wynosi około 1/270 aktywności uranu, 1 g samaru wysyła w sekundzie 75 cząstek  $\alpha$ .

Promienie  $\alpha$  były badane za pomocą licznika *Geigera-Mullera* i za pomocą komory jonizacyjnej; zdołano również zaobserwować ich tory w komorze rozprężeń Wilsona (*Maurycy Curie* i *F. Joliot*).

Jeżeli aktywność samaru nie pochodzi od jakiegoś izotopu obecnego w bardzo małej ilości, to okres samaru obliczony na podstawie liczby cząstek  $\alpha$  wynosi  $1,2 \cdot 10^{12}$ . Z drugiej strony teoria *Gamowa* (§ 114) prowadzi do wniosku, że okres tego rzędu wielkości może należeć do pierwiastka, którego liczba atomowa wynosi 62 i który wysyła cząstki  $\alpha$  o zasięgu  $1,2 \text{ cm}$ . Jest przeto rzeczą prawdopodobną, że promieniotwórczość samaru pochodzi od jego głównego izotopu.

#### § 147. Radiopierwiastki w glebie i w skałach.

Obecność radiopierwiastków na ziemi nie ogranicza się do minerałów uranowych i torowych. Dzięki wielkiej czułości metod pomiarowych zdołano stwierdzić, że wszystkie dostępne badaniom gleby i skały zawierają ślady substancji promieniotwórczych, co prawda w niezmiernie małej ilości. Pierwsze prace dotyczące tego zagadnienia zostały wykonane przez *Elstera* i *Geitela*, którzy umieszczali próbki różnych gleb w komorze jonizacyjnej i zauważyli wzrost przewodnictwa powietrza. Najbardziej aktywne okazały się gliny, a zwłaszcza pewna glina żelazista z okolicy Gango (północna Italia), z której zdołano wydobyć drogą operacyj chemicznych niewielką ilość radu, zidentyfikowanego za pomocą wydzielanego radonu. Również w pierwszych latach nauki o promieniotwórczości wykryto obecność emanacji i ich osadów aktywnych w powietrzu, co pozwalało przypuszczać, że w glebie znajdują się pierwiastki wytwarzające gazy promieniotwórcze oraz substancje macierzyste tych pierwiastków.

W związku z tym odkryciem przystąpiono do oznaczania substancji promieniotwórczych zawartych w glebach i skałach (*Strutt*, *Joly*, *Holmes* i inni). Zajmowano się oznaczaniem zawartości radu i toru, ilość zaś uranu wyliczano na podstawie ilości radu w założeniu, że stosunek  $U/Ra$  jest stały i wynosi  $3 \cdot 10^6$ . Do analiz używano od 50 do 100 g substancji.

W celu oznaczenia radu rozpuszcza się badaną substancję i następnie oznacza się ilość zawartego w niej radu na podstawie ilości radonu wydzielającego się z roztworu w stanie wrzenia (§ 49). Inna metoda polega na tym, że substancję stapia się z ługiem potasowym lub z mieszaniną węglanów alkalicznych i zbiera się gazy wywiązujące się podczas topnienia; zawarty w tych gazach radon wprowadza się do komory jonizacyjnej.

Tor bywa również oznaczany za pomocą wydzielającej się emanacji. Kwaśny roztwór substancji umieszcza się w zbiorniku zaopatrzonym w chłodnicę zwrotną. Przez wrzący roztwór przechodzi prąd powietrza, który porusza toron i po osuszeniu wchodzi do komory jonizacyjnej.

Czyni się to dopiero po uprzednim usunięciu radonu z roztworu. Prąd otrzymany w komorze jonizacyjnej porównywa się z prądem pochodzącym od znanej ilości toru. Można również wydobyć z badanej substancji wodorotlenki rzadkich ziem zawierające tor i oznaczać ten pierwiastek drogą porównania z wodorotlenkiem zawierającym znaną ilość toru.

We wszystkich doświadczeniach tego rodzaju jest rzeczą konieczną upewnić się, że reaktywy nie zawierają *Ra* ani *Th*. Biorąc rzeczy ogólne, zawartość *Ra* w skałach jest rzędu  $10^{-12}$  g na gram, z czego wynika, że zawartość *U* jest rzędu  $10^{-6}$  g na gram skały; zawartość *Th* jest rzędu  $10^{-5}$  g na gram.

Pomiędzy różnymi rodzajami skał istnieją znaczne różnice. Kwaśne skały wulkaniczne są bogatsze w *Ra* niż skały wulkaniczne zasadowe lub skały osadowe. Jak się wydaje, ilość *Th* wykazuje analogiczne różnice. W poniższej tabelicy podajemy następujące średnie wartości:

	<i>Ra</i> w g $\times 10^{12}$	<i>U</i> w g $\times 10^6$	<i>Th</i> w g $\times 10^5$	<i>K</i> %	<i>Si</i> %
Skały wulkaniczne kwaśne (granity, gneiss) . . . .	3,0	8,0	2,0	3,4	74
Skały wulkaniczne zasadowe	1,3	3,9	0,5	1,3	48
Skały osadowe (piaskowce, łupki, wapniaki) . . . .	1,4	4,2	1,2		

Mamy podstawy do przypuszczania, że skały osadowe utraciły wskutek działania wód podskórnych część radu zawartego w skałach wulkanicznych, których rozkład był źródłem ich genezy.

Istnieją okolice wyróżniające się stosunkowo znaczną zawartością radu, np. okolice tunelów St. Gotarda i Symplonu, gdy tymczasem inne okolice są ubogie. Stwierdzono, że lawy Wezuwiusza zawierają do  $16 \cdot 10^{-12}$  *Ra*. Meteoryty skalne zawierają *Ra* w ilości porównywalnej z zawartością skał wulkanicznych zasadowych; meteoryty żelazne są znacznie uboższe.

Nie umiemy ocenić całkowitej ilości radu znajdującej się na ziemi, ponieważ nie wiemy, w jaki sposób koncentracja radu zmienia się wraz z głębokością. Zdaniem niektórych geologów ziemia składa się z obfitującego w żelazo jądra otoczonego kolejnymi warstwami skał; warstwa zewnętrzna ma być najbogatsza w krzemionkę i zarazem najsilniej promieniotwórcza. Te rozważania mają wielkie znaczenie w rozważaniach dotyczących bilansu cieplnego ziemi (§ 152). Ponieważ potas może odgrywać pewną rolę w tym bilansie, przeto na tabelicy umieściliśmy zawartości *K* obok zawartości *Ra*, *U* i *Th*.

Minerały uranowe i torowe mogły powstać drogą przemian, które zaszły w skałach granitowych pod działaniem gorącej wody. Ponieważ rozpuszczona lub stopiona masa ostyga powoli, przeto w najbardziej rozpuszczalnych częściach mogło nastąpić skoncentrowanie się niektó-



rych pierwiastków, pierwiastki te następnie krystalizowały się, tworząc minerały wypełniające szczeliny masy utworzonej podczas pierwszej krystalizacji. Minerały pierwotne uległy zapewne różnym metamorfozom, z których wzięły początek minerały wtórne.

#### § 148. Radiopierwiastki w wodach i gazach naturalnych.

Powietrze atmosferyczne, przepłukiwane przez wodę pochodzącą ze źródeł, posiada na ogół zwiększone przewodnictwo (*J. J. Thomson, Himsted* i inni). Ten wzrost przewodnictwa tłumaczy się tym, że prąd powietrza porywa niewielką ilość radonu rozpuszczonego w wodzie pobranej ze źródła.

Stwierdzono, że jest to zjawisko powszechne, nie zawsze jednak można na tej podstawie wnioskować o zawartości radu w wodzie. Wody źródlane zawierają na ogół znacznie więcej radonu w jednostce objętości niż to odpowiada równowadze z radem rozpuszczonym w tej samej objętości. W tym przypadku należy założyć, że wody nasyciły się radonem pobierając go z warstw terenu, przez który przepływały zanim dostały się na zewnątrz. Nadmiar radonu wydziela się do atmosfery i zanika w czasie; promieniotwórczość wód tego typu zmniejsza się zatem w miarę ich oddalania się od źródła. Z tego wynika, że wody potoków, strumieni i rzek są na ogół mniej aktywne od wód źródłanych.

Oprócz radu, wody zawierają niekiedy również tor; w tym przypadku znajdujemy oba te pierwiastki w pozostałości po odparowaniu. W pozostałości niektórych źródeł znajdujemy radiotor (źródło de l'Echaillon).

Świeżo destylowana woda nie jest aktywna, jeżeli naczynia użyte do destylacji były nieaktywne.

Z niektórych źródeł wydzielają się gazy w mniejszej lub większej objętości. Gazy te zawierają niekiedy radon w większej koncentracji niż woda z tego samego źródła; fakt ten tłumaczy się małą rozpuszczalnością radonu. Dostrzeżono również wydzielanie się toronu.

W niektórych okolicach gazy wydzielają się nie bezpośrednio z wód, lecz poprzez skały lub porowatą glebę. Te gazy naturalne zawierają często znaczną ilość  $CO_2$ , ponadto azot i gazy szlachetne: argon, hel, neon, niekiedy również radon. Źródło Bourbon-Nancy wydziela około 10000 litrów helu rocznie. W Stanach Zjednoczonych (Texas) znajdują się tereny, z których hel wydziela się w ilości tak wielkiej, że znalazł zastosowanie do napełniania balonów. Jest rzeczą prawdopodobną, że hel wydzielający się z gleby pochodzi od substancyj promieniotwórczych znajdujących się głębiej; to samo stosuje się do radonu. Nie byłoby jednak rzeczą wskazaną przystępować na tej podstawie do poszukiwania minerałów promieniotwórczych; w istocie radon może pochodzić z warstw położonych w znacznej głębokości, gdyż okres jego życia jest dostatecznie długi; jest to tym słuszniejsze w zastosowaniu do

helu, ponieważ hel jest to pierwiastek trwały. Jak się wydaje, nie ma określonego związku pomiędzy ilością wywiązywanego helu i aktywnością źródła.

Pomiary aktywności wód polegają na oznaczaniu radu i toru jak również radonu. Wodę należy czerpać u wylotu źródła, zamknąć szczelnie naczynie, do którego została pobrana i zapisać chwilę pobrania. W ciągu możliwie krótkiego czasu przeprowadza się wodę do aparatu pomiarowego w ten sposób, aby wszelkie straty radonu były zredukowane do minimum; dla zmierzenia ilości radonu używa się metody wrzenia, następnie pozostawia się wodę w zamkniętym naczyniu w ciągu dostatecznie długiego czasu i przystępuje się do nowej ekstrakcji radonu w celu oznaczenia ilości radu w wodzie; ilość ta jest zresztą zwykle bardzo mała. Można również oznaczać rad w pozostałości otrzymanej drogą odparowania znanej ilości wody; w tej samej pozostałości oznacza się również tor.

Jedyny radiopierwiastek, który można oznaczać w gazach naturalnych, jest to radon, gdyż toron zanika tak szybko, że można go otrzymywać tylko w bardzo specjalnych warunkach; tak np. można wykryć toron w gazach wyciąganych z ziemi zapomocą przyrządów znajdujących się w bezpośrednim kontakcie z glebą. W celu oznaczania radonu pobieramy gazy w miejscu wydzielania się do szczelnego naczynia i zapisujemy chwilę pobrania; natychmiast potem przeprowadzamy gaz do komory jonizacyjnej, połączonej z przyrządem pomiarowym.

Po zmierzeniu ilości radonu należy obliczyć poprawkę wynikającą z zaniku radonu i sprowadzić zmierzoną wartość do chwili pobrania. Jest rzeczą przyjętą wyrażać ilość radonu w milimikrocurie ( $10^{-9}$  curie, w skrócie *mmc*) na litr wody lub gazu w chwili pobrania. Niekiedy używa się również jednostki koncentracji «eman», wynoszącej  $10^{-10}$  curie/litr. W celu scharakteryzowania aktywności źródła należy wziąć pod uwagę nie tylko koncentrację aktywnych substancyj, lecz również wydajność źródła.

Domniemany związek pomiędzy terapeutycznym działaniem zdrojów leczniczych i ich promieniotwórczością dał pobudkę do badania wielkiej liczby źródeł i błot leczniczych we wszystkich krajach. Aktywność wielu źródeł nie jest większa od aktywności zwykłej wody do picia lub wody rzecznej. Ta wartość normalna wynosi około 0,1 *mmc* na litr (1 *eman*), zawartość zaś radu w wodach tego rodzaju jest rzędu  $0,005 \cdot 10^{-10}$  g na litr.

Zawartość radonu w wodzie oceanów jest rzędu 0,03 *mmc/litr*, zawartość zaś radu waha się od 4 do  $14 \cdot 10^{-15}$  g na litr; i w tym przypadku istnieje nadmiar radonu w stosunku do ilości wytwarzanej w morzu; ten nadmiar jest niewątpliwie przynoszony przez rzeki.

Ze zbadanych dotąd wód źródłanych największą ilość radonu zawierają źródła wytryskujące w kopalni uranu w Jachymowie; zawartość radonu wynosi 165 *mmc* na litr wody i 450 *mmc* na litr gazu, zawartość zaś *Ra* wynosi  $2 \cdot 10^{-10}$  g na litr wody. Jak się wydaje, ta wielka ilość

radonu pochodzi z granitowego masywu, w którym znajduje się kopalnia (*Behounek*).

Nie wiemy nic pewnego o związku pomiędzy promieniotwórczością źródeł i ich temperaturą. Aktywność ulega wahaniom zależnym od pory dnia, od pór roku i od warunków meteorologicznych. Wreszcie zaznaczymy, że ropy naftowe zawierają radon, co pozostaje zapewne w związku z wielką rozpuszczalnością radonu w związkach organicznych tego typu.

Poniższa tablica zawiera dane dotyczące niektórych źródeł. Jak widać nie ma żadnej prostej zależności pomiędzy zawartością radonu i radu, co świadczy o tym, że czynniki, od których zależą te ilości, są w każdym przypadku różne<sup>1)</sup>.

	Temperatura (stopni)	Rn w 10 <sup>-10</sup> woda	curie/litr gaz	Ra w 10 <sup>-10</sup> g/litr-gaz
Bagnères de Luchon, S. Lepape, Francja	29,3	415	—	—
Extreys (Hte-Loire), Francja.. . . .	—	340	—	—
La Bourboule, S. Chauny, Francja . .	54,8	205	1614	—
Plombières, S. Lambinet, Francja. . .	26,8	141	—	—
Sail-les-Bains, S. du Hamel, Francja. .	34	115	502	—
Royat, S. St. Mart, Francja . . . . .	28,8	145	497	0,68
Bagnoles-de-l'Orne, G. Source, Francja .	26	7,35	25	—
Vernet-les-Bains, S. Providence, Francja	37,6	157	1159	—
Luso, Portugalia . . . . .	—	305	—	1,4
Bath, King's Well, Anglia. . . . .	50	17,3	336	—
Gastein, źródło Elżbiety, Austria . . .	46,7	533	—	0,5
Karlsbad, Sprudel, Czechosłowacja . .	72,5	0,4	3,2	2,4
St. Joachimsthal, źródło gorące . . . .	270	1640	4500	14,8
Woda w zbiorniku Step, Czechosłowacja	—	18000	—	—
Brambach, Neue Quelle, Niemcy . . . .	—	7150	—	—
Baden Baden, Büttquelle, Niemcy . . .	23,5	500	—	—
Ischia, źródła Rzymskie, Włochy. . . .	57	1355	—	—
Colorado, S. n <sup>o</sup> 207, Stany Zjednoczone	14,5	305	2725	—
Lower Geyser Basin, Firchole Lake, Stany Zjednoczone . . . . .	85	2,9	3290	—
Murasugi, Etigo Mineral Spring, Japonia	25	160,5	—	—
Arima, Irino-Yu, Japonia . . . . .	53,4	0,8	13,2	—
Arima, Itihozi, Japonia. . . . .	31	138	—	—
Tuwa (Bombaj), Indie . . . . .	67	{ 330 620	—	—

#### § 149. Zawartość radonu i osadu aktywnego w atmosferze.

Spośród emanacyj wydzielanych przez substancje promieniotwórcze, zawarte w glebie i wodach, tylko radon posiada dostatecznie długi okres życia, aby przeniknąć do wyższych warstw atmosfery drogą dyfuzji. Na-

<sup>1)</sup> W Niemczech i w Austrii, a niekiedy również i w Polsce używa się w celu oznaczenia aktywności źródeł tzw. jednostek *Machego* (*j.M.*). 1 *j.M.* jest to ilość radonu dająca w przypadku zupełnego wykorzystania promieni  $\alpha$  prąd nasycenia równy 0,001 *j.es.* 1 *j.M.* = 0,364 *mmc* (L.W.).

wet na znacznych wysokościach wykrywamy obecność radonu oraz aktywnego osadu radu. Toron znajduje się tylko w pobliżu gleby, natomiast aktywny osad toru, którego okres jest dłuższy, może być porywany prądami powietrza i oddalać się od ziemi znacznie bardziej niż toron, z którego ten osad powstaje. Aktynon nie przenika wcale do atmosfery, niekiedy jednak wykrywamy aktywny osad aktynu, zresztą w bardzo małej ilości.

W celu wykrywania obecności osadów aktywnych w powietrzu rozciągamy długi izolowany drut metalowy, naładowany ujemnie, i pozostawiamy go w ciągu czasu wahającego się od kilku godzin do kilku dni (*Elster* i *Geitel*). Następnie zdejmujemy drut, nawijamy go na ramkę i stwierdzamy za pomocą elektrometru lub elektroskopu, że drut jest aktywny. Ta aktywność, niekiedy bardzo znaczna, zanika samorzutnie. Usuając zewnętrzną warstwę drutu za pomocą pocierania lub działaniem kwasu, możemy skoncentrować aktywność w małej objętości materii; otrzymujemy w ten sposób aktywności wystarczające do zaczerniania klisz lub wzbudzania fosforescencji. Doświadczenie udaje się zarówno na otwartym powietrzu jak i w zamkniętej przestrzeni; w pierwszym przypadku otrzymujemy większą aktywność, ponieważ możemy wykorzystać większą objętość powietrza.

Analiza krzywych dezaktywacji drutu wykazuje, że na drucie gromadzi się zazwyczaj mieszanina aktywnych osadów radonu i toronu. W ciągu kilku pierwszych godzin znika osad radonu; otrzymujemy wówczas prawo zaniku charakteryzujące aktywny osad toronu i drogą ekstrapolacji obliczamy aktywność drutu w chwili początkowej, pochodzącą od składników osadu torowego. Następnie odejmujemy ekstrapolowaną krzywą od krzywej doświadczalnej i otrzymujemy krzywą zaniku, zależną tylko od aktywnego osadu radonu, co pozwala obliczyć początkową ilość tego osadu.

Względna zawartość aktywnych osadów radu i toru jest zależna od warunków doświadczalnych. W powietrzu ponad morzem wykrywamy głównie osad aktywny *Ra*. Rzeczy mają się podobnie na wielkich wysokościach ponad lądem stałym. Natomiast w pobliżu powierzchni ziemi znajdujemy często w przeważającej ilości osad *Th*, zwłaszcza wówczas, gdy umieszczamy drut w zagłębieniu, przez które przepływa nieustannie powietrze wyciągane z gleby.

Osady atmosferyczne, np. deszcz i śnieg, porywają podczas spadania osad aktywny. Pozostałość po odparowaniu 50  $cm^3$  wody deszczowej posiada łatwo dostrzegalną, samorzutnie zanikającą aktywność; ta aktywność może być również stracona z wody deszczowej drogą odpowiedniej reakcji chemicznej. Otrzymana substancja promieniotwórcza daje się scharakteryzować jako aktywny osad radu. Świeżo spadły śnieg daje po odparowaniu aktywną pozostałość, analogiczną do aktywności wody deszczowej. Jeżeli śnieg pada w ciągu długiego czasu, to jego promieniotwórczość jest zmniejszona.

Ilościowe badania promieniotwórczości atmosfery polegają najczęściej na oznaczaniu radonu. W tym celu możemy posługiwać się metodą bezpośrednią, polegającą na tym, że określoną objętość powietrza przepuszcza się przez wężownicę zanurzoną w ciekłym powietrzu; radon skrapla się w wężownicy i może być następnie wprowadzony do komory jonizacyjnej. Zamiast kondensacji w bardzo niskiej temperaturze można stosować absorpcję na węglu; w tym przypadku należy ogrzać rurkę zawierającą absorbent do  $300^{\circ}$  w celu wydzielenia zawartego w nim radonu. Jako absorbentów używano również siarczku węgla utrzymywanego w niskiej temperaturze oraz nafty. Otrzymane wyniki wahają się w szerokich granicach; średnia zawartość nad lądem w pobliżu powierzchni ziemi jest rzędu  $10^{-16}$  curie/cm<sup>3</sup>, co odpowiada 2 atomom radonu na cm<sup>3</sup>. Na oceanie z dala od wybrzeża zawartość radonu jest mniejsza i spada do  $10^{-18}$  curie/cm<sup>3</sup>. W okolicach biegunowych nie znajdujemy prawie wcale radonu. Doświadczenia wykonane w balonach pozwoliły stwierdzić, że koncentracja radonu zmniejsza się wraz z wysokością, co jest zgodne z założeniem, że radon znajdujący w atmosferze pochodzi z powierzchniowych warstw lądu.

Próbowano również oznaczać radon za pomocą metody pośredniej, opartej na aktywacji drutów w warunkach poprzednio opisanych. Interpretacja tych doświadczeń prowadzi jednak do wyników mniej dokładnych, ponieważ nie wiemy nic pewnego o zachowaniu się promieniotwórczych substancji w atmosferze. Zagadnienie sprowadza się do wyliczenia koncentracji radonu i toronu na podstawie koncentracji atomów osadu aktywnego. Zakładamy, że w nieobecności pola elektrycznego rozmieszczenie emanacji i składników osadów aktywnych jest jednostajne i stosuje się do praw równowagi promieniotwórczej. Ta hipoteza jest do pewnego stopnia słuszna w przypadku radonu, natomiast średnia koncentracja toronu zmniejsza się szybko w miarę wzrastania odległości od powierzchni ziemi.

Podamy przybliżoną teorię aktywacji drutów. Bierzemy pod uwagę drut o średnicy  $2a$ , umieszczony wzdłuż osi cylindra o wewnętrznej średnicy  $2b$  i naładowany ujemnie w ten sposób, że między drutem i cylindrem istnieje różnica potencjałów  $V$ . Zakładamy, że na drucie osiadają tylko naładowane dodatnio atomy  $RaA$ ; niektóre spośród tych atomów ulegają zanikowi zanim osiągną drutu. Niech będzie  $C$  liczba atomów  $RaA$  osiadających w jednostce czasu na jednostce długości drutu,  $C_0$  — liczba atomów wytworzonych w ciągu tego samego czasu wewnątrz cylindra i na jednostce jego długości. Zależność  $C/C_0$  od  $V$  jest analogiczna do zależności prądu jonowego od różnicy potencjałów. Stosunek  $C/C_0$  jest zbliżony do 1 w przypadku małej odległości i wielkiej różnicy potencjałów pomiędzy drutem i cylindrem; w tym przypadku otrzymujemy prawie całkowitą ilość osadu wytworzonego w rozporządzonej objętości powietrza; natomiast jeżeli zwiększamy objętość lub zmniejszamy napięcie, otrzymujemy coraz mniejszy stosunek  $C/C_0$ ; stosunek ten dąży do 0 w miarę wzrastania tych wielkości. W ten spo-

sób można obliczyć wartość graniczną, odpowiadającą wielkości  $C_0$ . Mierzmy aktywność drutu, pochodzącą od  $RaA$  i jego pochodnych, i drogą porównania z aktywnością, którą znana ilość radonu daje w tych samych warunkach, obliczamy koncentrację  $N$  radonu.

W dokładniejszej teorii musimy wziąć pod uwagę rekombinację jonów  $RaA$  z zawartymi w powietrzu ujemnymi jonami oraz osiadanie atomów  $RaA$  na pyłkach, wskutek czego powstają wielkie mało ruchliwe jony. Te zjawiska odgrywają małą rolę w przypadku, gdy objętość gazu jest ograniczona, ponieważ jonizacja powietrza jest na ogół bardzo słaba. Istnieje jednak zawsze pewna strata wydajności, wynikająca z tego, że nie wszystkie atomy  $RaA$  są naładowane w chwili powstawania.

W miarę, jak promień  $b$  cylindra wzrasta, warunki stają się coraz podobniejsze do warunków ekspozycji drutu na otwartym powietrzu, koncentracja  $RaA$  w sąsiedztwie drutu jest wówczas zbliżona do koncentracji w stanie równowagi. Prądy powietrza przyczyniają się do osiągnięcia tego stanu. Wpływ rekombinacji oraz pyłków jest w tym przypadku znacznie większy niż w ograniczonej objętości.

Podobne rozważania stosują się do aktywnego osadu toru, prowadzą jednak do mniej dokładnych wyników, ponieważ toron nie posiada jednakowej koncentracji we wszystkich punktach zużytkowanej objętości.

Zamiast zbierać osad aktywny w spoczywającym powietrzu, można przepuszczać znaną ilość powietrza przez cylindryczny kondensator (aspirator *Eberta*) i w ten sposób połączyć powiększenie użytecznej przestrzeni z zachowaniem warunków całkowitej ekstrakcji jonów promieniotwórczych (*Gerdien, Kohlrausch*).

Podczas aktywacji ilości ciał  $A$ ,  $B$  i  $C$  na drucie wzrastają zgodnie z prawami przemian promieniotwórczych. Prąd jonowy, pochodzący od drutu aktywowanego w ciągu czasu  $t$ , zmierzony bezpośrednio po zakończeniu aktywacji lub po upływie określonego czasu od tej chwili, daje się przedstawić jako suma wyrazów proporcjonalnych do ilości każdego składnika i do jego współczynnika aktywności w przyrządzie pomiarowym. Jeżeli te współczynniki aktywności są znane, to można obliczyć ilość zebranego  $RaA$  na podstawie zmierzonego prądu  $I$ . Znajomość koncentracji  $N'$  atomów  $RaA$  w przepływającym powietrzu pozwala obliczyć koncentrację  $N$  atomów radonu w równowadze z  $RaA$ .

Jeżeli mamy do czynienia również z osadem  $Th$ , to do  $I$  należy dodać wyrazy uzupełniające. Analiza krzywej, przedstawiającej  $I$  jako funkcję czasu podczas aktywacji lub po jej zakończeniu, pozwala rozłożyć prąd na części pochodzące od każdego z osadów aktywnych. Część pochodząca od  $Th$  wzrasta wraz z czasem ekspozycji i jest zależna od użytej aparatury; w niektórych doświadczeniach, wykonanych z drutami o długości 10 do 100  $m$ , eksponowanymi na otwartym powietrzu na wysokości kilku metrów, udział  $Th$  wynosił więcej niż 50%.

Możemy zebrać w ciągu bardzo krótkiego czasu osad aktywny, zawarty w ograniczonej objętości powietrza, wytwarzając wyładowanie w postaci iskry między ostrzem i płytką (metoda *Sella*). Taka iskra przenosi na płytkę nie tylko promieniotwórcze jony, lecz również pyłki zawieszony w powietrzu. Są to więc warunki sprzyjające dobremu wykorzystaniu osadu. Ta metoda daje mniejsze wartości stosunku osadów aktywnych  $Th$  i  $Ra$ , niż metoda aktywowania na otwartym powietrzu.

Jest rzeczą możliwą, że wartości otrzymywane za pomocą iskry są bardziej zbliżone do wartości odpowiadających równowadze promieniotwórczej pomiędzy emanacjami i ich pochodnymi, zawartymi w powietrzu w pobliżu powierzchni ziemi.

Doświadczenia wykonane w balonie wykazują, że koncentracja osadu aktywnego zmniejsza się szybko wraz z wzrostem wysokości; jest to wyraźniejsze w przypadku *Th*. Koncentracja radonu ponad morzem jest znacznie mniejsza niż ponad lądem.

#### § 150. Jonizacja atmosfery. Jonizacja w zamkniętym naczyniu.

Powietrze atmosferyczne jest zawsze słabo zjonizowane. W pobliżu powierzchni ziemi i na umiarkowanych wysokościach jonizacja pochodzi prawie wyłącznie od ciał promieniotwórczych, rozproszonych w powietrzu, w wodzie i w glebie. Na znacznych wysokościach pojawia się nowy czynnik jonizujący, «bardzo przenikliwe promieniowanie kosmiczne», którego działanie na poziomie morza jest stosunkowo nieznaczne.

Systematyczne badanie jonizacji atmosfery stanowi bardzo interesujące zagadnienie; w istocie jony odgrywają rolę w różnych zjawiskach meteorologicznych, np. w powstawaniu pola elektrycznego w atmosferze, w tworzeniu się obłoków wskutek skraplania się pary wodnej na naładowanych centrach oraz w zjawiskach obserwowanych podczas burz.

W celu zmierzenia zawartości jonów w powietrzu, posługujemy się aspiratorem *Eberta*. Jest to rurka, przez którą przedmuchujemy znaną objętość powietrza, oddającego jony elektrodzie umieszczonej wzdłuż osi (§ 6). Jest rzeczą ważną rozróżniać «małe jony» oraz «wielkie jony» powstające drogą osiadania małych jonów na pyłkach i kropelkach (*P. Langevin*). Stosunek między ilościami jonów każdego rodzaju zmienia się w zależności od warunków atmosferycznych i od czystości powietrza. Koncentracja jonowa posiada dobowy okres zmienności obok okresów dłuższych.

Wielkie jony oraz cząstki obojętne o analogicznych rozmiarach odgrywają prawdopodobnie rolę zarodków kondensacji w powstawaniu obłoków na wysokości mniejszej od 2000 *m*. W masie powietrza, wznoszącej się w dalszym ciągu po utworzeniu takiego obłoku, nowe krople mogą powstawać tylko na znacznie większej wysokości (10 do 12 *km*), mianowicie wtedy, kiedy wskutek oziębienia powstaje stan silnego przesylenia, w którym para może się skraplać na małych jonach.

Przewodnictwo elektryczne powietrza jest zależne prawie wyłącznie od koncentracji małych jonów; wielkie jony są zbyt mało ruchliwe, aby przyczyniać się w dostrzegalnym stopniu do przenoszenia ładunku, jakkolwiek ich liczba i ładunek mogą być tego samego rzędu wielkości, co liczba i ładunek małych jonów.

Jonizacja atmosfery tuż przy ziemi jest znacznie większa niż na pew-

nej wysokości. W zagłębieniach lub grotach znajdujemy niekiedy bardzo znaczną jonizację; silnie przewodzą również gazy wyciągane z ziemi. Te zjawiska przypisujemy znacznej zawartości emanacji i osadów radioaktywnych w powietrzu okludowanych w glebie.

Liczba par jonów  $j$ , wytwarzanych w  $1 \text{ cm}^3$  i w sekundzie w normalnym powietrzu, jest zależna od różnych czynników jonizujących. Jeżeli  $n$  jest to koncentracja jonów, dodatnich lub ujemnych (zakładamy, że te koncentracje są jednakowe), to na podstawie praw rekombinacji powinniśmy mieć  $n = \sqrt{j/\alpha}$ . Niektórzy autorowie utrzymują jednak, że w atmosferze, gdzie koncentracja jonów jest niezmiernie mała, znikanie jonów zachodzi nie tyle wskutek rekombinacji jonów odwrotnego znaku, ile wskutek łączenia się jonów z obcymi cząstkami. Z tego punktu widzenia należałoby zmienić wzór przedstawiający szybkość rekombinacji, mianowicie dodać do znanego wyrazu  $\alpha n^2$  wyraz  $\beta n$  posiadający stosunkowo większe znaczenie, przynajmniej w zagadnieniu elektryczności atmosferycznej. Zakładając, że  $\alpha$  jest równe około  $1,6 \cdot 10^{-6}$ , znajdujemy wartości  $\beta$  rzędu  $0,02 \text{ sek}^{-1}$ , co odpowiada średniemu czasowi życia jonu w normalnym powietrzu, wynoszącemu około  $50 \text{ sek}$ . Jeżeli koncentracja  $n = 10^3$ ,  $\alpha n^2$  jest stosunkowo małe wobec  $\beta n$ .

Liczne pomiary, których wyniki są dosyć rozbieżne, prowadzą do wniosku, że koncentracja jonowa w normalnym powietrzu i na niewielkiej wysokości ponad poziomem morza jest zbliżona do  $n = 600$ , co odpowiada  $j = 12$  zgodnie z wzorem  $j = \beta n$ . Główna część tej jonizacji pochodzi od ciał promieniotwórczych znajdujących się w glebie i w atmosferze.

Ilości  $10^{-16}$  curie radonu na  $\text{cm}^3$  odpowiada emisja około  $3,5 \cdot 10^{-6}$  cząstek  $\alpha$   $Rn$ ,  $RaA$  i  $RaC$  na sekundę; biorąc pod uwagę, że liczby jonów wytwarzanych przez cząstki  $\alpha$  tych radiopierwiastków wynoszą 155000, 170000 i 220000, znajdujemy, że całkowita liczba jonów na sekundę i  $\text{cm}^3$  powinna wynosić  $2J$  ( $J$  jest to skrót używany w znaczeniu jednej pary jonów wytwarzanych w  $\text{cm}^3$  i w sekundzie). Tę liczbę należy powiększyć o 10% w celu uwzględnienia działania promieni  $\beta$  i  $\gamma$ , co daje razem  $2,2J$ . Przypisując taki sam udział toronowi i jego aktywnemu osadowi otrzymujemy  $j = 4,4J$ .

W celu obliczenia udziału przenikliwego promieniowania  $\gamma$  wychodzącego z ziemi, weźmy pod uwagę element objętości umieszczony w powietrzu w punkcie 0 w pobliżu powierzchni ziemi i przeprowadźmy poniżej tej powierzchni dwie koncentryczne półkule o promieniach  $r$  i  $r + dr$  ze środkiem w punkcie 0. Masa materii zawartej pomiędzy półkulami wynosi  $2\pi r^2 \rho dr$ , gdzie  $\rho$  jest to gęstość. Promieniowanie tej warstwy wytwarza w punkcie 0  $dn = 2\pi K e^{-\mu r} r^2 \rho dr / r^2$  jonów w jednostce objętości, gdzie  $K$  jest to liczba jonów wytworzonych w jednostce objętości w odległości jednego  $\text{cm}$  od 1  $\text{g}$  aktywnej substancji;  $p$  jest to ilość substancji promieniotwórczej w gramach na gram gleby;  $\mu$  zaś — współczynnik absorpcji promieniowania w glebie. Całkując od  $r = 0$  do  $r = \infty$  znajdujemy  $n = 2\pi K p \rho / \mu$ . Doświadczenia wykonane z radem jako źródłem promieni  $\gamma$  dają  $K = 3,9 \cdot 10^3$ ; kładąc  $\mu = 0,1$  znajdujemy,



że gleba o gęstości  $\rho = 2$  i zawartości radu  $p = 2 \cdot 10^{-12}$  przyczynia się do całkowitej jonizacji wyrazem dodatkowym, wynoszącym około  $1J$ . Jeżeli zawartość toru  $p = 10^{-5}$ , to efekt jonizacyjny jego promieniowania  $\gamma$  jest tego samego rzędu wielkości, jak to wynika zresztą z bezpośrednich pomiarów porównawczych. Obie przyczyny razem dawałyby około  $2J$ , przy czym ta wartość może być dwa razy większa w przypadku, gdy znajdujemy się w okolicy wyjątkowo aktywnej. Otrzymany wynik nie stosuje się do bezpośredniej bliskości gruntu, gdzie produkcja jonów jest znacznie większa ( $100J$  lub jeszcze więcej), ponieważ w tym przypadku możemy mieć do czynienia z bezpośrednim działaniem promieni  $\alpha$  i  $\beta$  substancji zawartych w glebie lub wydzielających się z gleby. Te zakłócenia przestają być dostrzegalne w odległości rzędu  $1 m$ . Rozważania tego rodzaju prowadzą jednak tylko do wartości z gruba przybliżonych, ponieważ koncentracja radiopierwiastków w glebie i w atmosferze waha się w szerokich granicach. Ogólnie biorąc możemy powiedzieć, że z całkowitej obserwowanej jonizacji  $6,5$  do  $10J$  pochodzi od promieniotwórczości gleby i atmosfery. Zakładając, że promieniowanie kosmiczne dostarcza na poziomie morza  $1,5J$  (§ 151) otrzymujemy całkowitą jonizację  $8$  do  $11J$ , co nie różni się zbytnio od wartości  $12J$  obliczonej na podstawie zawartości małych jonów. Jest rzeczą zbędną zajmować się szczegółowo różnicą między wartościami obliczonymi i doświadczalnymi, ponieważ dane, na których opierają się obliczenia, są niepewne.

Zamiast badać działanie czynników jonizacyjnych obecnych w atmosferze na otwartym powietrzu, możemy stosować metodę jonizacji w zamkniętym naczyniu, polegającą na tym, że mierzy się prąd nasycenia  $I$  wytwarzany w szczelnej komorze jonizacyjnej. W tych warunkach pomiar  $I$  daje bezpośrednio liczbę jonów wytwarzanych w komorze w jednostce czasu; zjawisko rekombinacji nie odgrywa tu żadnej roli. Badanie określonej masy powietrza pozwala osiągnąć większą dokładność i używać czulszych przyrządów. Z drugiej strony należy wziąć w tym przypadku pod uwagę efekt ścianek.

Jonizacja w zamkniętym naczyniu może być przypisana różnym czynnikom. Są to:

1° Przenikliwe promienie których źródłem są bądź substancje promieniotwórcze znajdujące się w glebie, bądź cząstki osadu aktywnego zawieszony w powietrzu lub osiadające na zewnętrznej powierzchni ścianek komory (promieniowanie zewnętrzne). Promienie wtórne wysyłane przez ścianki pod działaniem promieni pierwotnych, przychodzących z zewnątrz.

2° Promienie wysyłane przez emanacje i osady aktywne, znajdujące się wewnątrz komory. Promienie wtórne towarzyszące tym promieniom pierwotnym.

3° Promienie obserwowane w przypadku, gdy ścianki są promieniotwórcze; promienie wtórne towarzyszące tym promieniom pierwotnym.

4° Promienie kosmiczne.

Wymienimy teraz metody służące do badania każdego z tych składników oddzielnie.

Możemy osłabić promieniowanie przenikliwe przychodzące z zewnątrz otaczając komorę ze wszystkich stron ekranami pochłaniającymi. Ekranry powinny być zrobione z materiału wolnego od zanieczyszczeń promieniotwórczych.

W celu uzyskania pewności, że do komory jonizacyjnej nie zostały wprowadzone emanacje, napełniamy komorę powietrzem pozbawionym gazów promieniotwórczych za pomocą jednego ze sposobów służących do ich oznaczania (§ 49). Po dokonaniu tego zabiegu ewentualna obecność emanacyj w komorze musiałaby być przypisana domieszkom promieniotwórczym zawartym w ściankach.

Wpływ ścianek jest podwójny. Z jednej strony ścianki mogą zawierać ślady substancyj promieniotwórczych; ta niedogodność może być usunięta drogą wyboru odpowiedniego materiału. Z drugiej strony ścianki przyczyniają się zawsze do powiększenia jonizacji, nawet wtedy, kiedy są zupełnie nieaktywne, ponieważ pod działaniem promieni pierwotnych stają się źródłem promieni wtórnych. Najważniejsze zjawisko tego rodzaju wynika z absorpcji promieni  $\gamma$ , której towarzyszy emisja fotoelektronów i elektronów *Comptona*, jonizujących powietrze komory. Inna część jonizacji pochodzi od elektronów wyzwolonych w gazie wypełniającym komorę; należy przeto rozróżniać *efekt gazu* i *efekt ścianek* (§ 96). Względne znaczenie tego ostatniego zjawiska zależy od rozmiarów komory i od materiału ścianek, jak również od ciśnienia i natury gazu.

W komorze świeżo napełnionej zupełnie czystym powietrzem po starannym oczyszczeniu ścianek zachodzi stopniowy i powolny wzrost jonizacji. Źródłem tego wzrostu może być wydzielanie się emanacji ze ścianek; możliwe są również przypadkowe zmiany jonizacji, zależne od zakłóceń przychodzącego z zewnątrz promieniowania przenikliwego. Pomiarzy mogą być porównywalne dopiero wtedy, gdy wszystkie te zmiany zostały dokładnie zbadane.

Jonizacja  $I$  w zamkniętym naczyniu wzrasta wraz z ciśnieniem gazu w komorze. Możemy przedstawić jonizację jako sumę dwóch wyrazów, z których pierwszy jest proporcjonalny do ciśnienia i pochodzi od promieni przenikliwych, drugi zaś dąży wraz z wzrostem ciśnienia do wartości granicznej; ten drugi wyraz przypisujemy działaniu łatwo pochłanianych promieni, wychodzących ze ścianek; względne znaczenie obu wyrazów jest zależne od warunków doświadczalnych. Niektórzy autorowie podają, że jonizacja pod dostatecznie wysokim ciśnieniem (większym od 50 *atm*) staje się niezależna od ciśnienia. Wtórny efekt ścianek jest tym wydatniejszy, im większa jest liczba atomowa  $Z$  metalu, z którego ścianki są zrobione; możemy przeto zmniejszyć ten efekt używając ścianek wyrobionych z metalu o małym ciężarze atomowym.

Jako ogólny wynik licznych pomiarów i spostrzeżeń możemy podać, że jonizacja w zamkniętym naczyniu wynosi na poziomie morza średnio około 10  $J$  w przypadku, gdy efekt ścianek został w granicach możli-

wości usunięty. Ta wartość jest zgodna z wartością obliczoną na podstawie pomiarów koncentracji jonów w atmosferze. Wartości, znacznie większe od tej wartości średniej, zostały otrzymane w okolicy terenów granitowych lub kopalni potasu. Na oceanach jonizacja spada do  $4 J$ ; jeszcze mniejsze wartości otrzymano w kopalniach soli kuchennej, na wielkich jeziorach oraz na rozległych polach śnieżnych lub lodowych.

Niezmiernie doniosły jest fakt, iż jonizacja zmienia się wraz z wysokością; te zmiany były badane za pomocą wzlotów balonem lub wznoszenia się na szczyty gór. Aż do  $2000 m$  zmiany są nieznaczne (*Gockel*), natomiast między  $2000$  i  $5000 m$  zachodzi wyraźny wzrost jonizacji. Na podstawie tych spostrzeżeń *Hess* założył, że istnieje promieniowanie przychodzące z góry, według wszelkiego prawdopodobieństwa spoza ziemi, znacznie bardziej przenikliwe niż wszystkie inne znane rodzaje promieniowania. Ta hipoteza została potwierdzona drogą badania współczynników absorpcji nowego promieniowania, które otrzymało nazwę «promieniowania kosmicznego».

Niezależnie od wspomnianych wyników, doświadczenia dotyczące zaburzeń w rozchodzeniu się fal radiowych prowadzą do wniosków, że na wysokości  $50 km$ , gdzie powietrze jest bardzo rozrzedzone, istnieje warstwa silnie zjonizowana. Jest rzeczą prawdopodobną, że przewodnictwo tych górnych warstw atmosfery ma źródło w absorpcji promieni nadfioletowych wysyłanych przez słońce.

#### § 151. Promienie kosmiczne. Pomiary jonizacji. Przenikliwość promieniowania.

W poprzednim ustępie była mowa o tym, że pomiary jonizacji powietrza w zwykłych warunkach doprowadziły do odkrycia promieni kosmicznych. Za pomocą tej samej metody wykazano, że nowe promieniowanie jest znacznie przenikliwsze od najbardziej przenikliwych promieni  $\gamma$  ciał radioaktywnych.

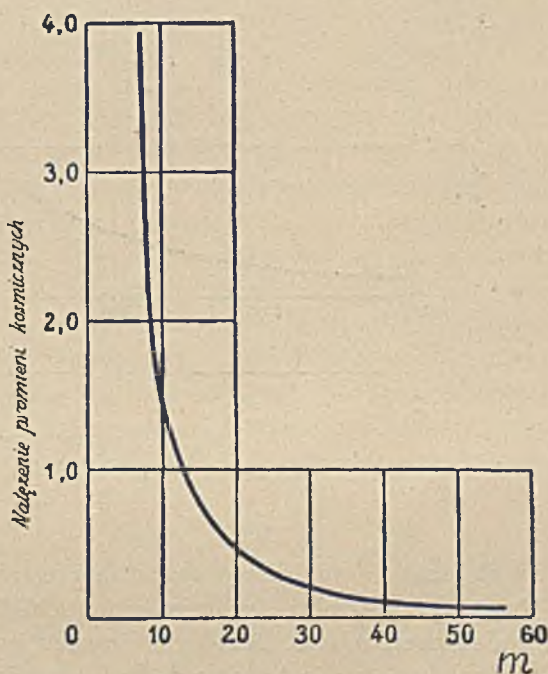
Jonizacja wytworzona na poziomie morza przez promieniowanie kosmiczne wynosi tylko 10% jonizacji pochodzącej od radiopierwiastków. W celu ułatwienia pomiarów usuwamy w miarę możliwości działanie promieniotwórczości i używamy komór jonizacyjnych napełnionych silnie sprężonym gazem ( $10$  do  $50 atm$ ). Otrzymane wartości redukuje się do wartości w powietrzu o gęstości normalnej (jednostka  $J$ , por. str. 417). Pomiary mogą być wykonywane w dogodnych warunkach w jeziorach, których wody są bardzo mało aktywne; za pomocą pomiarów tego rodzaju zdołano zbadać promieniowanie aż do głębokości przekraczającej  $200 m$ . Komora umieszczona w wodzie była zaopatrzona w automatyczne urządzenie do rejestrowania prądu (*Regener*, jezioro Bodeńskie). Analogiczne pomiary zostały wykonane w jeziorach położonych w wysokich górach, gdzie jonizacja pochodząca od promieni kosmicznych jest znacznie większa niż na poziomie morza (*Millikan* i *Cameron*). W ten spo-

sób znaleziono, że wartość współczynnika absorpcji w wodzie wynosi  $\mu = 0,002$  do  $0,004 \text{ cm}^{-1}$ . Wykryto również grupę promieni jeszcze bardziej przenikliwych,  $\mu = 0,0002 \text{ cm}^{-1}$ . Krzywa na rys. 169 przedstawia jonizację w jednostkach  $J$  w zależności od grubości pochłaniającej warstwy wody; grubość warstwy atmosfery znajdującej się nad poziomem wody została wyrażona jako równoważna liczba metrów wody.

Posługując się licznikiem zamiast komory jonizacyjnej możemy wykryć działanie promieni kosmicznych, które przeniknęły przez metr ołowiu.

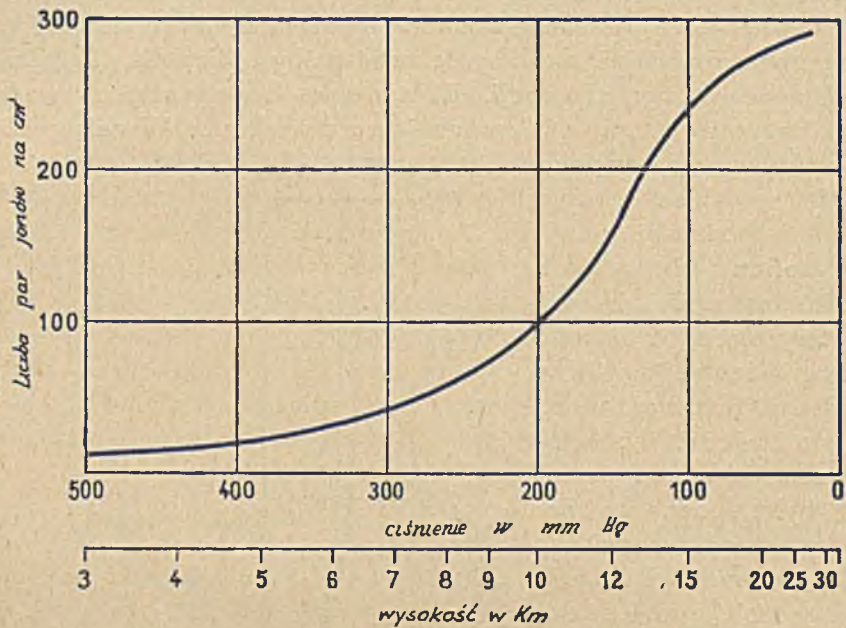
W założeniu, że promienie kosmiczne różnią się od promieni  $\gamma$  tylko stopniem przenikliwości, możemy dokonać próby obliczenia długości fali na podstawie pomiaru absorpcji. W ten sposób otrzymujemy wartości energii kwantowej rzędu  $10^8 \text{ ew}$  lub jeszcze większe. Wszelako stosowanie wzorów absorpcyjnych nie jest poprawne w tym przypadku, ponieważ zjawiska komplikują się wskutek istnienia absorpcji jądrowej, charakteryzującej promienie  $\gamma$  o energii większej od  $10^6 \text{ ew}$ .

Zmiany jonizacji wraz z wysokością. Wzrastanie jonizacji wraz z wysokością było badane za pomocą wzlotów balonowych i balonów-sond. Pierwszy z tych sposobów był stosowany przez obserwatorów, którzy dotarli w stratosferze aż do wysokości  $17 \text{ km}$  (ciśnienie  $7 \text{ cm Hg}$ ) (Piccard i Cosyns). Za pomocą balonu-sondy, wypuszczonego przez Regenera i zaopatrzonego w przyrządy samozapisujące, otrzymano wartości prądu jonowego, ciśnienia i temperatury aż do wysokości  $20 \text{ km}$  (ciśnienie  $2 \text{ cm Hg}$ ). Sprowadzając wyniki pomiarów jonizacji do wyników, które byłyby otrzymane w normalnych warunkach ciśnienia i temperatury, otrzymujemy krzywą przedstawioną na rys. 170. Jak widzimy, ta krzywa wykazuje najpierw szybki wzrost, po czym zakrzywia się; na krańcach atmosfery jonizacja dąży do wartości granicznej, wynoszącej około  $275 \text{ J}$ , tj.  $275$  par jonów na  $\text{cm}^3$  normalnego powietrza i na sekundę.



Rys. 169. Absorpcja promieni kosmicznych w wodzie.

Metoda liczników elektronowych. *Bothe* i *Kolhörster* zastosowali liczniki *Geigera-Müllera* do badania promieni kosmicznych. Zalety tej metody wynikają nie tylko z jej wielkiej czułości. Używając dwóch lub trzech liczników w odpowiednim położeniu, połączonych z przyrządem wzmacniającym, reagującym tylko na impulsy jednoczesne (metoda koincydencyj), możemy usunąć wpływ zjawisk wtórnych i zbadać kierunek promieni jonizujących. W ten sposób znaleziono, że liczba cząstek jonizujących jest największa w kierunku pionowym oraz że



Rys. 170.

zmniejsza się w miarę wzrastania nachylenia. Ten spadek natężenia tłumaczymy tym, że promienie przechodzące skośnie przez atmosferę są silniej pochłaniane. Jeżeli do licznika wpadają promienie ze wszystkich kierunków, to liczba impulsów wynosi około 1,5 na  $cm^2$  powierzchni licznika i na minutę.

Metoda torów mgiełkowych. Jonizujące cząstki należące do promieniowania kosmicznego mogą być fotografowane za pomocą komory rozprężeń, umieszczonej najczęściej w polu magnetycznym. Jeżeli natężenie pola jest niezbyt wielkie, dostrzegamy prostolinijne tory, podobne do torów bardzo szybkich elektronów (tabl. XXVI, fig. 1 i 2). Jeden taki tor widzimy również na tabl. XIX fig. 3; tor ten różni się brakiem zakrzywienia od znajdujących się na tej samej kliszy torów elektronowych, pochodzących od promieni  $\gamma$  (*Skobieltcyn*) (pole 1800 oerstedów). W silniejszych polach magnetycznych (np. 18000 oerstedów) prawie

wszystkie tory są zakrzywione. Pomiar promienia krzywizny pozwala wyznaczyć energię cząstki, jeżeli jej masa jest znana.

Jeżeli nie mamy do czynienia z warunkami, w których masa protonu jest znacznie większa od jego masy spoczynkowej, to prędkość protonu jest bardzo mała wobec prędkości elektronu dającego tę samą wartość iloczynu  $RH$ ; w związku z tym zdolność jonizacyjna protonu jest znacznie większa. Na podstawie gęstości jonów utworzonych wzdłuż toru możemy zatem wykryć różnicę mas cząstek, których tory zostają w podobny sposób zakrzywione w danym polu magnetycznym. W ten sposób znajdujemy, że tory protonów przytrafiają się rzadko, najczęściej są to tory elektronów; ich zakrzywienie w polu magnetycznym oraz domniemany kierunek ruchu po torze odpowiada w prawie równej liczbie przypadków ładunkom dodatnim i ujemnym. To spostrzeżenie doprowadziło do odkrycia elektronu dodatniego, czyli pozytonu (*Anderson*), tj. cząstki dodatniej, której masa spoczynkowa nie różni się zbyt, jak to wskazują dotychczasowe przybliżone pomiary, od masy spoczynkowej elektronu. Energia elektronów i pozytonów promieniowania kosmicznego waha się od  $10^6$  do  $10^9$  ew, zdarzają się jednak również cząstki o energii większej od  $10^{10}$  ew. W przypadku, gdy energia przybiera taką wyjątkowo wielką wartość, różnice między torami protonowymi i elektronowymi zacierają się, ponieważ energia własna protonu jest wówczas, podobnie jak energia własna elektronu, bardzo mała wobec energii kinetycznej (energia spoczynkowa protonu  $9 \cdot 10^8$  ew, energia spoczynkowa elektronu  $5,1 \cdot 10^5$  ew). Umieszczając w komorze rozprężeń płytkę ołowianą o grubości kilku milimetrów stwierdzamy, że jonizujące cząstki kosmiczne, przechodzące przez tę płytkę, doznają niekiedy znacznej straty prędkości, wskutek czego promień krzywizny toru zmniejsza się. W ten sposób możemy ustalić, w którą stronę biegnie ta cząstka.

Promienie wtórne. Snopy. Jedno z najciekawszych zjawisk dostrzeżonych w promieniowaniu kosmicznym polega na tym, że cząstki jonizujące mogą występować w postaci grup, czyli «snopów» zawierających niekiedy 20 lub więcej cząstek (*Blackett i Occhialini*, tabl. XXVI, fig. 3). W niektórych przypadkach promienie snopa wybiegają ze wspólnego punktu, co świadczy o ich niewątpliwym pochodzeniu wtórnym. Często spotykane rozgałęzienia torów stanowią inny przykład wtórnych cząstek, towarzyszących cząstkom pierwotnym (*Skobieltyn*). Jeżeli wewnątrz komory rozprężeń znajduje się płytka z ołowiu lub z innego metalu, obserwowane snopy wybiegają niekiedy z tej płytki. Całkowita energia wszystkich cząstek należących do jednego pęku jest rzędu wielkości  $10^{10}$  ew. W doświadczeniach wykonywanych za pomocą komory jonizacyjnej dostrzeżono, że od czasu do czasu pojawiają się nagle wielkie ilości jonów, świadczące o wydzielaniu się energii tego samego rzędu wielkości lub jeszcze większej. Jest rzeczą możliwą, że te zja-

wiska mają źródło w przemianach jądrowych, spowodowanych przez promienie kosmiczne.

Natura promieni kosmicznych. Wpływ szerokości geograficznej. Promienie kosmiczne mogą być traktowane bądź jako niezmiernie przenikliwe promienie  $\gamma$ , bądź jako naładowane cząstki przebiegające ku ziemi z bardzo wielką prędkością z przestrzeni międzyplanetarnej. Jeżeli są to istotnie cząstki naładowane, to powinny być odchylane w polu magnetycznym ziemskim, wskutek czego liczba cząstek przybywających w okolicy biegunów magnetycznych powinna być większa niż w okolicy równika. Liczne doświadczenia potwierdziły istnienie tego wpływu szerokości geograficznej (*Clay, A. H. Compton* i współpracownicy). Jonizacja spowodowana przez promienie kosmiczne jest o około 15% większa pod  $50^\circ$  szerokości geograficznej niż na równiku. Na wielkich wysokościach wzrost jonizacji jest jeszcze większy. Należy zatem przyjąć, że promienie kosmiczne są utworzone częściowo lub może nawet w całości z elektronów dodatnich i ujemnych, przenikających z zewnątrz do atmosfery ziemskiej. Skądinąd wiemy, że zorze biegunowe są również spowodowane przez elektrony wpadające do atmosfery, energia tych elektronów jest jednak znacznie mniejsza od energii spromieni kosmicznych.

Nie wiemy dotąd nic o pochodzeniu energii pierwotnych cząstek kosmicznych. Możemy tylko stwierdzić, że energia ta jest tego samego rzędu wielkości, co całkowita energia masy ciężkich jąder atomowych.

#### § 152. Rola promieniotwórczości w bilansie cieplnym ziemi i słońca.

Niektórzy autorowie zwrócili uwagę na to, że radiopierwiastki muszą odgrywać pewną rolę w równowadze cieplnej ziemi i słońca.

Istnienie życia na ziemi jest uzależnione od dopływu energii dostarczanej przez promieniowanie słoneczne. Z licznych pomiarów wynika, że tzw. *stała słoneczna*, tj. ilość energii padającej w ciągu minuty w kierunku pionowym na  $1 \text{ cm}^2$  powierzchni ziemi wynosi średnio 2 kalorie, tj.  $0,035 \text{ kal/sek}$ . Ponieważ odległość między ziemią i słońcem wynosi  $D = 1,5 \cdot 10^{13} \text{ cm}$ , przeto całkowita energia wypromieniowana przez słońce w ciągu sekundy jest równa  $0,035 \cdot 4\pi D^2$ , czyli  $10^{26} \text{ kal/sek}$ . Z drugiej strony, biorąc pod uwagę, że masa słońca wynosi  $2 \cdot 10^{32} \text{ g}$  i że  $1 \text{ g}$  uranu w równowadze z pochodnymi wydziela  $2,5 \cdot 10^{-3} \text{ kal/sek}$ , obliczamy, że nawet gdyby słońce było utworzone całkowicie z uranu, przemiany promieniotwórcze mogłyby dostarczyć tylko  $5 \cdot 10^{25} \text{ kal/sek}$ , tj. połowę ilości obserwowanej. W rzeczywistości jednak uran odgrywa stosunkowo niewielką rolę wśród znanych pierwiastków, stanowiących składniki słońca i ziemi.

Analiza widmowa promieniowania słonecznego nie ujawniła dotąd obecności radiopierwiastków, jest jednak rzeczą możliwą, że te pier-

wiastki znajdują się w części centralnej, której promieniowanie ulega pochłonięciu w warstwach powierzchniowych. Obecność helu w fotosferze słońca mogłaby świadczyć o przemianach promieniotwórczych, związanych z powstawaniem tego gazu.

Tak czy inaczej, jest rzeczą niewątpliwą, że znane przemiany promieniotwórcze nie mogą stanowić głównego źródła energii wypromieniowywanej przez słońce, lecz dostarczają tylko niewielkiej części tej energii. Nie możemy zresztą stwierdzić czy i w jakich rozmiarach te przemiany zachodzą, gdyż związane z nimi promieniowanie powinno ulec prawie całkowitej absorpcji w górnych warstwach atmosfery.

Dawniej sądzono, że źródłem energii promieniowania słonecznego jest zmniejszanie się energii ciężenia wskutek kurczenia się słońca. Lord *Kelvin* obliczył, że gdyby to przypuszczenie było słuszne, wiek słońca powinienby wynosić co najwyżej 100 milionów lat. Według rachunku *Darwina* wartość tę należy znacznie zmniejszyć (do 12 milionów lat). Tak obliczony wiek słońca jest bardzo krótki w porównaniu z trwaniem okresów geologicznych. Nie ulega zatem wątpliwości, że wewnątrz słońca istnieją inne źródła energii, podtrzymujące jego wysoką temperaturę: mogą to być znane lub nieznanne zjawiska promieniotwórcze, zjawiska powstawania atomów z cząstek elementarnych lub wreszcie procesy unicestwiania się masy.

Co się tyczy ziemi, to przed odkryciem promieniotwórczości sądzono, że ziemia stygnie nieustannie, począwszy od chwili, kiedy istniała w stanie rozżarzonej bryły. Lord *Kelvin* podał bardzo szczegółową teorię tych zjawisk. Zgodnie z tą teorią ostygnięcie ziemi przez promieniowanie odbywało się najpierw bardzo szybko wskutek istnienia prądów konwekcyjnych, krążących w roztopionej masie, i po stosunkowo krótkim czasie temperatura spadła do punktu krzepnięcia skał powierzchniowych (około 4000°)<sup>1)</sup>. Po utworzeniu się stałej skorupy, postępującej stopniowo ku środkowi ziemi, skończył się okres szybkiego stygnięcia i odtąd dalsze oziębianie odbywało się bardzo powoli, gdyż małe, przewodnictwo cieplne skorupy uniemożliwiało szybki dopływ wewnętrznego ciepła ku powierzchni. Powstał rodzaj równowagi pomiędzy energią uzyskiwaną od słońca i energią utracaną w promieniowaniu ziemi. Ponieważ ta wymiana odbywała się w warstwie powierzchniowej, na powierzchni ziemi ustaliła się średnio niezmienna temperatura wraz z innymi warunkami, od których zależy klimat, i życie na ziemi stało się możliwe. Chwilę zestalenia się skorupy musimy uważać za początek geologicznej i biologicznej historii globu ziemskiego. Stosunki cieplne, które zapanowały od tej chwili, możemy scharakteryzować wzorem wyrażającym ilość ciepła  $Q$ , traconą przez ziemię w jednostce czasu; mamy mianowicie  $Q = SKG$ , gdzie  $S$  jest to powierzchnia ziemi,  $K$ —współczynnik prze-

<sup>1)</sup> W późniejszych teoriach przyjęto jako temperaturę topnienia 1200° do 1800°.



wodnictwa cieplnego skał powierzchniowych,  $G$  — gradient temperatury w pobliżu powierzchni. Podczas tego całego okresu temperatura powierzchniowa nie ulegała większym zmianom, natomiast zmieniał się stopniowo rozkład temperatury wewnątrz ziemi. Spadek temperatury był najpierw umiejscowiony w okolicy powierzchni, stopniowo jednak przenikał coraz głębiej, w miarę jak ostygnięcie sięgało coraz większej głębokości tak, iż gradient  $G$  mierzony przy powierzchni zmniejszał się nieustannie. Opierając się na tych danych możemy obliczyć czas potrzebny, aby gradient uzyskał wartość obserwowaną w chwili obecnej. Otrzymujemy w ten sposób wartość rzędu 100 milionów lat jako czas trwania historii geologicznej, czyli «wiek ziemi». Nowsze rachunki, oparte na tych samych podstawach, prowadzą do wartości wieku ziemi wynoszącej tylko 22 miliony lat.

Wiek wyznaczony w ten sposób jest zbyt krótki, aby można było w nim umieścić główne momenty historii naszego globu. Postępy ostygnięcia obejmującego coraz głębsze warstwy oraz wynikające stąd zjawiska kurczenia się nie wystarczają do wytłumaczenia wielkich katastrof tektonicznych; wiek obliczony na podstawie stygnięcia nie wystarcza do objaśnienia genezy skał osadowych ani ewolucji form organicznych. Ta niezgodność między obliczeniami teoretycznymi i faktami geologicznymi znalazła ostatnio potwierdzenie w oznaczeniach wieku minerałów promieniotwórczych, pozwalających ocenić wiek ziemi na 1600 milionów lat. Z drugiej strony rozważania oparte na promieniotwórczości usuwają sprzeczność między teorią i doświadczeniem, ponieważ radiopierwiastki zawarte w ziemi stanowią źródło energii, opóźniające jej ostygnięcie. Badanie danych liczbowych prowadzi do wniosku, że promieniotwórczość skał powierzchniowych może nawet wystarczyć do tego, aby skorupa ogrzewała się zamiast stygnąć. W istocie obliczmy strumień ciepła  $Q = SKG$  odpływający ku powierzchni:

$$\begin{aligned} K &= 5 \cdot 10^{-3} \text{ kal/stopień} \times \text{cm} \times \text{sek}; & KG &= 1,6 \cdot 10^{-6} \text{ kal/cm}^2 \times \text{sek} \\ G &= 0,00032 \text{ stopni/cm}; & Q &= KGS = 8,2 \cdot 10^{12} \text{ kal/sek} \\ S &= 5,1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^2. \end{aligned}$$

Założmy, że ilość ciepła wydzielanego przez gram uranu w równowadze z pochodnymi wynosi  $q = 2,5 \cdot 10^{-8} \text{ kal/sek}$ . Dla wyrównania straty ciepła  $Q$  potrzebna jest ilość uranu  $P = Q/q = 3,3 \cdot 10^{20} \text{ g U}$ . Jeżeli średnia zawartość  $U$  w glebie wynosi  $6 \cdot 10^{-6} \text{ g/g}$  skały, co odpowiada zawartości radu  $10^{-12} \text{ g/g}$ , to masa  $P$  uranu jest zawarta w warstwie powierzchniowej ziemi, o grubości  $37 \text{ km}$ , w założeniu, że średnia gęstość skał wynosi 3.

W celu obliczenia działania  $Th$  założmy, że zawartość  $Th$  wynosi  $1,5 \cdot 10^{-5}$ , ilość zaś wydzielanego ciepła  $0,7 \cdot 10^{-8} \text{ kal/sek}$  na  $g Th$ . W ten sposób znajdujemy, że ilość  $Th$  towarzyszącego  $1 \text{ g}$  uranu powiększa całkowite wydzielanie ciepła w stosunku  $1,7:1$ , co pozwala zredukować

do 22 km grubość warstwy skalnej, kompensującej odpływ ciepła na zewnątrz ciepłem przemian promieniotwórczych.

Potas zawarty w glebie, przyczynia się również w znacznym stopniu do powstawania ciepła. Zakładając, że względna zawartość potasu wynosi 0,04, ilość zaś wydzielanego ciepła  $4 \cdot 10^{-12} \text{ kal/g} \times \text{sek}$ , otrzymujemy z tego tytułu  $16 \cdot 10^{-14} \text{ kal/g}$  skały, a zatem prawie taką samą ilość jak ilość ciepła  $15 \cdot 10^{-14} \text{ kal/g}$  pochodząca od uranu.

Gdyby koncentracja radiopierwiastków wewnątrz ziemi była taka sama, jak w warstwach powierzchniowych, to wynikałoby stąd, że ciepło dostarczone przez przemiany promieniotwórcze jest sto razy większe, niż odpływ ciepła na zewnątrz. Temperatura wewnętrzna powinna by w tym przypadku powoli wzrastać z szybkością zbliżoną do  $2 \cdot 10^{-5} \text{ stopień/rok}$ . Jeżeli natomiast średnia koncentracja zmniejsza się wraz z odległością od środka ziemi, to może zachodzić bądź dokładna kompensacja bądź nawet ostygnięcie masy wewnętrznej. Istnieją różne teorie, zajmujące się tym zagadnieniem i przypisujące radiopierwiastkom mniejszą lub większą rolę w równowadze cieplnej ziemi<sup>1)</sup>.

Według teorii «cyklów magmatycznych» *Joly'ego*, ciepło wydzielane przez radiopierwiastki powoduje tak znaczny wzrost temperatury bazaltowej magmy, znajdującej się poniżej skorupy ziemskiej, że magma topi się, wskutek czego lądy ulegają przesunięciu. Po odpłynięciu nadmiaru ciepła, magma została się ponownie. Te przewroty geologiczne mają według *Joly'ego* charakter periodyczny.

W niektórych masywach skalnych, obfitujących w substancje promieniotwórcze (Tunel Symploński) wykryto pewne anomalie gradientu temperatury, przemawiające na korzyść teorii.

---

<sup>1)</sup> Czytelnik znajdzie streszczenie tych teorii w książce: *G. Kirscha*, Geologie und Radioaktivität, 1928. Dane liczbowe znajdują się w książce: Radioaktivität, *St. Meyer* i *E. Schweidler*, Lipsk 1927.

## ROZDZIAŁ XXIX

### TECHNICZNE LABORATORIA PROMIENIOTWÓRCZOŚCI

#### § 153. Pracownie pomiarów i kontroli.

Zastosowanie substancyj promieniotwórczych w medycynie oraz w przemyśle wyłoniło konieczność stałej kontroli używanych preparatów. Kontrola ta jest wykonywana zawsze za pomocą metod nauki o promieniotwórczości, w laboratoriach powołanych specjalnie do tego zadania<sup>1)</sup>. Inicjatywa kontroli tego rodzaju powstała w Paryżu i miała na celu unikanie błędów dawkowania w curioterapii. Pracownie wydają świadectwa, których treść bywa różna w zależności od rodzaju dokonywanego oznaczenia.

Podajemy przegląd głównych zadań leżących w zakresie pracowni pomiarów promieniotwórczości.

1<sup>o</sup> Pomiaru za pomocą promieniowania  $\gamma$ . Do tej kategorii należy większość dokładnych pomiarów, wykonywanych z substancjami zawartymi w zalutowanych rurkach szklanych i platynowych, których rozmiary są zazwyczaj niewielkie. Promieniowanie  $\gamma$  tych rurek porównywa się z promieniowaniem wzorca, zawierającego znaną ilość radu. Badane substancje są to: rad, mezotor, radiotor oraz w niektórych przypadkach radon. Szczególną staranność należy stosować przy sprawdzaniu wzorców, które porównywa się z wzorcem międzynarodowym (por. § 97).

2<sup>o</sup> Pomiaru ilości radu zawartego w próbce minerału lub w roztworze. W przypadku minerału należy najpierw rozpuścić rad zawarty w próbce i następnie oznaczyć rad za pomocą metody wydzielenia się radonu (§ 49). Można również oznaczać uran za pomocą metod chemicznych i obliczać ilość  $Ra$  na podstawie stosunku  $Ra/U$ , którego wartość, jak wiadomo, jest najczęściej stała. Do pomiarów opartych na wydzieleniu się radonu używa się całego roztworu lub jego określo-

---

<sup>1)</sup> Service de Mesures du Laboratoire Curie de l'Institut de Radium (Francja); National Physical Laboratory (Anglia); Physikalische Technische Reichsanstalt (Niemcy); Laboratoire de l'Université libre de Bruxelles (Belgia); Institut für Radiumforschung (Austria); Bureau of Standards (Stany Zjednoczone).

nej części. W niektórych przypadkach jest rzeczą konieczną oznaczać również zawartość toru; w tym celu używa się metod chemicznych, jeżeli ilość toru nie jest zbyt mała.

3<sup>o</sup> Oznaczanie radu i radonu w wodach mineralnych. Stosuje się metodę wydzielania się radonu; jeżeli ilość radonu jest w nadmiarze ponad ilość pozostającą w równowadze z *Ra*, pomiar należy zredukować do chwili pobrania wody u wylotu źródła (§ 148). Rad oznacza się w pozostałości po odparowaniu wielkich ilości wody. Osady znajdujące w źródłach wód mineralnych mogą być badane w celu oznaczenia zawartości *Ra* i innych substancji promieniotwórczych. Dla obliczania wyników otrzymanych za pomocą metody wydzielania się radonu należy posługiwać się roztworem wzorcowym, zawierającym znaną ilość *Ra*, jak to było objaśnione w § 49. Pracownie pomiarów promieniotwórczości przyrządzają dokładne roztwory wzorcowe oraz rozpuszczalne sole wzorcowe.

4<sup>o</sup> Aktywność próbek substancji stałych. Pomiar tego rodzaju polegają na porównywaniu w określonych warunkach promieniowania  $\alpha$  określonych ilości substancji z promieniowaniem wzorca tlenku uranowego. Wyniki otrzymane w ten sposób, dotyczące ilości substancji promieniotwórczych, są na ogół niezbyt dokładne (§ 74). Ta sama metoda bywa używana do porównywania wzorców uranowych.

5<sup>o</sup> Cechowanie przyrządów pomiarowych, np. elektroskopów lub kwarców piezoelektrycznych.

Oprócz wspomnianych czynności pracownie pomiarów promieniotwórczych bywają niekiedy powoływane do udzielania informacji o promieniotwórczości bardzo różnorodnych substancji bądź naturalnych (błota lecznicze, osady ze źródeł itp.), bądź przyrządzanych na potrzeby lecznictwa. Badanie tych przedmiotów odbywa się za pomocą różnych metod zależnie od okoliczności.

W pomiarach wszelkiego rodzaju należy liczyć się z koniecznością zastosowania poprawek lub wykonania czynności sprawdzających o charakterze nieprzewidzianym i wynikającym ze szczególnej natury zagadnienia.

Wykonywanie pomiarów z możliwie największą dokładnością, unikanie błędów i umiejętność stosowania w każdym przypadku odpowiedniej metody pomiarowej wymaga dobrej znajomości zjawisk promieniotwórczości i wiedzy technicznej, nabytej w długotrwałej praktyce laboratoryjnej. Te wszystkie zalety mogą posiadać tylko pracownicy należący do personelu laboratoriów specjalnych.

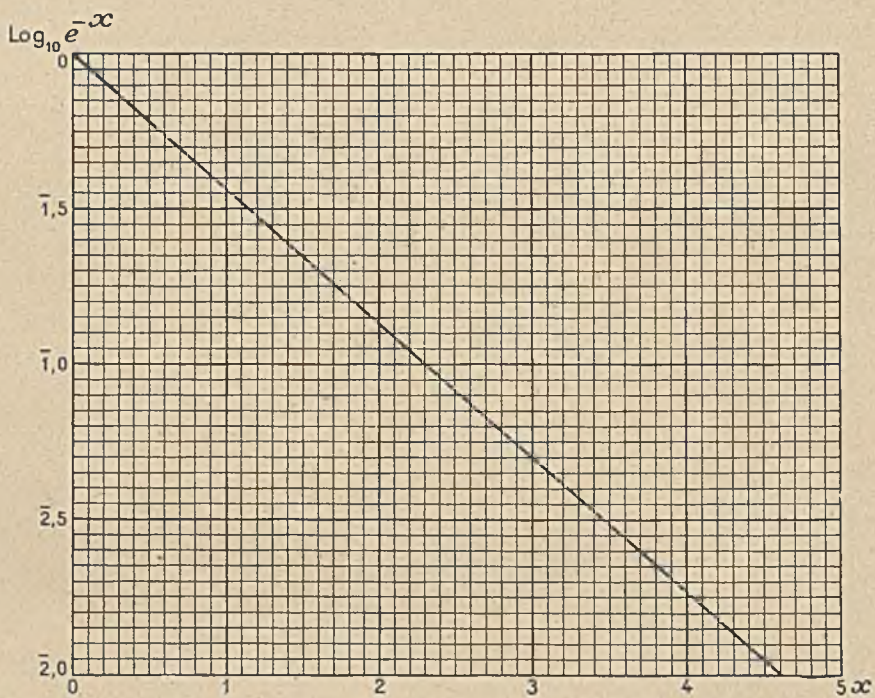
Zaznaczymy wreszcie, że istnieją laboratoria techniczne poświęcone przyrządzaniu często używanych preparatów promieniotwórczych. Do tego typu należą istniejące w szpitalach laboratoria zajmujące się przyrządzaniem radonu oraz laboratoria przyrządzające tor X do celów leczniczych.



PRZYPISY

Nr 1. FUNKCJA  $e^{-x}$  i  $\log_{10} e^{-x}$

---



$x$	$\log e^{-x}$	$e^{-x}$
0	0	1
1	$\bar{1},5657055$	0,36788
2	$\bar{1},1314110$	0,13534
3	$\bar{2},6971165$	0,049787
4	$\bar{2},2628220$	0,018316
5	$\bar{3},8285275$	0,0067379
6	$\bar{3},3942330$	0,0024788
7	$\bar{4},9599385$	0,00091188
8	$\bar{4},5256440$	0,00033546
9	$\bar{4},0913495$	0,00012341
0,1	$\bar{1},9565705$	0,90484
2	$\bar{1},9131411$	0,81873
3	$\bar{1},8697116$	0,74082
4	$\bar{1},8262822$	0,67032
0,5	$\bar{1},7828527$	0,60653
6	$\bar{1},7394233$	0,54881
7	$\bar{1},6959938$	0,49658
8	$\bar{1},6525644$	0,44933
9	$\bar{1},6091349$	0,40657
0,01	$\bar{1},9956571$	0,99005
2	$\bar{1},9913141$	0,98020
3	$\bar{1},9869712$	0,97045
4	$\bar{1},9826282$	0,96079
5	$\bar{1},9782853$	0,95123
6	$\bar{1},9739423$	0,94176
7	$\bar{1},9695994$	0,93239
8	$\bar{1},9652564$	0,92312
9	$\bar{1},9609135$	0,91393
0,001	$\bar{1},9995657$	0,99900
2	$\bar{1},9991314$	0,99800
3	$\bar{1},9986971$	0,99700
4	$\bar{1},9982628$	0,99601
5	$\bar{1},9978285$	0,99501
6	$\bar{1},9973942$	0,99402
7	$\bar{1},9969599$	0,99302
8	$\bar{1},9965256$	0,99203
9	$\bar{1},9960914$	0,99104

SKRÓCONA TABLICA  
DLA OBLICZANIA  $e^{-x}$

Przykład rachunku:  $y=e^{-1,472}$

$$\log e^{-1} = \bar{1},5657055$$

$$\log e^{-0,4} = \bar{1},8262822$$

$$\log e^{-0,07} = \bar{1},9695994$$

$$\log e^{-0,002} = \bar{1},9991314$$

$$\log y = \bar{1},3607185$$

Tablica logarytmów daje:

$$y = 0,22947$$

Dla rachunku odwrotnego  
piszemy:

$$x = \frac{-\log y}{\log e} = -2,302585 \log y$$

Poniższa tablica daje wartości  $x$  dla niektórych szczególnych wartości  $y = e^{-x}$

$e^{-x}$	$x$
1	0
$\frac{9}{10}$	0,1053605
$\frac{8}{10}$	0,2231435
$\frac{7}{10}$	0,3566750
$\frac{6}{10}$	0,5108255
$\frac{5}{10}$	0,6931472
$\frac{4}{10}$	0,9162907
$\frac{3}{10}$	1,2039728
$\frac{2}{10}$	1,6094379
$\frac{1}{10}$	2,3025851
$\frac{1}{100}$	4,6051702
$\frac{1}{1000}$	6,9078553
$\frac{1}{2}$	0,6931472
$\frac{1}{4}$	1,3862944
$\frac{1}{8}$	2,0794415
$\frac{1}{16}$	2,7725887
$\frac{1}{32}$	3,4657359
$\frac{1}{64}$	4,1588830
$\frac{1}{128}$	4,8520302



## Nr 2. TABLICA GŁÓWNYCH STAŁYCH

## Często używane liczby i jednostki

$\pi$	$= 3,1416$	1 U.X	$= 10^{-11}$ cm
$e$	$= 2,7183$		
$\frac{1}{e}$	$= 0,36788$	1 Å	$= 10^{-8}$ cm
$\log_{10} e$	$= 0,4343$	1 volt	$= \frac{1}{299,8}$ j. es
$\log_e 2$	$= 0,69315$		

Stałe podstawowe: <sup>1)</sup>

Prędkość światła:  $c = 2,9980 \times 10^{10}$  cm  $\times$  sek<sup>-1</sup>

Masy atomowe:

$^{16}_8O$	$= 16,0000$	wartość absolutna	$26,53 \times 10^{-24}$ g
$^1_1H$	$= 1,00813$	„ „	$1,671 \times 10^{-24}$ g
$^4_2He$	$= 4,00389$	„ „	$6,6396 \times 10^{-24}$ g
$m_0$ protonu	$= 1,00758$	„ „	$1,670 \times 10^{-24}$ g
$m_0$ cząstki $\alpha$	$= 4,00279$	„ „	$6,6378 \times 10^{-24}$ g
$m_0$ elektronu	$= 0,000548$	„ „	$9,090 \times 10^{-29}$ g

Stosunek spoczynkowej masy elektronu do masy 1 wynosi 1 : 1,825

Liczba Faradaya:  $F = 96.490$  kulombów absolutnych  
96.495 kulombów międzynarodowych

ładunek elementarny:  $e = 4,797 \times 10^{-10}$  j. es absolutnych

ładunek właściwy:  $\frac{e}{m_0} = 1,758 \times 10^7$  j. em absolutnych  
 $5,27 \times 10^{17}$  j.es absolutnych

moment magnetyczny elektronu:  $0,9175 \times 10^{-20}$  erg  $\times$  oersted<sup>-1</sup>

Kwant działania Plancka:  $h = 6,61 \times 10^{-27}$  erg  $\times$  sek

Liczba Avogadro:  $N = \frac{Fc}{e}$   $6,03 \times 10^{23}$  na gramdrobinę  
 $2,702 \times 10^{19}$  na cm<sup>3</sup> (15°—760 mm)

<sup>1)</sup> Wartości stałych podane w tej tabelicy, zgodne z najnowszymi oznaczeniami, różnią się nieco od wartości podanych we francuskim tekście dzieła p. Skłodowskiej-Curie (L.W.).

Rok: 1 rok = 365,24223 dni =  $3,155693 \times 10^7$  sek

1 sek =  $3,168876 \times 10^{-8}$  lat

Stała subtelnej budowy:  $\alpha = \frac{1}{137,29} = \frac{2\pi e^2}{hc}$

Stała gazów doskonałych odniesiona do gramodrobiny:  $R = 8,314 \times 10^7$  C.G.S.

Wartości pochodne:

$$\beta = \frac{v}{c} \quad \eta = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad m = m_0 \eta$$

Aby przekształcić:

Należy pomnożyć:

{	elektronowolty na ergi	{	$1,5975 \times 10^{-12}$
	ergi na elektronowolty		$0,6260 \times 10^{12}$
{	jednostki masy $\left(\frac{O_{16}}{16}\right)$ na ergi	{	$1,491 \times 10^{-3}$
	ergi na jednostki masy $\left(\frac{O_{16}}{16}\right)$		$0,6705 \times 10^3$
{	jednostki masy $\left(\frac{O_{16}}{16}\right)$ na elektronowolty	{	$0,9334 \times 10^9$
	elektronowolty na jednostki masy $\left(\frac{O_{16}}{16}\right)$		$1,0715 \times 10^{-9}$

1 gram odpowiada:  $9 \times 10^{20}$  erg lub  $5,656 \times 10^{32}$  elektronowoltów

1 elektronowolt odpowiada:  $1,77 \times 10^{-33}$  g

$m_0 c^2 = 5,968 \times 10^{-3}$  ergów =  $3,737 \times 10^9$  elektronowoltów (cząstki  $\alpha$ )

$m_0 c^2 = 8,127 \times 10^{-7}$  ergów =  $5,1067 \times 10^5$  elektronowoltów (cząstki  $\beta$ )

$m_0 c^2 = 1,502 \times 10^{-3}$  ergów =  $9,405 \times 10^8$  elektronowoltów (protony)

$\frac{m_0 c^2}{2e} = 6,233 \times 10^6$  j. es =  $1,868 \times 10^9$  woltów (cząstki  $\alpha$ )

$\frac{m_0 c^2}{e} = 1,7034 \times 10^3$  j. es =  $5,1067 \times 10^5$  woltów (cząstki  $\beta$ )

$\frac{m_0 c^2}{e} = 3,137 \times 10^6$  j. es =  $9,405 \times 10^8$  woltów (protony)

Energia kinetyczna:  $E = m_0 c^2 (\eta - 1)$

$E = 5,968 \times 10^{-3} (\eta - 1)$  ergów (cząstki  $\alpha$ )

$E = 8,127 \times 10^{-7} (\eta - 1)$  ergów (cząstki  $\beta$ )

$E = 1,502 \times 10^{-3} (\eta - 1)$  ergów (protony)

$E = 3,737 \times 10^9 (\eta - 1)$  elektronowoltów (cząstki  $\alpha$ )

$E = 5,1067 \times 10^5 (\eta - 1)$  elektronowoltów (cząstki  $\beta$ )

$E = 9,405 \times 10^8 (\eta - 1)$  elektronowoltów (protony)

Iloczyn natężenia pola magnetycznego przez promień krzywizny wyrażony w oerstedach  $\times$  cm.

$$H\rho = \frac{m_0 c^2}{2e} \eta\beta = 6,233 \times 10^6 \eta\beta \text{ (cząstki } \alpha \text{)}$$

$$H\rho = \frac{m_0 c^2}{e} \eta\beta = 1,7034 \times 10^3 \eta\beta \text{ (cząstki } \beta \text{)}$$

$$H\rho = \frac{m_0 c^2}{e} \eta\beta = 3,137 \times 10^6 \eta\beta \text{ (protony)}$$

Długość fali w centymetrach

$$\lambda = \frac{1,9628 \times 10^{-16}}{\text{energia fotonu w ergach}} = \frac{1,2336 \times 10^{-4}}{\text{energia fotonu w elektronowoltach}}$$

Liczba cząstek  $\alpha$  wysyłanych w kącie bryłowym  $4\pi$  na gram radu i sekundę

$$Z = 3,68 \times 10^{10}$$

Współczynnik liczby par jonów  $k$  wytworzonych przez cząstkę  $\alpha$  o prędkości  $\nu$  obliczonej na podstawie zasięgu  $R$  w powietrzu (w cm w warunkach  $t = 0^\circ$  i  $p = 760$  mm)

$$k = k_0 R^{2/3} \quad \nu^3 = a_0 R_0$$

$$k_0 = 6,3 \times 10^4 \text{ (wartość przybliżona)}$$

$$a_0 = 1,08 \times 10^{27}$$

$$a_0^{1/3} = 1,026 \times 10^9$$

### Nr 3. JEDNOSTKI PROMIENIOTWÓRCZOŚCI

*Rad:* Zawartość radu wyraża się jako ilość pierwiastka radu w *g* lub *mg*. Przez «curie» oznaczamy ilość dowolnego radiopierwiastka rodziny radiowej w równowadze z 1 *g Ra*.

*Radon:* 1 curie *Rn* odpowiada 0,6  $mm^3$  w 0° i pod 760 *mm*.

1 milimikrocurie =  $10^{-9}$  curie

1 eman =  $10^{-10}$  curie na litr ( $10^{-13}$  curie na  $cm^3$ )

1 jednostka *Machego* (1 *J. M.*) odpowiada ilości emanacji wytwarzającej prąd nasycenia  $10^{-3}$  *j. es.* w przypadku, gdy produkty przemiany są nieobecne i gdy promieniowanie jest całkowicie wykorzystane na jonizację powietrza.

1 *J. M.* = 3,64 eman.

*Polon:* 1 curie *Po* wysyła  $3,7 \cdot 10^{10}$  cząstek  $\alpha$  w *sek* i odpowiada ilości  $2,24 \cdot 10^{-4}$  *g Po*.

Ilość polonu odpowiadająca prądowi nasycenia 1 *j. es.* w powietrzu (w przypadku całkowitego wykorzystania promieni  $\alpha$  wysyłanych w kącie bryłowym  $2\pi$ ) wynosi  $1,68 \cdot 10^{-10}$  *g Po* lub  $0,75 \cdot 10^{-6}$  curie *Po*.

1 mikrocurie *Po* (promienie  $\alpha$  wykorzystane w powietrzu w kącie bryłowym  $2\pi$ ) wytwarza prąd nasycenia 1,34 *j. es.*

*Mezotor:* «1 *mg* mezotoru» oznacza zazwyczaj równoważnik 1 *mg Ra* pod względem natężenia promieni  $\gamma$  pochłanianych w 5 *mm* ołowiu; ta definicja jest z wielu względów (zależność od wieku preparatu i od urządzenia eksperymentalnego) niedokładna i nie wystarczająca.

### Nr 4. UKŁAD PERIODYCZNY PIERWIASTKÓW

	I	II	III	IV	V	VI	VII	O	VIII
1	1 H 1.0078							2 He 4.002	
2	3 Li 6.940	4 Be 9.02	5 B 10.82	6 C 12.00	7 N 14.008	8 O 16.000	9 F 19.00	10 Ne 20.183	
3	11 Na 22.997	12 Mg 24.32	13 Al 26.97	14 Si 28.06	15 P 31.02	16 S 32.06	17 Cl 35.457	18 Ar 39.944	
4	19 K 39.096	20 Ca 40.08	21 Sc 45.10	22 Ti 47.90	23 V 50.95	24 Cr 52.01	25 Mn 54.93	36 Kr 83.7	26 Fe 27 Co 28 Ni 55.84 58.94 58.69
	29 Cu 63.57	30 Zn 65.38	31 Ga 69.72	32 Ge 72.60	33 As 74.83	34 Se 78.96	35 Br 79.916		
5	37 Rb 85.44	38 Sr 87.63	39 Y 88.92	40 Zr 91.22	41 Nb 93.3	42 Mo 96.0	43 Ma —	54 Xe 131.3	44 Ru 45 Rh 46 Pd 101.7 102.91 106.7
	47 Ag 107.880	48 Cd 112.41	49 In 114.76	50 Sn 118.70	51 Sb 121.76	52 Te 127.61	53 J 126.92		
6	55 Cs 132.91	56 Ba 137.36	57-71 ziemie rzadkie	72 Hf 178.6	73 Ta 181.4	74 W 184.0	75 Re 186.31	86 Rn 222	76 Os 77 Ir 78 Pt 191.5 193.1 195.23
	79 Au 197.2	80 Hg 200.61	81 Tl 204.39	82 Pb 207.22	83 Bi 209.00	84 Po 210	85 — —		
7	87 — —	88 Ra 225.97	89 Ac 227	90 Th 232.12	91 Pa 231	92 U 238.14			

Podstawa: 0 = 16.0000 (wartości ciężarów atomowych przyjęte w 1933 r.)

#### R Z A D K I E Z I E M I E

57 La	58 Ce	59 Pr	60 Nd	61 II	62 Sm	63 Eu	64 Gd	65 Tb	66 Dy	67 Ho	68 Er	69 Tu	70 Yb	71 Lu
138.92	140.13	140.92	144.27	—	150.43	152.0	157.3	159.2	162.46	163.5	165.20	169.4	173.04	175.0

## Nr 5a. TABLICA IZOTOPÓW

Z	Pier- wiastek	Liczby masy i względne ilości izotopów <sup>1)</sup>					Ciężar atomowy	
1	H	1 <sub>99,98</sub>	2 <sub>0,02</sub>				1,0078	
2	He	4					4,002	
3	Li	6 <sub>7,9</sub>	7 <sub>92,1</sub>				6,940	
4	Be	(8) <sub>0,05</sub>	9 <sub>99,95</sub>				9,02	
5	B	10 <sub>20,6</sub>	11 <sub>79,4</sub>				10,82	
6	C	12 <sub>99,75</sub>	13 <sub>0,25</sub>	(Sp.)			12,00	
7	N	14 <sub>99,7</sub>	15 <sub>0,3</sub>	(Sp.)			14,008	
8	O	16 <sub>99,76</sub>	17 <sub>0,04</sub>	18 <sub>0,20</sub>			16	
9	F	19					19	
10	Ne	20 <sub>90</sub>	21 <sub>0,27</sub>	22 <sub>9,73</sub>			20,183	
11	Na	23					22,997	
12	Mg	24 <sub>78</sub>	25 <sub>11</sub>	26 <sub>11</sub>			24,32	
13	Al	27					26,97	
14	Si	28 <sub>90</sub>	29 <sub>6</sub>	30 <sub>4</sub>			28,06	
15	P	31					31,02	
16	S	32 <sub>96</sub>	33 <sub>1</sub>	34 <sub>3</sub>			32,06	
17	Cl	35 <sub>75</sub>	37 <sub>25</sub>	(39)			35,457	
18	A	36 <sub>0,33</sub>	38 <sub>0,05</sub>	40 <sub>99,62</sub>			39,944	
19	K	39 <sub>93,4</sub>	40 <sub>0,01</sub>	41 <sub>6,6</sub>			39,10	
20	Ca	40 <sub>96,76</sub>	42 <sub>0,77</sub>	43 <sub>0,17</sub>	44 <sub>2,30</sub>		40,08	
21	Sc	45					45,10	
22	Ti	46 <sub>8,5</sub>	47 <sub>7,8</sub>	48 <sub>71,3</sub>	49 <sub>(5,5)</sub>	50 <sub>(6,9)</sub>	47,90	
23	V	51					50,95	
24	Cr	50 <sub>4,9</sub>	52 <sub>81,6</sub>	53 <sub>10,4</sub>	54 <sub>3,1</sub>		52,10	
25	Mn	55					54,93	
26	Fe	54 <sub>6,5</sub>	56 <sub>90,2</sub>	57 <sub>2,8</sub>	58 <sub>0,5</sub>		55,84	
27	Co	59					58,94	
28	Ni	58 <sub>68</sub>	60 <sub>27,2</sub>	61 <sub>1,7</sub>	62 <sub>3,8</sub>	64 <sub>0,9</sub>	58,69	
29	Cu	63 <sub>70</sub>	65 <sub>30</sub>				63,57	
30	Zn	64 <sub>50,4</sub>	66 <sub>27,2</sub>	67 <sub>4,2</sub>	68 <sub>17,8</sub>	70 <sub>0,4</sub>	65,38	
31	Ga	69 <sub>81,5</sub>	71 <sub>38,5</sub>				69,72	
32	Ge	70 <sub>21,2</sub>	72 <sub>27,3</sub>	73 <sub>7,9</sub>	74 <sub>37,1</sub>	76 <sub>6,5</sub>	72,60	
33	As	75					74,91	
34	Se	74 <sub>0,9</sub>	76 <sub>9,5</sub>	77 <sub>8,3</sub>	78 <sub>24,0</sub>	80 <sub>48,0</sub>	82 <sub>9,3</sub>	78,962

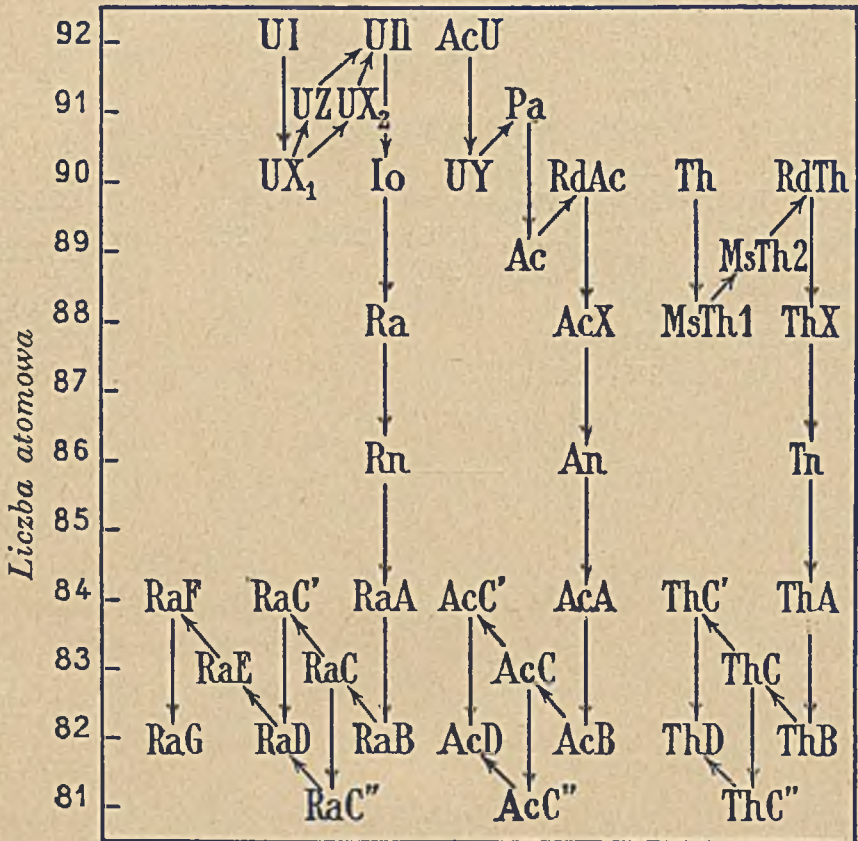
<sup>1)</sup> Liczba masy najobficiej reprezentowanego izotopu jest wskazana tłustymi czcionkami, jeżeli jego zawartość w mieszaninie osiąga lub przekracza 50%. Proporcje są podane na dole z prawej strony. Izotopy, których istnienie jest wątpliwe, są podane w nawiasach. (Sp) oznacza, że dany izotop został wykryty drogą badania widma optycznego.



Z	Pier- wiastek	Liczby masy i względne ilości izotopów					Ciężar atomowy
72	Hf	176 <sub>5</sub>	177 <sub>19</sub>	178 <sub>28</sub>	179 <sub>18</sub>	180 <sub>30</sub>	178,6
73	Ta	181					181,4
74	W	182 <sub>22,6</sub>	183 <sub>17,3</sub>	184 <sub>30,2</sub>	186 <sub>29,9</sub>		184,0
75	Re	185 <sub>38,2</sub>	187 <sub>61,8</sub>				186,31
76	Os	186 <sub>1,0</sub>	187 <sub>0,6</sub>	188 <sub>13,6</sub>	189 <sub>17,3</sub>	190 <sub>25,1</sub>	} 191,5
		192 <sub>42,6</sub>					
77	Ir	191 <sub>33</sub>	193 <sub>67</sub>				
78	Pt	192d	194b	195a	196a	198c	195,23
79	Au	197					197,2
80	Hg	196 <sub>0,1</sub>	198 <sub>9,9</sub>	199 <sub>16,5</sub>	200 <sub>23,8</sub>	201 <sub>13,7</sub>	} 200,61
		202 <sub>29,3</sub>	204 <sub>6,9</sub>				
81	Tl	203 <sub>29,4</sub>	205 <sub>70,6</sub>				204,39
82	Pb	(203)	204 <sub>1,5</sub>	(205)	206 <sub>28,0</sub>	207 <sub>20,4</sub>	} 207,22
		208 <sub>50,1</sub>	(209)	(210)			
83	Bi	209					209,00
90	Th	232					232,12
92	U	235 <sub>1</sub>	238 <sub>99</sub>				238,14



Nr 5b. TABLICA IZOTOPÓW PROMIENIOTWÓRCZYCH



## Nr 5c. TABLICA RODZIN PROMIENIOTWÓRCZYCH

<p>UI <math>4,4 \times 10^8</math> U</p> <p>↓<math>\alpha</math></p> <p>UX<sub>1</sub> 24,5j Th</p> <p>β ↙ ↘ β</p> <p>Pa 6,7h UZ UX<sub>2</sub> 1,14m Pa</p> <p>β ↙ ↘ β</p> <p>UII <math>3 \times 10^8</math> U</p> <p>↓<math>\alpha</math></p> <p>Io <math>8,3 \times 10^8</math> Th</p> <p>↓<math>\alpha</math></p> <p>Ra 1590a Ra</p> <p>↓<math>\alpha</math></p> <p>Rn 3,82j Em</p> <p>↓<math>\alpha</math></p> <p>RaA 3,05m Po</p> <p>↓<math>\alpha</math></p> <p>RaB 26,8m Pb</p> <p>↓<math>\beta</math></p> <p>RaC 19,7m Bi</p> <p>α ↙ ↘ β</p> <p>TI 1,32m RaC' RaC' <math>10^6</math>s Po</p> <p>β ↙ ↘ α</p> <p>RaD 22a Pb</p> <p>↓<math>\beta</math></p> <p>RaE 5,0j Bi</p> <p>↓<math>\beta</math></p> <p>RaF (Po) 140j Po</p> <p>↓<math>\alpha</math></p> <p>RaG trwały Pb</p>	<p>Th <math>1,8 \times 10^{10}</math> Th</p> <p>↓<math>\alpha</math></p> <p>MsTh1 6,7a Ra</p> <p>↓<math>\beta</math></p> <p>MsTh2 6,13h Ac</p> <p>↓<math>\beta</math></p> <p>RdTh 1,90a Th</p> <p>↓<math>\alpha</math></p> <p>ThX 3,64j Ra</p> <p>↓<math>\alpha</math></p> <p>Tn 54,5s Em</p> <p>↓<math>\alpha</math></p> <p>ThA 0,14s Po</p> <p>↓<math>\alpha</math></p> <p>ThB 10,6b Pb</p> <p>↓<math>\beta</math></p> <p>ThC 60,5m Bi</p> <p>α ↙ ↘ β</p> <p>ThC' ThC' <math>10^3</math> Tl</p> <p>β ↙ ↘ α</p> <p>ThD trwały Pb</p>	<p>AcU <math>4,0 \times 10^8</math> U</p> <p>↓<math>\alpha</math></p> <p>UY 24,6h Th</p> <p>↓<math>\beta</math></p> <p>Pa <math>3,2 \times 10^8</math> Pa</p> <p>↓<math>\alpha</math></p> <p>Ac 13,5a Ac</p> <p>↓<math>\beta</math></p> <p>RdAc 10,9j Th</p> <p>↓<math>\alpha</math></p> <p>AcX 11,2j Ra</p> <p>↓<math>\beta</math></p> <p>An 3,92s Em</p> <p>↓<math>\alpha</math></p> <p>AcA <math>2 \times 10^3</math> Po</p> <p>↓<math>\alpha</math></p> <p>AcB 36,0m Pb</p> <p>↓<math>\beta</math></p> <p>AcC 2,16m Bi</p> <p>α ↙ ↘ β</p> <p>TI 4,76m AcC' AcC' <math>10^3</math> Po</p> <p>β ↙ ↘ α</p> <p>AcD trwały Pb</p>
Rodzina uranowo-radowa	Rodzina toru	Rodzina aktynu

Nr 6a. ENERGIE POZIOMÓW K:  
Z — liczba atomowa V — energia w elektronowoltach

Z	V	Z	V	Z	V	Z	V
1	13,5	24	5974	47	25450	70	61230
2	25,0	25	6522	48	26640	71	63280
3	42,4	26	7094	49	27850	72	64920
4	115,4	27	7690	50	29080	73	67240
5	190,2	28	8310	51	30350	74	69230
6	287,3	29	8960	52	31820	75	71150
7	402,8	30	9640	53	33150	76	73640
8	532,7	31	10370	54	34500*	77	76120
9	692,0	32	11080	55	35820	78	78230
10	875*	33	11840	56	37240	79	80540
11	1067	34	12630	57	38750	80	82850
12	1299	35	13450	58	40280	81	85150
13	1560	36	14300*	59	41830	82	87820
14	1838	37	15160	60	43380	83	90420
15	1142	38	16060	61	45050*	84	93000*
16	2468	39	17020	62	46690	85	95550*
17	2820	40	17950	63	48450	86	98500*
18	3192	41	18940	64	50140	87	101100*
19	3596	42	19950	65	51960	88	103800*
20	4026	43	20940*	66	53650	89	106700*
21	4479	44	22110	67	55660	90	109470
22	4953	45	23150	68	57190	91	112200*
23	5453	46	24290	69	59210	92	115770

Energie oznaczone gwiazdką zostały obliczone drogą interpolacji.

Nr 6b. ENERGIE POZIOMÓW L, M, N, O PIERWIASTKÓW  
o liczbach atomowych od  $Z = 81$  do  $Z = 92$

Poziom	81 <i>Tl</i>	82 <i>Pb</i>	83 <i>Bi</i>	84 <i>Po</i>	85	86 <i>Em</i>	87	88 <i>Ra</i>	89 <i>Ac</i>	90 <i>Th</i>	91 <i>Pa</i>	92 <i>U</i>
L <sub>I</sub>	15290	15800	16320	16920	17500	18100	18650	19250	19850	20430	21080	21720
L <sub>II</sub>	14660	15150	15660	16250	16800	17300	17900	18400	19000	19610	20200	20870
L <sub>III</sub>	12620	12910	13380	13750	14100	14550	15000	15400	15800	16230	16700	17120
M <sub>I</sub>	3710	3843	4006	4185	4350	4510	4675	4845	5010	5170	5360	5540
M <sub>II</sub>	3440	3550	3705	3840	4000	4150	4310	4500	4640	4800	4980	5174
M <sub>III</sub>	2950	3060	3120	3290	3450	3520	3640	3770	3900	4020	4150	4280
M <sub>IV</sub>	2524	2600	2700	2810	2910	3015	3120	3240	3360	3480	3590	3710
M <sub>V</sub>	2402	2495	2592	2680	2780	2890	3000	3110	3210	3315	3450	3554
N <sub>I</sub>	846	891	937	987	1040	1090	1140	1195	1250	1320	1380	1432
N <sub>II</sub>	741	783	823	871	914	960	1005	1055	1100	1160	1210	1261
N <sub>III</sub>	628	661	695	730	765	800	838	876	914	955	992	1035
N <sub>IV</sub>	408	433	463	493	525	557	590	625	662	704	736	776
N <sub>V</sub>	386	414	440	470	500	532	565	595	630	670	705	734
N <sub>VI</sub>	144	164	183							339		326
N <sub>VII</sub>	138	156	175							326		371
O <sub>I</sub>	134	140										355
O <sub>II, III</sub>	100	87	149									208
O <sub>IV, V</sub>	29	10	26									79

Energie niektórych poziomów pierwiastków o liczbie atomowej 84 do 89 i 91 zostały obliczone drogą interpolacji.

Nr 7a. TABLICE DOTYCZĄCE PROMIENI  $\alpha$ .

Wartości podstawowe:

Masa spoczynkowa . . . . .  $M_0 = 6,6378 \cdot 10^{-24}$  g.

Ładunek elektryczny . . . . .  $2e = 9,59 \cdot 10^{-10}$  j.es =  $3,20 \cdot 10^{-20}$  j.em.

Stosunek ładunku do masy  $\cdot \frac{2e}{M_0} = M_0 = 4823$  j.em.

Oznaczenia i wzory:

$v$  prędkość początkowa.

$\beta$  stosunek prędkości  $v$  do prędkości światła:  $\beta = \frac{v}{c}$ . Wartość przyjęta w ra-

chunkach:  $c = 2,9980 \cdot 10^{10}$  cm/sek. Tablice dają wartości kwadratu  $\beta^2$  figurującego we wszystkich poprawkach teorii względności.

$E$  początkowa energia kinetyczna wyrażona w ergach:

$$E = M_0 c^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right).$$

$V$  początkowa energia kinetyczna wyrażona w elektronokilowoltach:

$$V = E/e \times 3 \cdot 10^{-1} (E \text{ w ergach, } e \text{ w j.es}).$$

$V'$  Początkowa energia kinetyczna odskoku (w elektronokilowoltach):

$$V' = M_0 V/M',$$

gdzie  $M'$  jest to masa atomu odskoku.

$W$  całkowita energia wydzielona w przemianie  $\alpha$  (w elektronokilowoltach):

$$W = V + V'.$$

$H\rho$  iloczyn natężenia pola magnetycznego przez promień krzywizny toru opisanego przez cząstkę  $\alpha$ :

$$H\rho = M_0 v / 2e \sqrt{1 - \beta^2} \quad (\text{w j. em})$$

$\pi$  Średni zasięg w powietrzu w  $15^\circ$  i pod ciśnieniem 760 mm Hg, obliczony na podstawie wzoru:

$$(1) \quad \pi = A\bar{E}^2 Li \left( \frac{4m^2 v^2}{\bar{E}^2} \right) + \frac{3A\bar{E}^3}{4mc^2} Li \left( \frac{8m^3 v^6}{\bar{E}^3} \right) + \varphi(v),$$

otrzymanego drogą całkowania teoretycznego równania *Bethego-Blocha*;  $m$  jest to masa elektronu,  $Li$  symbol logarytmu całkowitego:

$$Li(x) = \int_0^x \frac{dx}{\log x} = 0,5772 + \log(\log x) + \sum_1^\infty \frac{(\log x)^n}{nn!}.$$

$\varphi(v)$  jest praktycznie stałe dla dużych prędkości i stanowi wówczas stałą całkowania, której liczbową wartość otrzymujemy podstawiając do (1) wartości dotyczące głównej grupy *ThC'*:

$$v = 2,054 \cdot 10^9 \text{ cm/sek.} \quad \pi = 8,533 \text{ cm.}$$

$\varphi(v)$  zmniejsza się dla małych prędkości jako całka poprawkowych wyrazów *F. Blocha*. Wartości liczbowe stałych  $A$  i  $\bar{E}$  są:

$$A = \frac{M_0}{128 \pi e^4 mNZ} = 9,44 \cdot 10^{17}, \quad \bar{E} = 1,38 \cdot 10^{-10} \text{ erg} = 87 \text{ volt.}$$

Wartość  $E$ , niedokładnie znana teoretycznie, jest oznaczana empirycznie na podstawie wyników doświadczalnych.

*P* Zasięg ekstrapolowany w powietrzu w  $15^\circ$  i pod ciśnieniem 760 mm Hg. Różnica  $P - \pi$  jest zależna od fluktuacji zasięgu. W przypadku grup naturalnych cząstek  $\alpha$  można posługiwać się empirycznym równaniem:

$$P = 1,011 \pi.$$

*k* Liczba par jonów utworzonych wzdłuż całkowitego zasięgu w powietrzu. Można przyjąć że ta liczba jest proporcjonalna do początkowej energii kinetycznej:

$$k = 1,80 \cdot 10^{10} E.$$

Współczynnik proporcjonalności wynika z doświadczalnej wartości  $k$  dla grupy *RaC'*:  $k = 2,20 \cdot 10^5$ .

*I* Natężenie składowych subtelnej budowy i długiego zasięgu, na ogół odniesione do natężenia najsilniejszej grupy.

Nr 7b. TABLICA PRĘDKOŚCI CZĄSTEK  $\alpha$   
WEDŁUG WZRATAJĄCYCH WARTOŚCI  $V$

$v$ cm/sek	$\beta^2$	$E$ erg	$V$ kilowolt	$H\rho$ oersted-cm	$\pi$ cm	$k$
$10^9 \times$	$10^{-3} \times$	$10^{-5} \times$		$10^5 \times$		$10^5 \times$
0,75	0,626	0,1857	1167	1,555 <sub>5</sub>	0,55	0,33
0,80	0,712	0,2113	1328	1,659 <sub>3</sub>	0,62	0,38
0,85	0,804	0,2385	1499	1,763 <sub>1</sub>	0,70	0,43
0,90	0,901	0,2674	1681	1,866 <sub>9</sub>	0,80	0,48
0,95	1,004	0,2980	1873	1,970 <sub>7</sub>	0,91	0,53 <sub>5</sub>
1,00	1,113	0,3302	2075	2,074 <sub>5</sub>	1,04	0,59 <sub>5</sub>
1,05	1,227	0,3641	2288	2,178 <sub>3</sub>	1,18	0,65 <sub>5</sub>
1,10	1,346	0,3996	2511	2,282 <sub>2</sub>	1,32	0,72
1,15	1,471	0,4368	2745	2,386 <sub>2</sub>	1,48	0,79
1,20	1,602	0,4756	2989	2,490 <sub>1</sub>	1,67	0,86
1,25	1,739	0,5161	3244	2,594 <sub>1</sub>	1,87	0,93
1,30	1,881	0,5583	3509	2,698 <sub>0</sub>	2,09	1,00
1,35	2,028	0,6022	3785	2,801 <sub>9</sub>	2,33	1,08
1,40	2,181	0,6477	4071	2,906 <sub>0</sub>	2,58 <sub>3</sub>	1,17
1,41	2,212	0,6570	4130	2,926 <sub>7</sub>	2,63 <sub>8</sub>	1,18
1,42	2,244	0,6664	4189	2,947 <sub>6</sub>	2,69 <sub>3</sub>	1,20
1,43	2,275	0,6758	4248	2,968 <sub>4</sub>	2,74 <sub>9</sub>	1,22
1,44	2,307	0,6853	4308	2,989 <sub>2</sub>	2,80 <sub>6</sub>	1,23
1,45	2,340	0,6948	4368	3,010 <sub>0</sub>	2,86 <sub>1</sub>	1,25
1,46	2,372	0,7044	4428	3,030 <sub>8</sub>	2,92 <sub>3</sub>	1,27
1,47	2,405	0,7141	4489	3,051 <sub>6</sub>	2,98 <sub>3</sub>	1,29
1,48	2,438	0,7239	4550	3,072 <sub>4</sub>	3,04 <sub>1</sub>	1,30
1,49	2,471	0,7338	4612	3,093 <sub>2</sub>	3,10 <sub>6</sub>	1,32
1,50	2,504	0,7437	4674	3,114 <sub>1</sub>	3,16 <sub>9</sub>	1,34
1,51	2,537	0,7537	4737	3,134 <sub>9</sub>	3,23 <sub>3</sub>	1,36
1,52	2,571	0,7637	4800	3,155 <sub>7</sub>	3,29 <sub>8</sub>	1,37
1,53	2,605	0,7738	4863	3,176 <sub>4</sub>	3,36 <sub>3</sub>	1,39
1,54	2,639	0,7839	4927	3,197 <sub>2</sub>	3,43 <sub>1</sub>	1,41
1,55	2,673	0,7941	4991	3,218 <sub>1</sub>	3,49 <sub>9</sub>	1,43
1,56	2,708	0,8044	5056	3,238 <sub>9</sub>	3,56 <sub>7</sub>	1,45
1,57	2,743	0,8148	5121	3,259 <sub>7</sub>	3,63 <sub>7</sub>	1,47
1,58	2,778	0,8252	5187	3,280 <sub>5</sub>	3,70 <sub>8</sub>	1,49
1,59	2,813	0,8357	5253	3,301 <sub>3</sub>	3,78 <sub>0</sub>	1,50

Nr 7b) TABLICA PRĘDKOŚCI CZĄSTEK  $\alpha$   
WEDŁUG WZRATAJĄCYCH WARTOŚCI  $V$

(dalszy ciąg)

$v$ cm/sek	$\beta^2$	$E$ erg	$V$ kilowolt	$H\rho$ oersted-cm	$\pi$ cm	$k$
$10^9 \times$	$10^{-3} \times$	$10^{-5} \times$		$10^5 \times$		$10^5 \times$
1,60	2,849	0,8463	5319	3,322 <sub>1</sub>	3,85 <sub>3</sub>	1,52
1,61	2,885	0,8570	5386	3,343 <sub>0</sub>	3,92 <sub>8</sub>	1,54
1,62	2,921	0,8677	5454	3,363 <sub>8</sub>	4,00 <sub>4</sub>	1,56
1,63	2,957	0,8784	5522	3,384 <sub>6</sub>	4,08 <sub>1</sub>	1,58
1,64	2,993	0,8893	5590	3,405 <sub>4</sub>	4,16 <sub>0</sub>	1,60
1,65	3,029	0,9002	5658	3,426 <sub>3</sub>	4,24 <sub>0</sub>	1,62
1,66	3,066	0,9112	5727	3,447 <sub>1</sub>	4,32 <sub>1</sub>	1,64
1,67	3,103	0,9222	5796	3,468 <sub>0</sub>	4,40 <sub>2</sub>	1,66
1,68	3,140	0,9333	5866	3,488 <sub>8</sub>	4,48 <sub>4</sub>	1,68
1,69	3,178	0,9445	5937	3,509 <sub>6</sub>	4,56 <sub>7</sub>	1,70
1,70	3,216	0,9558	6008	3,530 <sub>4</sub>	4,65 <sub>2</sub>	1,72
1,71	3,254	0,9671	6078	3,551 <sub>3</sub>	4,73 <sub>8</sub>	1,74
1,72	3,292	0,9785	6149	3,572 <sub>1</sub>	4,82 <sub>5</sub>	1,76
1,73	3,330	0,9899	6221	3,593 <sub>0</sub>	4,91 <sub>3</sub>	1,78
1,74	3,369	1,0014	6294	3,613 <sub>8</sub>	5,00 <sub>2</sub>	1,80
1,75	3,408	1,0129	6367	3,634 <sub>6</sub>	5,09 <sub>3</sub>	1,82
1,76	3,447	1,0245	6440	3,655 <sub>5</sub>	5,18 <sub>6</sub>	1,84
1,77	3,486	1,0362	6513	3,676 <sub>3</sub>	5,28 <sub>0</sub>	1,87
1,78	3,526	1,0480	6587	3,697 <sub>2</sub>	5,37 <sub>5</sub>	1,89
1,79	3,565	1,0599	6662	3,718 <sub>0</sub>	5,47 <sub>1</sub>	1,91
1,80	3,605	1,0718	6737	3,738 <sub>8</sub>	5,56 <sub>9</sub>	1,93
1,81	3,646	1,0837	6812	3,759 <sub>7</sub>	5,66 <sub>8</sub>	1,95
1,82	3,686	1,0958	6887	3,780 <sub>5</sub>	5,76 <sub>9</sub>	1,97
1,83	3,726	1,1079	6963	3,801 <sub>4</sub>	5,87 <sub>1</sub>	1,99
1,84	3,767	1,1200	7040	3,722 <sub>2</sub>	5,97 <sub>4</sub>	2,01
1,85	3,808	1,1322	7117	3,843 <sub>1</sub>	6,07 <sub>9</sub>	2,03
1,86	3,849	1,1446	7194	3,863 <sub>9</sub>	6,18 <sub>5</sub>	2,05
1,87	3,891	1,1570	7272	3,884 <sub>8</sub>	6,29 <sub>3</sub>	2,08
1,88	3,933	1,1695	7350	3,905 <sub>7</sub>	6,40 <sub>1</sub>	2,10
1,89	3,975	1,1820	7429	3,926 <sub>5</sub>	6,51 <sub>0</sub>	2,12
1,90	4,017	1,1945	7508	3,947 <sub>4</sub>	6,62 <sub>1</sub>	2,15
1,91	4,059	1,2071	7587	3,968 <sub>2</sub>	6,73 <sub>5</sub>	2,17
1,92	4,102	1,2199	7667	3,989 <sub>0</sub>	6,85 <sub>0</sub>	2,19
1,93	4,145	1,2327	7748	4,009 <sub>9</sub>	6,96 <sub>5</sub>	2,21
1,94	4,188	1,2455	7829	4,030 <sub>8</sub>	7,08 <sub>3</sub>	2,24
1,95	4,231	1,2584	7910	4,051 <sub>7</sub>	7,20 <sub>2</sub>	2,26
1,96	4,274	1,2714	7991	4,072 <sub>5</sub>	7,32 <sub>3</sub>	2,28
1,97	4,318	1,2845	8073	4,093 <sub>4</sub>	7,44 <sub>5</sub>	2,31
1,98	4,362	1,2976	8156	4,114 <sub>2</sub>	7,56 <sub>9</sub>	2,33
1,99	4,406	1,3108	8239	4,135 <sub>1</sub>	7,69 <sub>4</sub>	2,36



## 7b) TABLICA PRĘDKOŚCI WEDŁUG WARTOŚCI WZRATAJĄCYCH

(dalszy ciąg)

$v$ cm/sek	$\beta^2$	$E$ erg	$V$ kilowolt	$H\rho$ oersted-cm	$\pi$ cm	$k$
$10^0 \times$	$10^{-3} \times$	$10^{-5} \times$		$10^5 \times$		$10^5 \times$
2,00	4,451	1,3240	8322	4,156 <sub>0</sub>	7,82 <sub>1</sub>	2,38
2,01	4,496	1,3373	8406	4,176 <sub>9</sub>	7,95 <sub>0</sub>	2,40
2,02	4,541	1,3507	8490	4,197 <sub>8</sub>	8,08 <sub>1</sub>	2,43
2,03	4,586	1,3642	8575	4,218 <sub>1</sub>	8,21 <sub>2</sub>	2,45
2,04	4,631	1,3777	8660	4,239 <sub>5</sub>	8,34 <sub>5</sub>	2,48
2,05	4,677	1,3913	8845	4,260 <sub>4</sub>	8,47 <sub>9</sub>	2,50
2,06	4,723	1,4050	8831	4,281 <sub>3</sub>	8,61 <sub>5</sub>	2,53
2,07	4,769	1,4187	8917	4,302 <sub>2</sub>	8,75 <sub>3</sub>	2,55
2,08	4,815	1,4324	9003	4,323 <sub>1</sub>	8,89 <sub>3</sub>	2,57
2,09	4,861	1,4463	9090	4,343 <sub>9</sub>	0,93 <sub>4</sub>	2,60
2,10	4,907	1,4602	9178	4,364 <sub>8</sub>	9,17 <sub>7</sub>	2,62
2,11	4,954	1,4742	9266	5,385 <sub>7</sub>	9,32 <sub>2</sub>	2,65
2,12	5,001	1,4883	9354	4,406 <sub>6</sub>	9,46 <sub>9</sub>	2,68
2,13	5,048	1,5024	9443	4,427 <sub>5</sub>	9,61 <sub>7</sub>	2,70
2,14	5,096	1,5166	9532	4,448 <sub>4</sub>	9,76 <sub>1</sub>	2,73
2,15	5,144	1,5309	9622	4,469 <sub>3</sub>	9,91 <sub>9</sub>	2,76
2,16	5,192	1,5452	9712	4,400 <sub>2</sub>	10,07 <sub>3</sub>	2,78
2,17	5,240	1,5596	9803	4,511 <sub>1</sub>	10,22 <sub>9</sub>	2,81
2,18	5,288	1,5741	9894	4,532 <sub>0</sub>	10,38 <sub>8</sub>	2,83
2,19	5,337	1,5886	9985	4,552 <sub>9</sub>	10,54 <sub>5</sub>	2,86
2,20	5,386	1,6032	10077	4,573 <sub>9</sub>	10,70 <sub>6</sub>	2,88
2,21	5,435	1,6179	10169	4,594 <sub>8</sub>	10,86 <sub>8</sub>	2,91
2,22	5,484	1,6326	10262	4,615 <sub>7</sub>	11,03 <sub>2</sub>	2,94
2,23	5,533	1,6474	10355	4,636 <sub>6</sub>	11,19 <sub>8</sub>	2,96
2,24	5,583	1,6623	10449	4,657 <sub>5</sub>	11,36 <sub>6</sub>	2,99
2,25	5,663	1,6772	10543	4,678 <sub>4</sub>	11,53 <sub>6</sub>	3,02
2,26	5,683	1,6932	10637	4,699 <sub>3</sub>	11,70 <sub>8</sub>	3,05
2,27	5,734	1,7073	10731	4,720 <sub>2</sub>	11,88 <sub>2</sub>	3,07
2,28	5,785	1,7224	10826	4,741 <sub>1</sub>	12,04 <sub>8</sub>	3,10
2,29	5,836	1,7376	10922	4,762 <sub>0</sub>	12,23 <sub>6</sub>	3,13
2,30	5,887	1,7529	11018	4,783 <sub>0</sub>	12,41 <sub>6</sub>	3,16
2,35	6,145	1,8308	11504	4,887 <sub>6</sub>	13,43 <sub>3</sub>	3,29
2,40	6,410	1,9093	12001	4,992 <sub>2</sub>	14,32 <sub>2</sub>	3,44
2,45	6,680	1,9901	12508	5,136 <sub>9</sub>	15,35 <sub>8</sub>	3,58
2,50	6,955	2,0726	13027	5,201 <sub>6</sub>	16,44 <sub>1</sub>	3,73

Nr 7c) NATURALNE GRUPY PROMIENI  $\alpha$ 

Wszystkie liczby zostały obliczone na podstawie otrzymanych doświadczalnie wartości  $\nu$ . W przypadkach, gdy prędkość nie była mierzona bezpośrednio (*UI, UII, Io, AcU, Pa, Th*), podstawą wartości jest ekstrapolowany zasięg.

## A — GŁÓWNE GRUPY

Radiopierwiastki	$\nu$ 10 <sup>9</sup> cm/sek	$E$ 10 <sup>-5</sup> erg	$V$ kilowolt	$V'$ kilowolt	$\pi$ cm	$p$ cm	$k$ 10 <sup>5</sup>
Uran I . . . . .	1,420	0,666	4190	71	2,69	<b>2,72</b>	1,20
Uran II . . . . .	1,511	0,755	4740	81	3,24 <sub>5</sub>	<b>3,28</b>	1,36
Jon . . . . .	1,498	0,742	4660	82	3,15 <sub>5</sub>	<b>3,19</b>	1,34
Rad <sup>1)</sup> . . . . .	<b>1,519</b>	0,763	4795	86	3,29	<b>3,33</b>	1,37
Radon . . . . .	<b>1,625</b>	0,873	5488	100	4,04	4,08 <sub>5</sub>	1,57
Rad A . . . . .	<b>1,699</b> <sub>0</sub>	0,954 <sub>8</sub>	6001	112	4,64 <sub>5</sub>	4,69 <sub>5</sub>	1,72
Rad C <sup>1)</sup> . . . . .	1,627 <sub>9</sub>	0,876 <sub>2</sub>	5508	105	4,06 <sub>5</sub>	4,11	1,58
Rad C' . . . . .	<b>1,922</b> <sub>0</sub>	1,222 <sub>4</sub>	7683	146	6,87	6,94 <sub>5</sub>	2,20
Polon . . . . .	<b>1,597</b> <sub>2</sub>	0,843 <sub>3</sub>	5300	103	3,83	3,87	1,52
Aktynouran . . . . .	1,511	0,755	4740	82	3,24	<b>3,28</b>	1,36
Protaktyń . . . . .	1,569	0,814	5115	90	3,63	<b>3,67</b>	1,47
Radioaktyń . . . . .	{ <sup>2)</sup> <b>1,701</b>	0,957	6015	108	4,66	4,71	1,72
	{ <sup>4)</sup> <b>1,663</b>	0,914	5748	103	4,34 <sub>5</sub>	4,39	1,65
Aktyń X <sup>1)</sup> . . . . .	<b>1,659</b>	0,910	5720	104	4,31	4,36	1,64
Aktyńon <sup>1)</sup> . . . . .	1,811 <sub>8</sub>	1,086 <sub>0</sub>	6826	127	5,68	5,74	1,95
Aktyń A . . . . .	1,884	1,174 <sub>5</sub>	7382	140	6,44 <sub>5</sub>	6,51 <sub>5</sub>	2,11
Aktyń C <sup>1)</sup> . . . . .	<b>1,784</b> <sub>6</sub>	1,053 <sub>4</sub>	6621	128	5,42	5,48	1,90
Aktyń C' . . . . .	<b>1,892</b>	1,184	7445	144	6,53	6,60	2,13
Tor . . . . .	1,446	0,691	4345	77	2,84	<b>2,87</b>	1,24
Radiotor <sup>1)</sup> . . . . .	<b>1,615</b> <sub>0</sub>	0,862 <sub>4</sub>	5420	97	3,96 <sub>5</sub>	4,01	1,55
Tor X . . . . .	<b>1,653</b> <sub>5</sub>	0,904 <sub>0</sub>	5681	103	4,26 <sub>5</sub>	4,31	1,63
Toron . . . . .	<b>1,738</b> <sub>7</sub>	1,000 <sub>0</sub>	6284	116	4,99	5,04 <sub>5</sub>	1,80
Tor A . . . . .	<b>1,805</b> <sub>2</sub>	1,078 <sub>1</sub>	6775	128	5,62	5,68	1,94
Tor C <sup>3)</sup> . . . . .	<b>1,707</b> <sub>0</sub>	0,963 <sub>7</sub>	6057	117	4,71	4,76	1,73
Tor C' . . . . .	<b>2,054</b> <sub>0</sub>	1,396 <sub>8</sub>	8779	169	8,53	8,62	2,51

<sup>1)</sup> Podane liczby dotyczą składowej *A* subtelnej struktury, tj. grupy najszybszej i najsilniejszej.

<sup>2)</sup> Podane liczby dotyczą «wyważonej» średniej składowych *A, B, C* struktury subtelnej, tworzących najszybszą grupę.

<sup>3)</sup> Podane liczby dotyczą «wyważonej» średniej składowych *A i B* struktury subtelnej.

<sup>4)</sup> Podane liczby dotyczą «wyważonej» średniej składowych *H i J* struktury subtelnej, tworzących najpowolniejszą grupę.

7c) NATURALNE GRUPY PROMIENI  $\alpha$ 

(dalszy ciąg)

## B—GRUPY SUBTELNEJ BUDOWY

Radiopierwiastki	$\nu$ 10 <sup>9</sup> cm/sek	$V$ kilowolt	$W=V+V'$ kilowolt	$\pi$ cm	$I$	
Rad . . . . .	$\left\{ \begin{array}{l} A \\ B \end{array} \right.$	1,519	4795	4881	3,29	silna slaba
		1,490	4612	4697	3,10	
Rad C . . . . .	$\left\{ \begin{array}{l} A \\ B \end{array} \right.$	1,627 <sub>9</sub>	5508	5613	4,06 <sub>5</sub>	,
		1,618 <sub>0</sub>	5446	5550	3,99 <sub>5</sub>	
Radioaktywn . . . . .	$\left\{ \begin{array}{l} A \\ B \\ C \\ D \\ E \\ F \\ G \\ H \\ I \\ J \\ K \end{array} \right.$	1,706 <sub>0</sub>	6050	6159	4,70	0,8
		1,701 <sub>5</sub>	6019	6127	4,66	0,15
		1,697 <sub>3</sub>	5989	6097	4,63	0,0
		1,694	5967	6075	4,60	0,15
		1,688	5923	6030	4,54	0,05
		1,680 <sub>5</sub>	5870	5975	4,49	0,1
		1,673	5816	5922	4,43	0,05
		1,665 <sub>5</sub>	5765	5869	4,36	0,8
		1,662 <sub>5</sub>	5744	5847	4,34	0,15
		1,659	5719	5822	4,32	0,6
		1,652 <sub>5</sub>	5674	5776	4,26	0,1
Aktyn X . . . . .	$\left\{ \begin{array}{l} A \\ B \\ C \end{array} \right.$	1,658 <sub>5</sub>	5717	5823	4,31	1,0
		1,642	5605	5709	4,18	0,6
		1,632 <sub>5</sub>	5532	5634	4,10	0,15
Aktynon . . . . .	$\left\{ \begin{array}{l} A \\ B \\ C \end{array} \right.$	1,811 <sub>8</sub>	6826	6953	5,68	1,0
		1,778	6561	6683	5,35	0,1
		1,759 <sub>5</sub>	6437	6556	5,18	0,1
Aktyn C . . . . .	$\left\{ \begin{array}{l} A \\ B \end{array} \right.$	1,784 <sub>6</sub>	6621	6749	5,42	1,0
		1,737 <sub>3</sub>	6274	6396	4,98	0,2
Radiotor . . . . .	$\left\{ \begin{array}{l} A \\ B \end{array} \right.$	1,615 <sub>0</sub>	5420	5517	3,96 <sub>5</sub>	1,0
		1,602	5335	5431	3,87	0,2
Tor C . . . . .	$\left\{ \begin{array}{l} A \\ B \\ C \\ D \\ E \\ F \end{array} \right.$	1,711 <sub>5</sub>	6089	6207	4,74 <sub>5</sub>	0,3
		1,705 <sub>8</sub>	6049	6166	4,70	1,0
		1,665	5762	5873	4,36	0,03
		1,644	5617	5725	4,19	10 <sup>-3</sup>
		1,641	5597	5705	4,17	0,02
		1,623	5474	5579	4,03	10 <sup>-4</sup>

7c) NATURALNE GRUPY PROMIENI  $\alpha$ 

(dalszy ciąg).

## C—GRUPY DŁUGIEGO ZASIĘGU

Radiopierwiastki	$\nu$ 10 <sup>9</sup> cm/sek	$V$ kilowolt.	$W$ kilowolt.	$\pi$ cm	$I$	
Rad C' . . . . .	0	1,922 <sub>0</sub>	7683	7829	6,87	10 <sup>6</sup>
	1	1,995 <sub>0</sub>	8280	8437	7,76	0,43
	2	2,072 <sub>7</sub>	8941	9112	8,79	0,45
	3	2,087 <sub>6</sub>	9069	9242	9,00	22
	4	2,115 <sub>6</sub>	9315	9493	9,40	0,38
	5	2,135 <sub>5</sub>	9492	9673	9,70	1,35
	6	2,154 <sub>2</sub>	9660	9844	9,98	0,35
	7	2,167 <sub>6</sub>	9782	9968	10,19	1,06
	8	2,181 <sub>5</sub>	9908	10097	10,41	0,36
	9	2,200 <sub>0</sub>	10077	10269	10,71	1,67
	10	2,207 <sub>8</sub>	10149	10342	10,83	0,38
	11	2,227 <sub>2</sub>	10329	10526	11,15	1,12
12	2,246 <sub>4</sub>	10509	10709	11,47	0,23	
Tor C' . . . . .	0	2,054 <sub>0</sub>	8779	8948	8,53	10 <sup>6</sup>
	1	2,135 <sub>4</sub>	9492	9674	9,69	34
	2	2,249 <sub>5</sub>	10538	10738	11,53	189

## Nr 8. TABLICE DOTYCZĄCE CZĄSTEK H (protonów)

Wartości podstawowe:

Spoczynkowa masa protonu  $M_H = 1,671 \cdot 10^{-24}$  g.

Ladunek elektryczny . . . . .  $e = 4,797 \cdot 10^{-10}$  j. es =  $1,601 \cdot 10^{-20}$  j. em.

Stosunek ładunku do masy . . .  $\frac{e}{M_H} = 9579$  j. em.

Oznaczenia i wzory (patrz tablice cząstek  $\alpha$ ).

$v$  prędkość początkowa.

$\beta$  stosunek prędkości  $v$  do prędkości światła.

$E$  początkowa energia kinetyczna wyrażona w ergach.

$V$  początkowa energia kinetyczna wyrażona w elektronokilowoltach.

$H\rho$  iloczyn natężenia pola magnetycznego przez promień krzywizny toru opisanego przez proton:

$$H\rho = M_H v / e \sqrt{1 - \beta^2},$$

$\pi$  średni zasięg w powietrzu w  $15^\circ$  i pod ciśnieniem  $760$  mm Hg, obliczony podobnie jak dla promieni  $\alpha$  w założeniu:

$$A_H = \frac{M_H}{32 \pi e^4 m N Z} = 1,007_4 A_\alpha.$$

Wartość stałej całkowania  $\varphi$  jest oznaczona w ten sposób, że:

$$\pi = 8,20 \text{ dla } v = 2,054 \cdot 10^9 \text{ cm/sek.}$$

Wyrazy poprawkowe *Blocha* oraz wyrazy zależne od zmienności ładunku są mniejsze w przypadku promieni  $H$  niż w przypadku promieni  $\alpha$ . Wyrazy te zostały uwzględnione w przypadku małych prędkości. W przypadku wielkich prędkości zostały wprowadzone poprawki teorii względności.

TABLICA PRĘDKOŚCI CZĄSTEK H WEDŁUG WARTOŚCI  
WZRATAJĄCYCH

$v$ cm/sek	$\beta^2$	$E$ erg	$V$ kilowolt.	$H\rho$ oersted-cm	$\pi$ cm
$10^9 \times$	$10^{-3} \times$	$10^{-6} \times$		$10^5 \times$	
1,0	1,113	0,831	522	1,044	0,8
1,1	1,346	1,006	632	1,149	1,1
1,2	1,602	1,198	753	1,253	1,4
1,3	1,881	1,406	884	1,358	1,8
1,4	2,181	1,630	1025	1,463	2,3
1,5	2,504	1,872	1177	1,568	2,9
1,6	2,849	2,131	1340	1,673	3,6
1,7	3,216	2,406	1513	1,778	4,4
1,8	3,605	2,698	1697	1,883	5,3
1,9	4,017	3,007	1891	1,988	6,3
2,0	4,451	3,333	2095	2,093	7,5
2,1	4,907	3,676	2310	2,198	8,9
2,2	5,386	4,036	2536	2,304	10,4
2,3	5,887	4,414	2773	2,409	12,1
2,4	6,410	4,808	3021	2,514	14,0
2,5	6,955	5,219	3280	2,619	16,1
2,6	7,523	5,647	3649	2,725	18,4
2,7	8,113	6,092	3929	2,830	21,0
2,8	8,724	6,554	4120	2,936	23,9
2,9	9,358	7,034	4422	3,042	27,0
3,0	10,015	7,531	4734	3,148	30,4
3,1	10,694	8,045	5057	3,254	34,1
3,2	11,395	8,577	5391	3,360	38,2
3,3	12,118	9,126	5736	3,467	42,6
3,4	12,863	9,693	6092	3,573	47,4
3,5	13,631	10,277	6460	3,680	52,6
3,6	14,422	10,89	6838	3,786	58,2
3,7	15,234	11,51	7227	3,893	64,1
3,8	16,068	12,14	7628	4,000	70,5
3,9	16,925	12,79	8040	4,107	77,4
4,0	17,804	13,46	8463	4,214	84,8
4,1	18,705	14,15	8897	4,321	92,7
4,2	19,629	14,86	9343	4,428	101,3
4,3	20,575	15,59	9800	4,535	110,4
4,4	21,543	16,34	10270	4,643	119,9
4,5	22,534	17,10	10750	4,750	130,0
4,6	23,547	17,88	11240	4,858	140,8
4,7	24,581	18,68	11740	4,966	152,3
4,8	25,638	19,49	12250	5,075	164,6
4,9	26,717	20,32	12770	5,184	177,5
5,0	27,819	21,17	13310	5,293	191,1

Nr 9. ZWIĄZEK MIĘDZY PRĘDKOŚCIĄ CZĄSTEK  $\beta$   
ich energią, promieniem krzywizny w polu magnetycznym  $H$ , oraz długością fali  
fotonu o tej samej energii.

$$V = \frac{m_0 c^2}{e} \left( \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right)$$

$$H\rho = \frac{m_0 c}{e} \frac{\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

$$\lambda = \frac{h}{m_0 c} \frac{1}{\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1}$$

$\beta$	$\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$	$W \times 10^9$ erg	$W$ w elektronokilowoltach	$H\rho$ oersted $\times$ cm	$\lambda$ w jednostkach $X$
0,01	1,00005	0,041	0,02553	17,0	483100
0,10	1,00504	4,095	2,574	171,2	4792
1	611	4,964	3,120	188,5	3953
2	728	5,915	3,718	205,9	3318
3	856	6,952	4,372	223,4	2822
4	995	8,064	5,080	240,8	2428
0,15	1,01144	9,295	5,842	258,4	2112
6	1305	10,60	6,664	276,1	1851
7	1477	12,00	7,543	293,9	1635
8	1660	13,49	8,477	311,7	1455
9	1855	15,07	9,473	329,7	1302
0,20	1,02062	16,75	10,530	347,7	1171
1	281	18,53	11,65	365,9	1059
2	512	20,41	12,83	384,2	961,7
3	755	22,38	14,07	402,6	876,8
4	1,03001	24,38	15,33	421,1	802,2
0,25	1,03280	26,65	16,75	439,8	736,4
6	3562	28,94	18,19	458,7	678,2
7	3857	31,34	19,70	477,7	626,2
8	4167	33,86	21,28	496,8	579,7
9	4490	36,48	22,93	516,2	538,1
0,30	1,04829	39,24	24,66	535,7	502,3
1	5182	42,10	26,46	555,4	466,2
2	5550	45,09	28,34	575,3	435,2
3	5934	48,21	30,30	595,5	407,1
4	6335	51,47	32,35	615,8	381,3

$\beta$	$\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$	$W \times 10^9$ erg	$W$ w elektrono- kilowoltach	$H\varphi$ oersted $\times$ cm	$\lambda$ w jednostkach $X$
<b>0,35</b>	1,06752	54,86	34,48	636,4	348,7
6	7187	58,40	36,70	657,3	336,1
7	7639	62,07	39,01	678,4	316,2
8	8110	65,90	41,42	699,8	297,9
9	8600	69,88	43,92	721,5	280,9
<b>0,40</b>	1,09109	74,01	46,52	743,4	265,1
1	9639	78,32	49,22	765,7	251,6
2	1,10190	82,80	52,04	788,3	237,1
3	0763	87,45	54,96	811,3	224,4
4	1359	92,29	58,01	834,6	212,7
<b>0,45</b>	1,11979	97,33	61,17	858,3	201,7
6	2623	102,6	64,46	882,5	191,4
7	3293	108,0	67,88	907,0	181,8
8	3990	113,7	71,44	932,0	172,7
9	4716	119,6	75,15	957,5	164,1
<b>0,500</b>	1,15469	125,7	79,00	983,4	156,1
05	5858	128,8	80,98	999,6	152,3
10	6255	132,1	83,01	1010	148,6
15	6660	135,4	85,08	1023	145,0
20	7073	138,7	87,19	1037	141,5
<b>0,525</b>	7494	142,1	89,34	1051	138,0
30	7924	145,6	91,53	1065	134,7
35	8363	149,2	93,77	1079	131,5
40	8812	152,9	96,07	1093	128,4
45	9269	157,6	98,40	1107	125,4
<b>0,550</b>	1,19736	161,4	100,8	1122	122,4
55	20213	164,2	103,2	1136	119,5
60	0701	168,2	105,7	1151	116,6
65	1198	172,2	108,3	1166	113,9
70	1707	176,4	110,9	1182	111,2
<b>0,575</b>	2226	180,6	113,5	1197	108,6
80	2757	184,9	116,2	1213	106,1
85	3299	189,3	119,0	1229	103,7
90	3853	193,8	121,8	1245	101,2
95	4420	198,4	124,7	1261	98,92
<b>0,600</b>	1,25000	203,1	127,7	1278	96,62
05	5592	207,9	130,7	1294	94,38
10	6198	212,9	133,8	1311	92,21
15	6818	217,9	137,0	1329	90,07
20	7453	223,1	140,2	1347	88,00



$\beta$	$\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$	$W \times 10^9$ erg	$W$ w elektrono- kilowoltach	$H\rho$ oersted $\times$ cm	$\lambda$ w jednostkach $X$
<b>0,625</b>	8102	228,3	143,5	1365	85,96
30	8767	233,7	146,9	1383	83,98
35	9447	239,3	150,4	1401	82,03
40	30144	244,9	153,9	1420	80,13
45	0858	250,7	157,6	1439	78,28
<b>0,650</b>	1,31590	256,7	161,3	1458	76,47
55	2340	262,8	165,2	1478	74,70
60	3108	269,0	169,1	1497	72,97
65	3896	275,4	173,1	1518	71,26
70	4705	282,0	177,2	1538	69,60
<b>0,675</b>	5534	288,7	181,5	1559	67,98
80	6386	295,6	185,8	1581	66,38
85	7260	302,7	190,3	1602	64,83
90	8157	310,0	194,9	1624	63,31
95	9080	317,5	199,6	1647	61,81
<b>0,700</b>	1,40021	325,2	204,4	1670	60,34
05	1002	333,2	209,4	1692	58,91
10	2004	341,3	214,5	1717	57,51
15	3036	349,7	219,8	1742	56,13
20	4097	358,3	225,2	1767	54,78
<b>0,725</b>	5190	367,2	230,8	1793	53,46
30	46317	376,3	236,5	1819	52,16
35	47777	385,8	242,5	1846	50,88
40	48675	394,7	248,6	1874	49,63
45	49910	405,5	254,9	1902	48,40
<b>0,750</b>	1,51185	415,9	261,4	1931	47,20
55	52502	426,6	268,1	1961	46,01
60	53864	437,7	275,1	1992	44,85
65	55272	449,1	283,3	2023	43,70
70	56729	460,1	290,7	2056	42,58
<b>0,775</b>	58237	473,2	298,4	2089	41,47
80	59800	485,9	306,4	2123	40,40
85	61421	499,1	315,7	2158	39,32
90	63103	512,7	324,2	2195	38,28
95	64850	526,9	333,2	2242	37,25
<b>0,800</b>	1,66667	541,7	340,4	2271	36,23
2	67413	547,7	344,3	2287	35,83
4	68172	553,9	348,1	2303	35,43
6	68942	560,2	352,1	2319	35,06
8	69726	566,5	356,1	2336	34,65

$\beta$	$\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$	$W \times 10^9$ erg	$W$ w elektronokilowoltach	$H\rho$ oersted $\times$ cm	$\lambda$ w jednostkach $X$
<b>0,810</b>	1,70523	573,0	360,2	2353	34,25
2	71333	579,6	364,3	2370	33,86
4	72157	586,3	368,5	2387	33,47
6	72994	593,1	372,8	2405	33,09
8	73847	600,0	377,1	2422	32,71
<b>0,820</b>	1,74713	607,1	381,6	2440	32,33
2	75656	614,7	386,4	2460	31,93
4	76494	621,5	390,6	2487	31,55
6	77408	629,0	395,3	2496	31,20
8	78339	636,5	400,1	2515	30,85
<b>0,830</b>	1,79287	644,2	404,9	2535	30,46
2	80252	652,1	409,8	2555	30,09
4	81236	660,1	414,9	2575	29,74
6	82239	668,2	420,0	2595	29,37
8	83260	676,5	425,2	2616	29,01
<b>0,840</b>	1,84302	685,0	430,5	2637	28,64
2	85364	693,6	435,9	2659	28,30
4	86447	702,4	441,5	2680	27,95
6	87552	711,4	447,1	2703	27,59
8	88680	720,6	452,9	2725	27,24
<b>0,850</b>	1,89831	729,9	458,7	2749	26,89
2	91006	739,4	464,8	2772	26,54
4	92206	749,2	470,9	2796	26,20
6	93432	759,2	477,2	2820	25,88
8	94685	769,3	483,5	2845	25,51
<b>0,860</b>	1,95965	779,7	490,1	2871	25,17
2	97274	790,4	496,7	2897	24,83
4	98612	801,2	503,6	2923	24,49
6	99982	812,4	510,6	2950	24,16
8	2,01383	823,8	517,7	2978	23,82
<b>0,870</b>	2,02818	835,4	525,1	3006	23,49
2	04287	847,4	532,6	3034	23,16
4	05792	859,6	540,2	3064	22,83
6	07335	872,1	548,1	3094	22,50
8	08916	885,0	556,2	3125	22,17
<b>0,880</b>	2,10537	898,1	564,5	3156	21,86
2	12202	911,7	573,0	3188	21,53
4	13909	925,5	581,7	3221	21,21
6	15663	939,8	590,7	3255	20,88
8	17465	954,4	599,9	3289	20,56

$\beta$	$\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$	$W \times 10^9$ erg	$W$ w elektronokilowoltach	$H\rho$ oersted $\times$ cm	$\lambda$ w jednostkach $X$
<b>0,890</b>	2,19317	969,5	609,3	3325	20,24
2	21221	984,9	619,1	3361	19,93
4	23180	1001	629,1	3399	19,61
6	25197	1017	639,4	3437	19,30
8	27275	1034	650,0	3477	18,98
<b>0,900</b>	2,29416	1052	660,9	3517	18,66
2	31623	1069	672,2	3559	18,35
4	33900	1088	683,8	3602	18,04
6	36251	1107	697,8	3646	17,73
8	38680	1127	710,2	3692	17,42
<b>0,910</b>	2,41191	1147	723,0	3739	17,11
2	43789	1168	734,3	3787	16,80
4	46479	1190	748,0	3837	16,49
6	49265	1213	762,3	3889	16,18
8	52155	1236	777,0	3943	15,87
<b>0,920</b>	2,55155	1261	792,3	3999	15,57
2	58271	1286	808,2	4056	15,26
4	61511	1312	824,8	4116	14,96
6	64883	1340	842,0	4178	14,65
8	68398	1368	860,0	4243	14,33
<b>0,930</b>	2,72064	1398	878,7	4310	14,04
2	75894	1429	898,2	4380	13,73
4	79898	1462	918,7	4453	13,42
6	84090	1496	940,1	4529	13,11
8	88487	1531	962,5	4609	12,82
<b>0,940</b>	2,93105	1569	986,1	4693	12,51
2	97962	1609	1011	4781	12,20
4	3,03080	1650	1037	4874	11,89
6	08482	1694	1065	4971	11,58
8	14198	1740	1094	5074	11,27
<b>0,950</b>	3,20256	1790	1125	5182	10,97
2	26692	1842	1158	5299	10,66
4	33547	1898	1193	5420	10,34
6	40869	1957	1230	5551	10,03
8	48713	2021	1270	5690	9,711
<b>0,960</b>	3,57142	2089	1313	5840	9,394
2	66234	2163	1360	6001	9,073
4	76078	2243	1410	6175	8,750
6	86784	2330	1465	6364	8,420
8	98485	2425	1524	6571	8,093

$\beta$	$\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$	$W \times 10^9$ erg	$W$ w elektronokilowoltach	$H\rho$ oersted $\times$ cm	$\lambda$ w jednostkach $X$
<b>0,970</b>	4,11344	2530	1590	6797	7,758
2	25566	2645	1663	7046	7,420
4	41407	2774	1743	7323	7,076
6	59197	2919	1834	7634	6,725
8	79374	3083	1937	7986	6,360
<b>0,980</b>	5,02520	3271	2056	8389	6,002
2	5,29433	3489	2193	8856	5,625
4	5,61268	3748	2356	9408	5,237
6	5,99718	4060	2552	10070	4,834
8	6,47441	4448	2796	10900	4,412
<b>0,990</b>	7,08883	4947	3109	11950	3,967
1	7,47037	5257	3304	12610	3,733
2	7,92154	5624	3535	13390	3,490
3	8,46639	6067	3813	14320	3,235
4	9,14243	6616	4158	15480	2,967
<b>0,995</b>	10,0125	7323	4602	16970	2,680
6	11,1915	8282	5204	19060	2,370
7	12,9196	9686	6087	21940	2,027
8	15,8193	12042	7568	26890	1,630
9	22,3662	17362	10911	38060	1,131

Nr 10. JĄDROWE PROMIENIE  $\gamma$ 

Przemiana	Energia w ekw.	Długość fali w $j. X$	Przemiana	Energia w ekw.	Długość fali w $j. X$	
UX <sub>1</sub>	91,9	134	ThB $\rightarrow$ ThC (1)	115	107	
UX <sub>2</sub>				176	70,1	
				238	51,8	
Ra	189	65,2		294	42,0	
RaB (1)	52,9	233,1	ThC $\rightarrow$ ThC'' (1)	299	41,3	
	240,6	51,27		39,9	309,2	
	257,1	47,98		287	43,0	
	293,7	42,00		298	41,4	
	349,9	35,25		327	37,7	
RaC (1)	58,8	210	ThC'' $\rightarrow$ ThD (1)	432	28,6	
	426	29,0		451	27,4	
	498	24,8		471	26,2	
	607	20,3		617	20,0	
	766	16,10		ThC $\rightarrow$ ThC' (1)	276,5	44,61
	933	13,22			510	24,2
	1120	11,01			582	21,2
	1238	9,96			2620	4,71
	1379	8,94			726	17,00
	1414	8,72		1623	7,60	
1761	7,00	1802	6,85			
2193	5,63					
RaD	47,2	261				

(1) C. D. Ellis, liczby z 1934 r.

(2) L. Meitner, *Zs. f. Phys.*, 50, 5, 1928.(3) L. Meitner, *Zs. f. Phys.*, 34, 807, 1925.(4) T. Graf, *C. R.* 197, 238, 1933,(5) Black, *Roy. Soc. Proc.*, 106, 632, 1925.

JĄDROWE PROMIENIE  $\gamma$ 

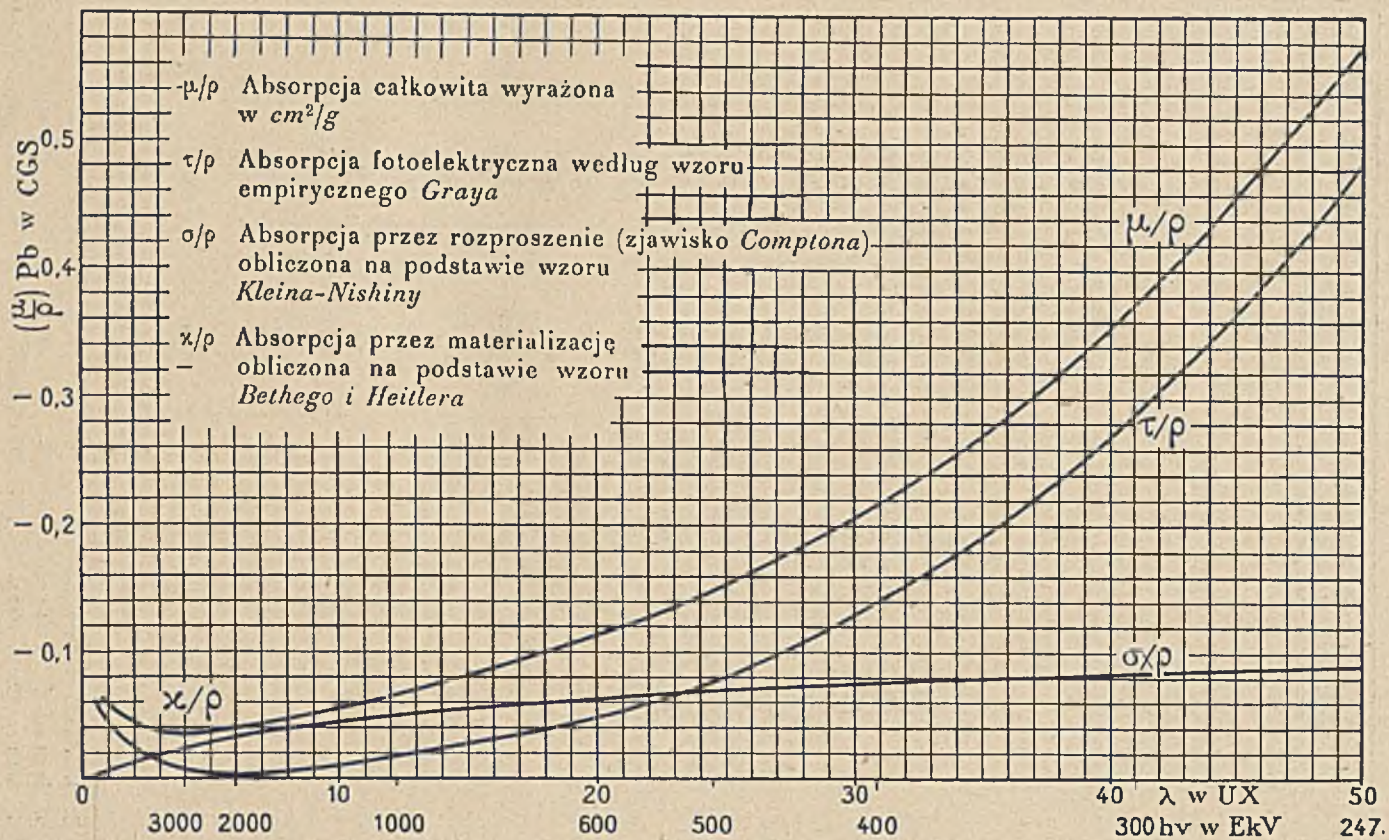
(ciąg dalszy)

Przemiana	Energia w ekw	Długość fali w j. X	Przemiana	Energia w ekw	Długość fali w j. X					
Pa (1)	{	95 130 41,9 38,2	AcX (3)	{	143	86,0				
					153	80,4				
					157	79				
					200	62				
				{	268	46				
RAc (2)	{	31,5 43,7 53,3 61,4 100,5 149 195 254 282 300	Ac (B + C' + C'') (4)	{	65,1	189,6				
					349	35,4				
					402	30,7				
					424,5	29,1				
					827	14,9				
							{	58,1	212	
								79,5	155	
								129	95,4	
								184	67,0	
								249	49,4	
							MTh <sub>2</sub> (5)	{	319	38,7
								338	36,5	
								408	30,2	
			462	26,7						
			915	13,5						
			970	12,7						
					{	86	143,4			
			RTh							

(1) C. D. Ellis, liczby z 1934 r.

(2) L. Meitner, *Zs. f. Phys.*, 50, 5, 1928.(3) L. Meitner, *Zs. f. Phys.*, 34, 807, 1925.(4) T. Graf, *C. R.* 197, 238, 1933.(5) Black *Roy. Soc. Proc.*, 106, 632, 1925.

## Nr 11



Nr 12. ZANIK RADONU  $I = I_0 e^{-\lambda t}$

Tablica wartości funkcji  $e^{-\lambda t}$  w założeniu, że okres radonu  $T = 3,823$  dni,  $\lambda = 0,18131$  dni<sup>-1</sup>.

Godziny	0 dni	1 dzień	2 dni	3 dni	4 dni	5 dni	6 dni	7 dni	8 dni	9 dni	10 dni
		0,	0,	0,	0,	0,	0,	0,	0,	0,	0,
0	1,00000	83418	69585	58047	48421	40392	33694	28107	23446	19558	16315
1	0,99247	82790	69062	57610	48057	40088	33441	27895	23269	19411	16192
2	98500	82167	68542	57176	47695	39786	33189	27685	23094	19265	16070
3	97759	81548	68026	56746	47336	39487	32939	27477	22920	19120	15950
4	97023	80935	67514	56319	46980	39190	32691	27270	22748	18976	15829
5	96293	80326	67006	55895	46626	38895	32445	27065	22577	18833	15710
6	95569	79721	66502	55474	46275	38602	32201	26861	22407	18692	15592
7	94849	79121	66001	55057	45927	38311	31959	26659	22238	18551	15474
8	94135	78526	65504	54642	45581	38023	31718	26459	22071	18411	15358
9	93427	77935	65011	54231	45238	37737	31479	26260	21905	18272	15243
10	92724	77348	64522	53823	44898	37453	31242	26062	21740	18135	15128
11	92026	76766	64036	53418	44560	37171	31007	25866	21576	17998	15014
12	91333	76188	63554	53016	44225	36891	30774	25671	21414	17863	14901
13	90646	75615	63076	52617	43892	36614	30542	25478	21253	17728	14789
14	89964	75046	62602	52221	43562	36338	30312	25286	21093	17595	14677
15	89287	74481	62131	51828	43234	36065	30084	25096	20934	17463	14567
16	88615	73921	61663	51438	42908	35793	29858	24907	20777	17332	14457
17	87948	73364	61199	51051	42585	35524	29633	24719	20620	17201	14348
18	87286	72812	60738	50667	42265	35257	29410	24533	20465	17072	14241
19	86629	72264	60281	50285	41947	34991	29189	24349	20311	16943	14133
20	85977	71720	59827	49907	41631	34728	28969	24165	20158	16816	14027
21	85330	71180	59377	49531	41318	34466	28751	23984	20006	16689	13922
22	84688	70645	58930	49158	41007	34207	28535	23803	19856	16563	13817
23	84050	70113	58487	48788	40698	33950	28320	23624	19706	16439	13713



ZANIK RADONU  $I = I_0 e^{-\lambda t}$ 

(ciąg dalszy)

Godziny	11 dni	12 dni	13 dni	14 dni	15 dni	16 dni	17 dni	18 dni	19 dni	20 dni	21 dni
	0,	0,	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
0	13610	11353	94701	78998	65898	54971	45855	38251	31908	26617	22204
1	13507	11267	93989	78403	65402	54557	45510	37963	31668	26417	22036
2	13405	11182	93281	77813	64910	54146	45168	37678	31430	26218	21871
3	13305	11098	92579	77227	64421	53739	44828	37394	31193	26021	21706
4	13204	11015	91882	76646	63937	53334	44490	37113	30959	25825	21543
5	13105	10932	91191	76069	63455	52933	44155	36833	30726	25631	21380
6	13007	10850	90505	75497	62978	52535	43823	36556	30494	25438	21220
7	12908	10768	89823	74929	62504	52139	43493	36281	30265	25246	21060
8	12811	10687	89147	74365	62033	51747	43166	36008	30037	25056	20901
9	12715	10606	88477	73805	61566	51357	42841	35737	29811	24868	20744
10	12619	10527	87810	73250	61103	50971	42519	35468	29587	24681	20588
11	12524	10447	87150	72698	60643	50587	42199	35201	29364	24495	20433
12	12430	10369	86494	72151	60187	50206	41881	34936	29143	24310	20279
13	12336	10291	85843	71608	59734	49829	41566	34673	28924	24127	20127
14	12244	10213	85197	71069	59284	49454	41253	34413	28706	23946	19975
15	12152	10136	84556	70534	58838	49081	40943	34153	28490	23766	19825
16	12060	10060	83919	70004	58395	48712	40634	33896	28276	23587	19676
17	11969	09984	83288	69477	57956	48457	40329	33641	28063	23409	19527
18	11879	09909	82661	68954	57520	47982	40025	33388	27852	23233	19381
19	11790	09835	82039	68435	57087	47620	39724	33137	27642	23058	19235
20	11701	09761	81421	67920	56657	47262	39425	32887	27434	22885	19090
21	11613	09687	80809	67409	56231	46906	39128	32640	27227	22712	18946
22	11516	09614	80200	66901	55808	46553	38834	32394	27022	22542	18804
23	11439	09542	79597	66398	55387	46203	38541	32150	26819	22372	18662

ZANIK RADONU  $I = I_0 e^{-\lambda t}$

(ciąg dalszy)

Godziny	22 dni	23 dni	24 dni	25 dni	26 dni	27 dni	28 dni	29 dni	30 dni
	0,0	0,0	0,0	0,0	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
0	18521	15450	12888	10751	89684	74812	62406	52058	43426
1	18382	15334	12791	10670	89009	74249	61937	51666	
2	18244	15219	12695	10590	88339	73690	61471	51277	
3	18107	15104	12600	10510	87593	73135	61008	50891	
4	17970	14990	12505	10431	87014	72585	60549	50508	
5	17835	14878	12411	10353	86359	72039	60093	50128	
6	17701	14766	12317	10275	85709	71497	59641	49751	
7	17568	14655	12224	10197	85064	70958	59192	49377	
8	17435	14544	12132	10121	84424	70424	58746	49005	
9	17304	14435	12041	10044	83789	69894	58304	48636	
10	17174	14326	11951	9969	83158	69368	57866	48270	
11	17045	14218	11861	9894	82532	68846	57430	47907	
12	16916	14111	11771	9819	81911	68328	56998	47546	
13	16789	14005	11683	9746	81295	67814	56569	47188	
14	16663	13900	11595	9672	80683	67304	56143	46833	
15	16537	13795	11508	9599	80075	66797	55721	46481	
16	16413	13681	11421	9527	79473	66294	55301	46131	
17	16289	13588	11335	9455	78875	65795	54885	45784	
18	16167	13486	11250	9384	78281	65300	54472	45439	
19	16045	13384	11165	9314	77692	64809	54062	45097	
20	15924	13284	11081	9244	77107	64321	53655	44758	
21	15805	13184	10998	9174	76527	63837	53251	44421	
22	15686	13085	10915	9105	75949	63356	52850	44087	
23	15568	12986	10833	9036	75379	62880	52453	43755	

### Nr 13. NAGROMADZANIE SIĘ RADONU W PREPARACIE RADU

Tablica daje zależność od czasu funkcji  $t_r = \frac{1}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t})$ , tj. czasu zredukowanego, w założeniu, że  $T = 3,823$  dni,  
 $\lambda = 0,18131$  dni<sup>-1</sup>,  $\theta = \frac{1}{\lambda} = 5,515$  dni.

Godziny	0 dni	1 dzień	2 dni	3 dni	4 dni	5 dni	6 dni	7 dni	8 dni
	0,			2,		3,	3,		4,
0		0,91457	1,6775	3139	2,8448	2876	6571	3,9652	2223
1	041531	94920	7064	3380	8649	3044	6710	9769	2320
2	082731	98356	7350	3619	8848	3211	6849	9885	2417
3	12360	1,0177	7635	3856	9046	3375	6987	9999	2513
4	16419	0515	7917	4092	9243	3539	7124	4,0114	2608
5	20446	0851	8198	4326	9438	3702	7259	0227	2702
6	24439	1185	8476	4558	9632	3864	7394	0339	2796
7	28410	1516	8752	4788	9824	4024	7527	0451	2889
8	32348	1844	9026	5017	3,0014	4183	7660	0561	2981
9	36253	2170	9298	5244	0204	4341	7792	0671	3073
10	40130	2494	9568	5469	0391	4497	7923	0780	3164
11	43980	2815	9836	5692	0577	4653	8053	0888	3254
12	47802	3133	2,0101	5914	0762	4807	8181	0996	3343
13	51591	3449	0365	6134	0946	4960	8309	1102	3432
14	55353	3763	0627	6352	1128	5112	8436	1208	3521
15	59087	4075	0886	6569	1309	5263	8562	1313	3608
16	62793	4384	1144	6784	1489	5413	8686	1417	3695
17	66472	4691	1400	6997	1667	5561	8810	1521	3781
18	70123	4995	1655	7209	1843	5708	8933	1623	3867
19	73747	5298	1907	7420	2019	5855	9055	1725	3952
20	77343	5598	2157	7628	2193	6000	9177	1826	4036
21	80911	5895	2405	7836	2366	6145	9297	1926	4120
22	84452	6191	2652	8041	2537	6288	9416	2026	4203
23	87971	6484	2896	8246	2708	6429	9535	2125	4286

<i>Godziny</i>	<i>9 dni</i>	<i>10 dni</i>	<i>11 dni</i>	<i>12 dni</i>	<i>13 dni</i>	<i>14 dni</i>	<i>15 dni</i>	<i>16 dni</i>	<i>17 dni</i>	<i>18 dni</i>
	4,	4,	4,	4,		5,	5,	5,2	5,	5,3
0	4367	6156	7648	8893	4,9931	0797	1520	122	2625	045
1	4448	6224	7705	8940	4,9970	0830	1547	145	2644	061
2	4529	6290	7761	8987	5,0009	0863	1574	168	2663	076
3	4609	6357	7816	9033	0048	0895	1601	190	2682	092
4	4688	6424	7872	9079	0087	0927	1628	213	2700	107
5	4767	6490	7926	9125	0125	0959	1654	235	2719	123
6	4845	6555	7980	9170	5,0162	0990	1681	256	2737	138
7	4923	6620	8035	9215	0200	1022	1707	279	2756	153
8	5000	6684	8088	9260	0237	1052	1733	300	2773	168
9	5076	6747	8141	9305	0274	1083	1758	322	2791	183
10	5152	6811	8194	9348	0311	1114	1784	343	2809	198
11	5228	6873	8247	9392	0348	1145	1810	364	2827	213
12	5302	6936	8299	9435	5,0384	1175	1835	385	2844	227
13	5376	6997	8350	9478	0420	1205	1860	406	2861	242
14	5450	7059	8401	9521	0455	1234	1885	427	2879	256
15	5523	7120	8452	9564	0490	1264	1909	447	2896	271
16	5595	7181	8503	9606	0526	1293	1933	468	2913	285
17	5667	7241	8553	9648	0560	1322	1958	481	2930	299
18	5738	7300	8602	9689	5,0595	1351	1982	508	2946	313
19	5809	7359	8652	9730	0629	1379	2005	528	2964	326
20	5879	7418	8701	9771	0664	1408	2029	548	2980	340
21	5950	7476	8749	9811	0697	1436	2053	567	2996	354
22	6019	7534	8797	9852	0731	1464	2076	587	3013	368
23	6087	7591	8845	9891	0764	1492	2099	606	3029	381

## Nr 14. DEZAKTYWACJA AKTYWNEGO OSADU RADU

Liczby atomów  $RaA$ ,  $RaB$  i  $RaC$  zanikających w jednostce czasu, w chwili  $t$  od końca aktywacji nasyconej.

Czas $t$	Rad $A$ $\lambda_A \times A$	Rad $B$ $\lambda_B \times B$	Rad $C$ $\lambda_C \times C$
0	100	100	100
0 m 30 s	89,3	99,9	100
1 m	79,7	99,7	100
2	63,5	99,0	100
3	50,6	97,9	99,9
4	40,4	96,6	99,8
5	32,2	95,0	99,7
8	16,3	89,7	99,0
10	10,4	85,8	98,2
12	6,6	81,9	97,2
15	3,3	76,2	95,4
20	1,1	67,2	91,6
25	0,3	59,1	86,9
30	0,1	51,9	81,8
35	$\epsilon$	45,7	76,5
40		40,1	71,0
45		35,3	65,7
50		31,0	60,4
1 g		23,9	50,5
1 10 m		18,5	41,7
1 20		14,3	34,2
1 30		11,0	27,7
1 40		8,5	22,4
1 50		6,6	17,9
2		5,0	14,3
2 30		2,3	6,9
3		1,1	3,5
4		0,2	0,8
5		$\epsilon$	0,2
6			$\epsilon$

## Nr 15. DEZAKTYWACJA AKTYWNEGO OSADU AKTYNU

Liczby atomów  $RaB$ ,  $RaC$  i  $RaC''$  zanikających w jednostce czasu, w chwili  $t$  od końca aktywacji nasyconej.

Czas $t$	Aktywność $B$ $\lambda_B \times B$	Aktywność $C$ $\lambda_C \times C$	Aktywność $C''$ $\lambda_{C''} \times C''$
0	100	100	100
1 s	100	100	100
2	99,9	100	100
5	99,8	100	100
10	99,7	100	100
30	99,0	99,9	100
1 m	98,1	99,7	100
2	96,2	99,0	99,9
3	94,4	98,0	99,7
4	92,6	96,5	99,4
5	90,8	95,4	98,9
6	89,1	93,9	98,4
7	87,4	92,3	97,6
8	85,8	90,8	96,8
9	84,1	89,2	95,9
10	82,5	87,6	94,8
15	75,0	81,9	88,7
20	68,1	72,5	81,9
25	61,9	65,9	75,6
30	56,2	59,8	68,5
40	46,4	49,4	56,7
50	38,3	40,8	46,9
1 g	31,6	33,6	38,7
1 10 m	26,1	27,8	31,9
1 20	21,7	23,0	26,4
1 30	17,8	18,9	21,7
1 40	14,6	15,1	18,0
2	10,0	10,6	12,2
2 20	6,8	7,2	8,3
2 40	4,6	4,9	5,7
3	3,2	3,4	3,9
3 20	2,2	2,3	2,6
3 40	1,5	1,6	1,8
4	1,0	1,1	1,2
4 20	0,7	0,7	0,8
4 40	0,5	0,5	0,6
5	0,3	0,3	0,4
5 20	0,2	0,2	0,3
5 40	0,1	0,2	0,2
6	0,1	0,1	0,1
6 20	0,1	0,1	0,1
6 40	$\varepsilon$	$\varepsilon$	0,1

## Nr 16. DEZAKTYWACJA AKTYWNEGO OSADU TORU

Liczby atomów  $ThB$ ,  $ThC$  i  $ThC''$  zanikających w jednostce czasu, w chwili  $t$  od końca aktywacji nasyczonej.

Czas $t$	Tor $B$ $\lambda_B \times B$	Tor $C$ $\lambda_C \times C$	Tor $C''$ $\lambda_{C''} \times C''$
0	100	100	100
1 $m$	99,9	100	100
5	99,5	100	100
10	98,9	99,9	100
15	98,4	99,9	100
20	97,8	99,8	99,9
25	97,3	99,6	99,8
30	96,8	99,5	99,7
40	95,7	99,2	99,4
50	94,7	98,7	99,0
1 $g$	93,7	98,2	98,5
2	87,7	94,3	94,7
3	82,2	89,5	90,1
4	76,9	84,4	84,8
5	72,1	79,3	79,7
6	67,5	74,4	74,9
7	63,2	69,4	70,2
8	59,2	65,8	65,8
9	55,5	61,3	61,6
10	51,9	57,4	57,7
15	37,4	41,4	41,6
20	27,0	29,8	30,0
25	19,4	21,5	21,6
30	14,0	15,5	15,6
40	7,3	8,0	8,1
50	3,8	4,2	4,2
60	2,0	2,2	2,2
70	1,0	1,1	1,1
80	0,5	0,6	0,6
90	0,3	0,3	0,3
100	0,1	0,2	0,2

UZUPELNIENIA





## ROZDZIAŁ I

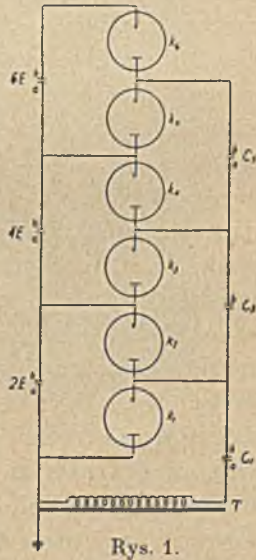
### POSTĘPY TECHNIKI W DZIEDZINIE FIZYKI JĄDROWEJ

Opiszemy najpierw w krótkości najważniejsze przyrządy używane obecnie w laboratoriach fizyki jądrowej. Są to aparatury dostarczające pocisków jądrowych, tj. szybkich cząstek wywołujących przemiany jądrowe, oraz przyrządy służące do wykrywania cząstek wysyłanych przez przeobrażone jądra.

Przyrządy dostarczające szybkich cząstek możemy podzielić na cztery główne grupy: powielacze napięcia typu *Cockcrofta* i *Waltona*, cyklotrony, maszyny elektrostatyczne, generatory impulsowe.

#### A. Przyrządy służące do otrzymywania szybkich cząstek.

1. *Przyrząd Cockcrofta i Waltona* jest opisany w ogólnych zarysach w książce pani *Skłodowskiej-Curie* (str. 317); na tym miejscu podamy niektóre szczegóły dodatkowe. Transformator  $T$  dostarcza napięcia o wartości szczytowej  $E$ ; jeden z zacisków napięcia wtórnego jest uziemiony i łączy się poprzez kenotron  $K_1$  (rys. 1) z jedną z okładek kondensatora  $C_1$ , którego druga okładka jest połączona bezpośrednio z drugim zaciskiem  $T$  obwodu wtórnego. Kondensator  $C_1$  stanowi jeden z elementów baterii identycznych kondensatorów  $C_3, C_5$ , połączonych szeregowo. Inna bateria, zawierająca kondensatory  $C_2, C_4, C_6$ <sup>1)</sup> w tej samej liczbie co poprzednia, posiada jeden z biegunów uziemiony, drugi zaś jej biegun jest to właściwe źródło wyprostowanego wysokiego napięcia. Wreszcie kenotrony  $K_2, K_3, K_4$  itd. łączy odpowiednio pary kondensatorów  $C_1$  i  $C_2, C_2$  i  $C_3$  itd. Kenotrony są połączone z sobą w ten sposób, że prąd dodatni może płynąć wprost od uziemionego zacisku transformatora jednocześnie

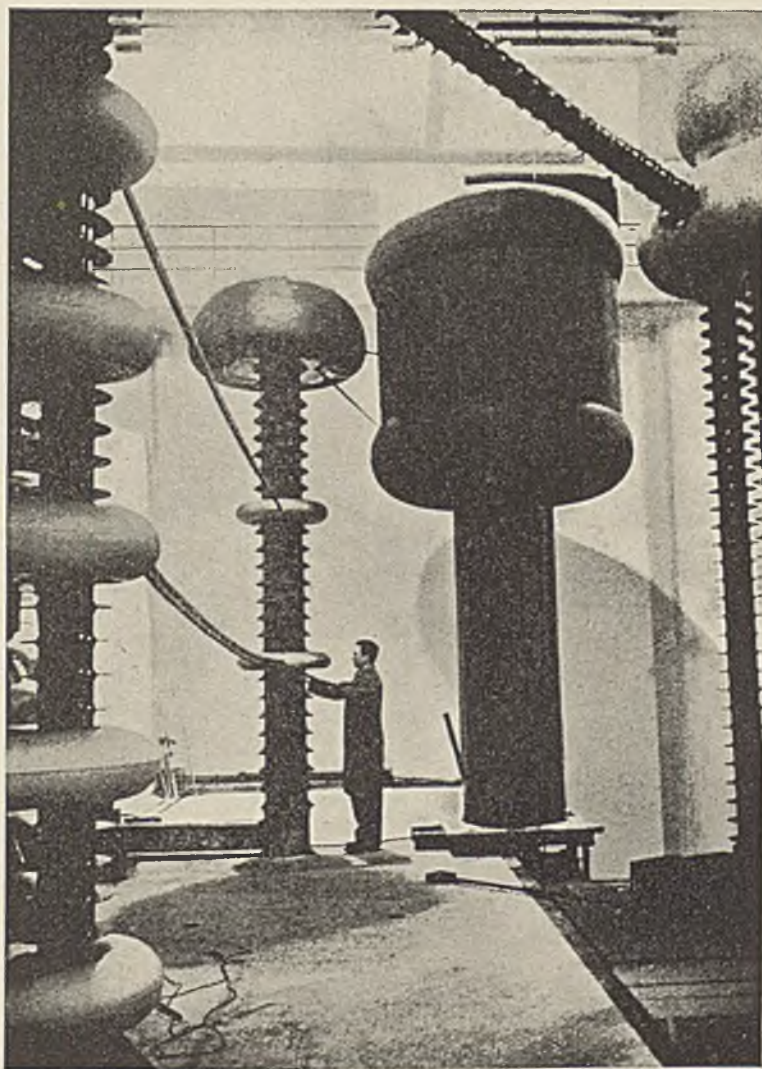


Rys. 1.

<sup>1)</sup> Z lewej strony rysunku, oznaczone tylko napięciami  $2E, 4E, 6E$  itd.

przez wszystkie kenotrony. Dla skrócenia oznaczymy literą  $a$  okładkę każdego kondensatora znajdującą się bliżej transformatora, literą zaś  $b$  okładkę dalszą. Powstawanie wysokiego napięcia odbywa się w kilku fazach. W pierwszej fazie  $T$  posiada dodatni potencjał, kenotron  $K_1$  jest «otwarty», okładka  $b$  kondensatora  $C_1$  jest uziemiona, okładka  $a$  ma napięcie  $-E$  woltów. W następnej fazie okładka  $a$  kondensatora  $C_1$  ładuje się do  $+E$ , a zatem okładka  $b$  (która w tej chwili jest izolowana) otrzymuje ładunek  $2CE$ , który dzieli się między kondensatory  $C_1$  i  $C_2$  udzielając okładce  $b$  kondensatora  $C_2$  potencjału wyższego o  $E$  od okładki  $a$ . W trzeciej fazie kondensator  $C_1$  jest ponownie uziemiony, natomiast kondensator  $C_2$  dzieli ładunek z kondensatorem  $C_3$  w ten sposób, że napięcie spada do  $E/2$ . W czwartym etapie nowy przyływ ładunku podwyższa potencjał  $C_2$  do  $(CE/2 + 2CE)/2C = 5E/4$ . Jest zatem rzeczą jasną, że podczas następnych kolejnych zmian znaku napięcia ładunek elektryczny będzie się udzielał stopniowo dalszym kondensatorom i wszystkie napięcia będą wzrastały dopóty, dopóki wszystkie kondensatory baterii oznaczone cyframi parzystymi nie naładują się do potencjałów  $2E$ , tj. do chwili, gdy potencjał izolowanego bieguna tej baterii przybierze wartość  $V = 2nE$ , gdzie  $n$  jest to liczba elementów baterii.

Wysokie napięcie  $V$  dostarczone przez ten układ przykłada się do anody przyrządu służącego do otrzymywania szybkich cząstek. Jest to rura opróżniona, w której jony służące do doświadczeń transmutacyjnych, najczęściej protony lub deuterony, tj. jądra ciężkiego wodoru uzyskują energię kinetyczną  $Ve$ . Kształt tych rur bywa różny, zasada działania jest jednak zawsze jednakowa. Ciśnienie w rurze musi być niezmiernie niskie, rzędu wielkości  $10^{-4}$  mm Hg, gdyż inaczej nie byłoby rzeczą możliwą nadać elektrodom różnicy potencjału rzędu kilkuset kilowoltów. Z tego samego powodu rury muszą posiadać znaczne rozmiary, np. długość rzędu 1 m, średnicę co najmniej 30 cm. Niekiedy używa się rur złożonych z kilku odcinków przedzielonych pierścieniami metalowymi, co usuwa możliwość wyładowania koronowego i daje bardziej równomierny rozkład potencjału. Bardzo ważny jest sposób uszczelniania połączeń między poszczególnymi częściami rury. Z powodu znacznych rozmiarów aparatury należy unikać ogrzewania spajanych części, a zatem lutowań lub lutowań; wszystkie połączenia uszczelnia się za pomocą plastyceiny, substancji, która już w temperaturze pokojowej jest bardzo plastyczna i doskonale przylega do szkła, metali itp. Wynalezienie tej substancji, stanowiącej idealny środek pomocniczy w technice próżniowej, przystosowanej do potrzeb fizyki jądrowej, przyczyniło się w znacznej mierze do osiągnięcia pomyslnych wyników w dziedzinie sztucznej transmutacji. Inny charakterystyczny rys nowoczesnej techniki próżniowej w tej dziedzinie polega na tym, że rura nie oddziela się od pompy, gdyż «wyhodowanie» próżni, tj. usunięcie okludowanych gazów byłoby niemożliwe: rury są nieustannie opróżniane



Generator Cockrofta-Waltona.



podczas działania za pomocą bardzo potężnych pomp dyfuzyjnych, porównujących około 100 litrów na sekundę.

Wobec wysokiej próżni istniejącej w opisanej rurze nie można wytworzyć w niej wyładowania; wyładowanie powstaje w rurze pomocniczej, w której ciśnienie jest rzędu  $1/100 \text{ mm Hg}$  oraz napięcie rzędu 10 kilowoltów. Jony powstające w wielkiej obfitości podczas wyładowania przenikają poprzez mały otwór do głównej rury; istnieje zatem stały przepływ gazu i próżnia może być utrzymana tylko dlatego, że pompa działa bez przerwy.

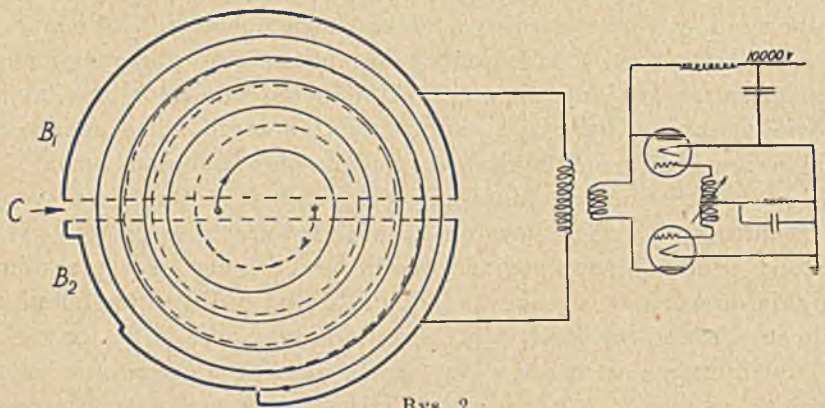
W przyrządzie używanym obecnie w Cavendish Laboratory (tabl. 1), zbudowanym przez Philipsa, mamy  $E = 100 \text{ kw}$ ,  $n = 6$ ,  $V = 1200 \text{ kw}$ . Generator wysokiego napięcia jest przedstawiony na lewo na tabl. 1 i zawiera 12 tyratronów, oraz dwie baterie, każda z 6 kondensatorów. Na prawo widzimy zaopatrzoną w pierścieniowe przegrody rurę do przyśpieszania cząstek, obok zaś tej rury opornicę o całkowitym oporze  $1,2 \cdot 10^9 \text{ omów}$ , przez którą przepływa prąd  $1 \text{ mA}$  służący do mierzenia przyłożonego napięcia. Cała ta aparatura znajduje się na płaskim dachu «laboratorium», stanowiącego wielką puszkę Faradaya zbudowaną z betonu zmieszanego z substancją przewodzącą elektryczność. Ściany tego pomieszczenia są uziemione, wewnątrz zaś znajdują się przyrządy służące do wytwarzania reakcyj jądrowych i obserwowania zjawisk towarzyszących tym reakcjom.

Katoda głównej rury posiada otwór, przez który przyśpieszone jony przenikają do komory «reakcyjnej» i padają na próbkę substancji, w której chcemy badać transmutację. Jeżeli chcemy wydzielić jony określonego rodzaju (np. atomowe jony deuterium w mieszaninie ciężkiego i zwykłego wodoru), to odchylamy wiązkę jonów w polu magnetycznym.

2. *Cyklotron* został wynaleziony i zbudowany w Ameryce przez *Lawrence'a*. Jest to przyrząd, który wchodzi stopniowo w powszechne użycie w laboratoriach fizyki jądrowej, gdyż rozwiązuje w nader udatny sposób zagadnienie otrzymywania pocisków jądrowych o wielkiej energii kinetycznej bez konieczności używania generatorów wysokiego napięcia, wymagających wielkiej ostrożności i zajmujących bardzo wiele miejsca. Główną część cyklotronu (tabl. II) stanowi elektromagnes wytwarzający pole rzędu 15000 oerstedów w bardzo znacznej przestrzeni (np. pomiędzy biegunami o średnicy  $75 \text{ cm}$ , oddalonymi o  $10 \text{ cm}$ ). Przyrząd służący do wytwarzania przyśpieszeń jest to płaskie opróżnione pudło (rys. 2), umieszczone w polu magnetycznym i zaopatrzone w dwie wielkie elektrody półcylindryczne, takie, jakie otrzymalibyśmy np. rozcinając cylindryczne pudełko wzdłuż jednej ze średnic. Za pomocą potężnego generatora krótkich fal elektrycznych przykładamy do elektrod zmienne napięcie wielkiej częstości o amplitudzie  $V$  rzędu  $10 \text{ kw}$ .

Wyobraźmy sobie, że w okolicy środka przyrządu w przestrzeni zawartej pomiędzy elektrodami powstają jony, które mają ulec przyśpieszeniu. Te jony zdobywają pewną prędkość podczas pierwszego półokresu drgania elektrycznego i przenikają w głąb jednej z elektrod

z energią  $Vze$ , a ponieważ wewnątrz elektrod nie ma pola elektrycznego, przeto opisują półkole ze stałą prędkością  $v$ . Promień krzywizny jest dany przez wzór  $\rho = mv/zeH$ , gdzie  $ze$  jest to ładunek jonu,  $e$  — ładunek elementarny. Czas potrzebny do opisanego półkola wynosi  $\tau = \pi m/zeH$ , jest zatem niezależny od prędkości; zależy zaś tylko od natężenia pola i stosunku  $ze/m$  charakteryzującego dany rodzaj jonów. Jeżeli ten czas równa się dokładnie półokresowi  $T/2$  drgania elektrycznego, jony wybiegną z wnętrza elektrody w okolice  $C$ , gdzie istnieje pole, w chwili gdy zmieni się znak napięcia; zostaną zatem ponownie przyspieszone i uzyskają energię kinetyczną  $2Vze$ , po czym przenikną w głąb drugiej elektrody. Ponieważ czas obiegu w polu elektrycznym jest stały, przeto jony pojawią się ponownie w polu elektrycznym w takiej chwili,



Rys. 2.

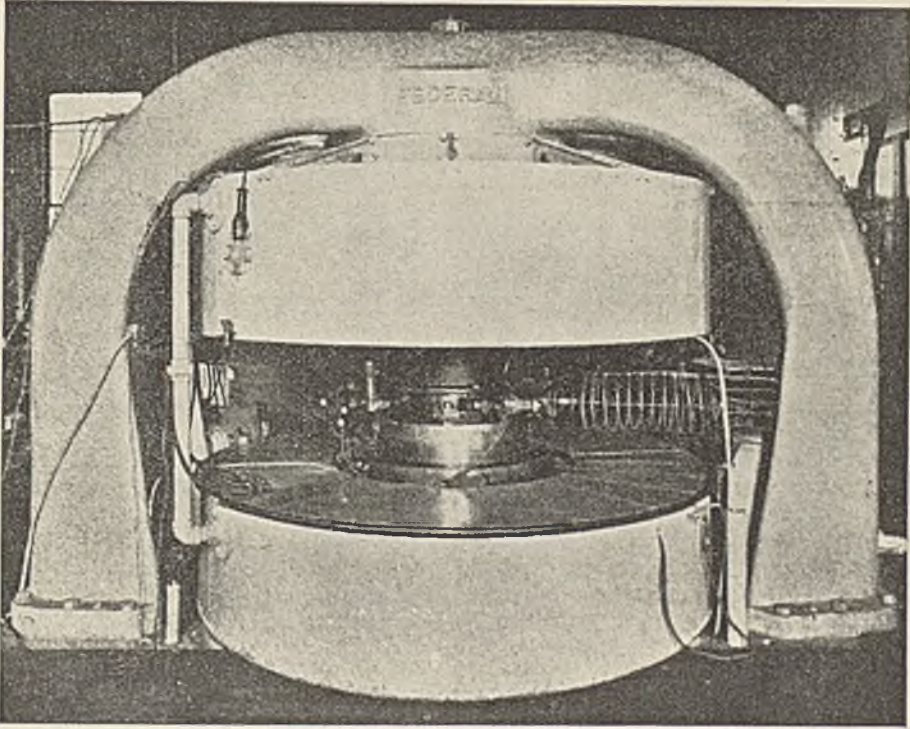
że będą mogły ulec przyspieszeniu po raz trzeci; to samo zjawisko będzie się powtarzało wielokrotnie. Promień każdego następnego półkola jest większy od poprzedniego i jony opisują linię spiralną przybliżając się coraz bardziej do bocznych ścian elektrod. Graniczna prędkość jest zatem zależna od promienia  $R$  elektrod i jest dana przez wzór:

$$v = zeRH/m.$$

Tej prędkości odpowiada energia  $mv^2/2 = z^2e^2H^2R^2/2m$ ; wyrażona w elektronowoltach energia ta wynosi  $10^{-8}z^2eH^2R^2/2m$ . Jeżeli  $R = 20$  cm,  $H = 15000$  oerstedów,  $ze/m = 4825$  (deuterony), mamy  $V = 2,17$  Mev. Ponieważ w cyklotronie używamy najczęściej protonów ( $m = m_H$ ,  $z = 1$ ), deuteronów ( $m = 2m_H$ ,  $z = 1$ ), oraz cząstek  $\alpha$  ( $m = 4m_H$ ,  $z = 2$ ), przeto można by było sądzić, że energie tych cząstek powinny pozostawać względem siebie w stosunku: 1:1/2:1. W rzeczywistości jednak wartość  $H$  jest ograniczona warunkiem synchronizacji obiegu jonów i drgania elektrycznego, mianowicie musimy mieć  $2\pi m/zeH = T$ .

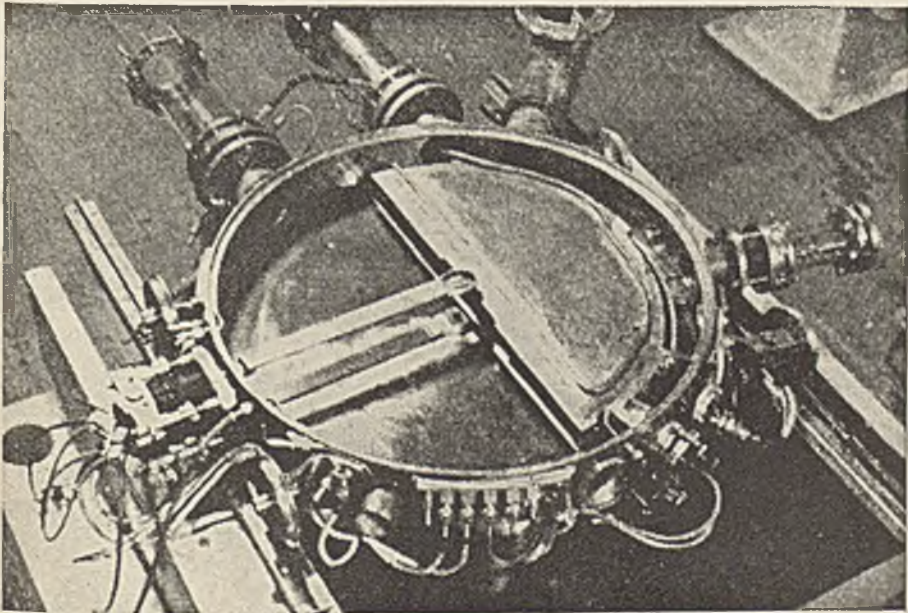
Np. jeżeli  $H = 1,5 \cdot 10^4$ ,  $ze/m \cong 5 \cdot 10^3$  (deuteron), mamy  
 $T \cong 8 \cdot 10^{-8}$  sek lub  $\lambda = 24$  m.

TABL. II A



Cyklotron — widok całości.

TABL. II B



Cyklotron — pudło z jedną z półcylindrycznych elektrod (druga wyjęta).



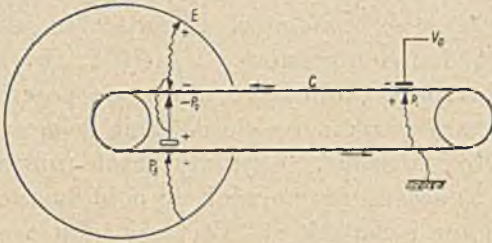


Ponieważ stosunek  $ze/m$  jest jednakowy dla deuteronów i dla cząstek  $\alpha$ , warunek synchronizacji jest jednocześnie spełniony dla tych obu cząstek. Jeżeli jednak mamy do czynienia z protonami, musielibyśmy podwoić częstość potrzebną do uzyskania energii odpowiadającej największemu natężeniu pola dawanego przez elektromagnes. Długość fali jest jednak bardzo mała (24 m) w przypadku deuteronów i cząstek  $\alpha$ ; aby tę długość zmniejszyć do połowy należałoby zmniejszyć wszystkie pojemności, a zatem powiększyć rozmiary przyrządu, co nie daje się osiągnąć w tym stopniu, w jakim by to było pożądané. Czynimy przeto rodzaj kompromisu polegającego na tym, że stosujemy największe pole magnetyczne tylko w przypadku deuteronów i cząstek  $\alpha$ . W przypadku protonów zadowalamy się słabszym polem i wskutek tego energia protonów jest mniejsza od energii deuteronów, nie zaś dwa razy większa, jak to mielibyśmy w przypadku  $H = const$ . Używane obecnie cyklotrony dostarczają protonów o energii 4 *Mew*, deuteronów o energii 6 *Mew*, oraz cząstek  $\alpha$  o energii 12 *Mew*. W niedalekiej przyszłości uda się niewątpliwie przekroczyć te napięcia i osiągnąć 20 *Mew* jako energię cząstek  $\alpha$ <sup>1)</sup>. Jony, które uzyskały maksymalną prędkość, muszą być wyprowadzone na zewnątrz elektrod i skierowane na bombardowaną próbkę materii. W tym celu posługujemy się szczeliną w bocznej ściance jednej z elektrod oraz pomocniczym polem elektrycznym odchylającym wiązkę jonów w odpowiedni sposób. Jony są wytwarzane przez elektrony wybiegające z rozżarzonych włókien umieszczonych w pobliżu środka przyrządu i bombardujące drobiny bardzo rozrzedzonego gazu (wodoru, deuterium, helu), wypełniającego przyrząd.

3. *Generatory elektrostatyczne bardzo wysokiego napięcia* są to w zasadzie maszyny elektrostatyczne o bardzo wielkich rozmiarach i budowie przystosowanej do specjalnego celu. Zasadę działania objaśnia rys. 3. Pas z jedwabiu lub innej tkaniny izolującej wprawiany w ruch za pomocą motoru ładuje się dodatnio w wyładowaniu miotełkowym wychodzącym z ostrza, przenika w głąb wielkiej kuli, umieszczonej na wysokiej bakielitowej kolumnie i w miarę przesuwania się oddaje kuli uzyskany ładunek również drogą wyładowania miotełkowego. Ładunek pobrany przez kulę w ciągu danego czasu można podwoić za pomocą kolektora zaopatrzonego w ostrza, które ładują pas ujemnie w chwili, gdy ten ostatni opuszcza wnętrze kuli. Na mocy dobrze znanego prawa elektrostatyki ładunek kuli powinien stale wzrastać aż do chwili osiągnięcia największego możliwego napięcia, którego wartość jest ograni-

<sup>1)</sup> Zgodnie z zasadą względności, masa wybiegającej cząstki  $\alpha$  byłaby wówczas o 1/4% większa od masy spoczynkowej, tj. początkowej; warunek synchronizacji nie byłby zatem dokładnie spełniony. Ta okoliczność sprawia, że osiągnięcie większej energii cząstek jest sprawą bardzo trudną; w celu skompensowania odchyień od synchronizacji wzrastających wraz z prędkością cząstek należałoby budować bieguny w ten sposób, aby natężenie pola wzrastało wraz z odległością od osi elektromagnesu.

czona zjawiskiem wyładowania koronowego oraz wyładowania powierzchniowego wzdłuż pasa<sup>1)</sup>. Wnętrze kuli jest to przestrzeń wolna od pola elektrycznego, można w niej przeto umieścić obserwatora wraz z przyrządami. Maszyna tego rodzaju została zbudowana po raz pierwszy przez *Van de Graaffa*, *Comptona* i *Van Atta*. Tablica III przedstawia maszynę *Hafstada*, *Twe'a* i *Dahla*, która różni się od poprzedniej tym, że na zewnątrz kuli naładowanej do wysokiego potencjału jest umieszczona koncentrycznie większa



Rys. 3.

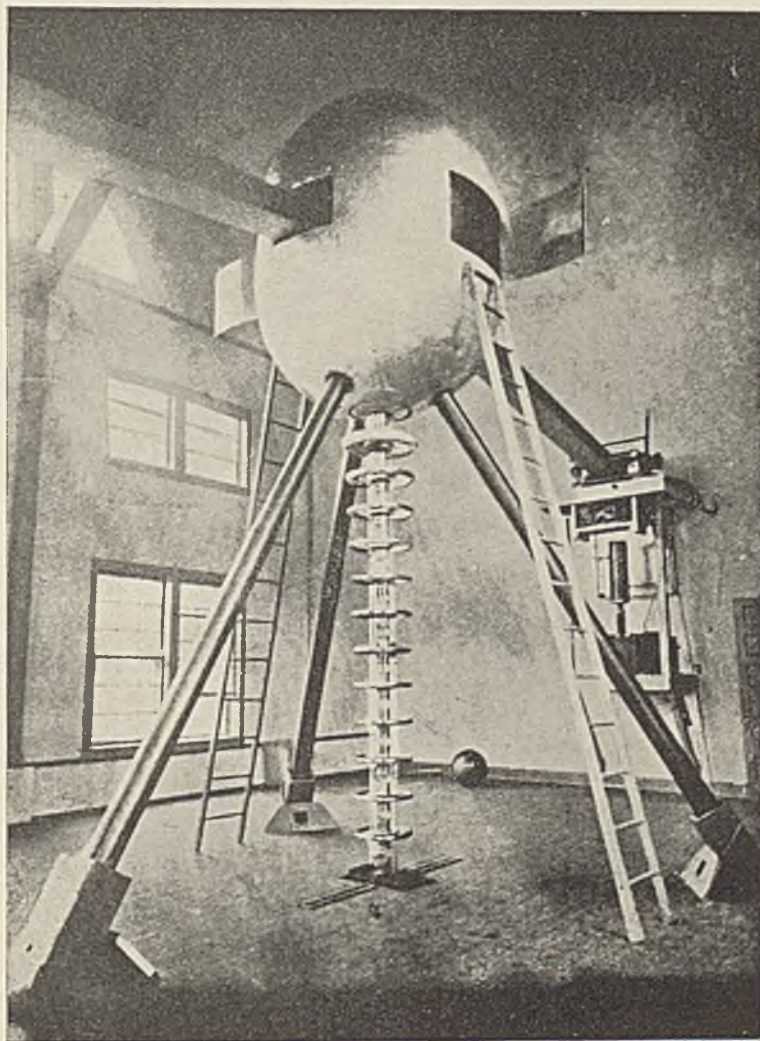
kula, której potencjał ma wartość pośrednią między potencjałem najwyższym i potencjałem ziemi. Rura służąca do przyspieszeń wychodzi z wnętrza kuli naładowanej, obok niej znajdują się przyrządy służące do otrzymania wiązki jonowej.

#### B. Metody wykrywania cząstek wysyłanych w reakcjach jądrowych.

1. *Komora rozprężen Wilsona* została opisana szczegółowo w książce pani *Skłodowskiej-Curie* (str. 167). Opiszemy tylko bardzo prostą postać tego przyrządu, obmyśloną przez *C. T. R. Wilsona*. Tłok jest zastąpiony błoną kauczukową, oddzielającą komorę rozprężen od zbiornika, w którym możemy zmieniać ciśnienie. W chwili początkowej ciśnienie w zbiorniku jest większe od ciśnienia atmosferycznego i błona jest wyдутa ku wnętrzu komory. Rozprężenie powstaje w chwili nagłego przywrócenia ciśnienia atmosferycznego w zbiorniku, wskutek czego błona szybko opada. W celu uniknięcia wirów i innych zaburzeń umieszczamy w cylindrze siatkę metalową, która dzieli go na dwie części: część górną, służącą do obserwowania torów mgiełkowych oraz dolną, w której odbywają się przesunięcia błony kauczukowej.

W ostatnich czasach opracowano w Cavendish Laboratory ulepszony model tej komory (rys.4). W chwili początkowej ciśnienie wewnątrz komory jest równe ciśnieniu atmosferycznemu; ruch błony *M* w dół zachodzi wskutek tego, że zbiornik łączymy nagle z innym zbiornikiem opróżnionym. Zamiast siatki metalowej umieszcza się w komorze krążek *D* z licznymi otworami, przykryty czarnym aksamitem, co lepiej zabezpiecza od wirów. Stopień rozprężenia można regulować za pomocą innego, przesuwanego krążka *B*, na który błona opada w swym ruchu ku dołowi.

<sup>1)</sup> W celu zmniejszenia tych zjawisk opracowano plan wielkiej komory wysokiego ciśnienia, w której można by było umieścić maszynę elektrostatyczną. Zjawiska te ulegają również osłabieniu, jeżeli powietrze jest zmieszane z czterochlorkiem węgla (*Joliot*). Generator zbudowany przez *Herba*, *Parkinsona* i *Kersta*, wytwarzający ok.  $2 \cdot 10^6$  w, znajduje się wewnątrz stalowej komory zawierającej powietrze pod ciśnieniem 6,5 atm.



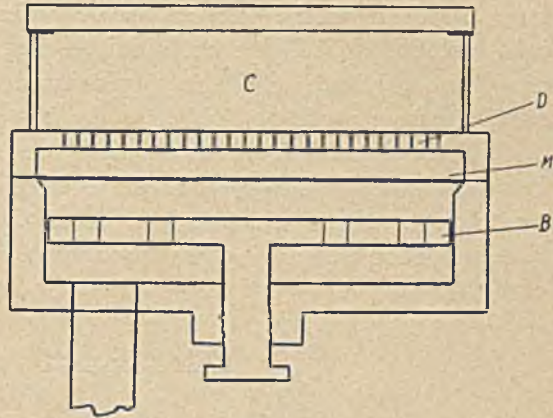
Generator elektrostatyczny Hafstada, Heydenburga i Tuve'a.



2. Licznik Geigera-Müllera jest to przyrząd niezmiernie użyteczny w badaniach reakcyj jądrowych oraz promieni kosmicznych. Przyrządowi temu poświęcono wiele prac doświadczalnych i teoretycznych; nie zdołano jednak wyjaśnić w zupełności zjawisk, które w nim zachodzą, toteż budowa «dobrego» licznika opiera się raczej na danych natury empirycznej. Badając liczbę  $N$  wyładowań zachodzących w ciągu określonego czasu jako funkcję różnicy potencjałów  $V$  pomiędzy osłoną i nitką, otrzymujemy krzywą posiadającą część poziomą, po której następuje

szybki wzrost. Część pozioma odpowiada zakresowi napięć używanych do liczenia cząstek. Szerokość tego przedziału waha się bardzo znacznie w różnych licznikach, niekiedy zdarza się nawet, że tej części wcale nie ma. Przy użyciu napięć odpowiadających wspomnianemu obszarowi każde wyładowanie jest następstwem przejścia jednej jonizującej cząstki i wygasa natychmiast po ustaniu przyczyny (po upływie czasu rzędu wielkości  $10^{-3}$ — $10^{-5}$  sek);

szybki wzrost liczby wyładowań w części następującej po części poziomej wynika z tego, że wyładowanie powstające z tego lub innego powodu trwa przez dłuższy czas i posiada natężenie zmieniające się w sposób nieciągły. Dobry licznik powinien posiadać «zakres liczenia» możliwie największy, tj. dawać chwilowe wyładowania bez zjawisk wtórnych nawet w tym przypadku, gdy napięcie jest znacznie (o kilkaset woltów) większe od napięcia, przy którym licznik zaczyna działać. W celu szybkiego wygaszenia wyładowania posługujemy się różnymi sposobami. W licznikach napełnionych trwałymi gazami (powietrze, wodór, gazy szlachetne) nitka naładowana dodatkowo jest połączona z ziemią poprzez bardzo wielki opór (rzędu kilku tysięcy megomów); podczas przejścia wyładowania powstaje przeto znaczny spadek potencjału wzdłuż tego oporu; różnica zaś potencjału pomiędzy osłoną a nitką opada poniżej wartości, przy której jest możliwe istnienie wyładowania. Ta metoda posiada niektóre ujemne strony, zwłaszcza w przypadku, gdy impuls pochodzący od wyładowania jest przekazywany siatce pierwszej lampy wzmacniacza poprzez kondensator; w istocie nabój udzielony kondensatorowi splywa ku ziemi przez opór w ciągu stosunkowo długiego czasu, wskutek czego impuls pojawiający się natychmiast po pierwszym nie może być wzmocniony. Z tego powodu zastępujemy obecnie używane dawniej lekkie gazy ciężkimi pa-

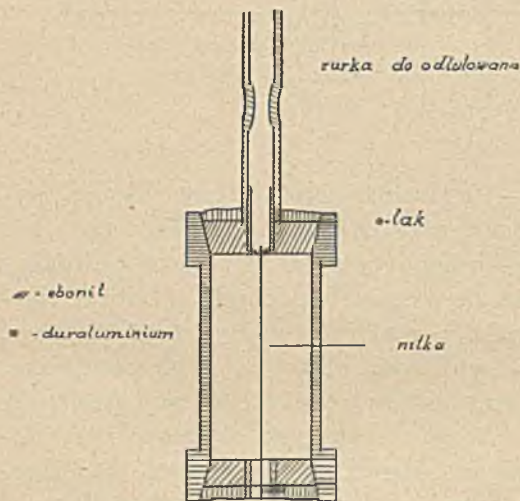


Rys. 4.

rami organicznymi (aceton, alkohol), których jony dodatnie, posiadające bardzo małą ruchliwość, nagromadzają się podczas wyładowania i wytwarzają ładunek przestrzenny, kompensujący częściowo przyłożone napięcie i powodujący zanikanie wyładowania. W licznikach tego typu nitka może być połączona z ziemią oporem rzędu wielkości 1 megoma; stała czasu jest znacznie mniejsza niż w poprzednim urządzeniu i «zdolność rozdzielcza», tj. liczba wyładowań w sekundzie, które przyrząd może zliczyć, osiąga wartość zbliżoną do 100.

Nie będziemy zajmowali się szczegółami dotyczącymi budowy liczników (materiał nitki i sposób przygotowania jej powierzchni, metal użyty jako osłona, sposób uszczelnienia, substancje izolujące, natura mieszaniny gazowej itd.). Opiszemy tylko model używany w laboratorium chemii jądrowej (profesor *Joliot*) w Collège de France (rys. 5).

Licznik składa się z rury cylindrycznej, wyrobionej z duraluminium, której ścianki posiadają w części środkowej (długość ok. 4 cm, średnica ok. 2 cm) grubość zbliżoną do 0,1 mm. Natomiast części końcowe posiadają grube ściany i służą do umieszczenia izolujących korków ebonitowych, w których osi są umocowane części metalowe, służące do umocowania i naprężania nici. Można używać nitki z wolframu lub ze stali. Jedno z zakończeń, do których jest przytwierdzona nitka, ma kształt rurki, na którą nakłada się rurkę szklaną zaopatrzoną w przewężenie. W tym miejscu rurkę zatapia się po napełnieniu licznika parą acetonu pod ciśnieniem 10 mm Hg. Zakres liczenia jest rzędu 300 woltów, napięcie użytkowe jest zbliżone do 1300 woltów. Jako źródła napięcia można używać bądź baterii akumulatorów, bądź odpowied-

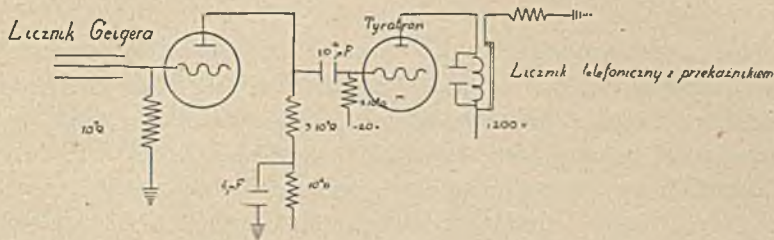


Rys. 5.

nie stabilizowanego prostownika wysokiego napięcia. Nader dogodna metoda stabilizacji polega na tym, że wyprostowany prąd przechodzi przez szereg lamp neonowych. Ponieważ spadek napięcia w lampie neonowej jest stały (około 100 woltów), przeto zużywając odpowiednio dobraną liczbę lamp neonowych i regulując w razie potrzeby napięcie za pomocą dodatkowego potencjometru, otrzymujemy pożądaną stałość napięcia osłony licznika. Impulsy są przekazywane siatce wzmacniacza bądź bezpośrednio, bądź przez kondensator. Rysunek 6 przedstawia jeden z używanych schematów. Ujemny impuls po wzmocnieniu przez

pierwszą lampę zmienia znak i ładuje dodatnio siatkę tyratronu, którego prąd anodowy uruchamia licznik telefoniczny, zaopatrzony w przełącznik służący do gaszenia łuku powstającego w tyratronie.

Ponieważ cały proces odbioru, a mianowicie wyładowanie w liczniku *Geigera-Müllera*, rozładowywanie się kondensatorów, ruchy kotwicy licznika telefonicznego, trwa w ciągu określonego czasu, przeto wzmacniacz nie notuje wszystkich impulsów. Liczenie jest przeto obciążone



Rys. 6.

zone błędem systematycznym, którego wartość zarówno względna jak i absolutna wzrasta szybko wraz z częstością wyładowań w liczniku. Istnieje kilka wzorów przedstawiających liczbę  $N$  impulsów zarejestrowanych przez wzmacniacz w zależności od liczby  $N_0$  wyładowań w liczniku *Geigera-Müllera*. Żaden z tych wzorów nie jest zupełnie dokładny; granice stosowalności różnych wzorów są zależne od warunków doświadczalnych. Przytoczymy tylko jeden wzór wyróżniający się prostotą i dobrą zgodnością z doświadczeniem w dosyć szerokim zakresie:

$$N = N_0 / (1 + N_0 \tau / \dots) \quad (1),$$

gdzie  $\tau$  jest to najmniejszy odstęp czasu między dwoma kolejnymi impulsami, które mogą być wzmocnione i zarejestrowane. Uzasadnienie tego wzoru jest następujące: Jeżeli liczby  $N$  i  $N_0$  są odniesione do jednostki czasu, całkowity czas stracony dla rejestracji w jednostce czasu wynosi  $N\tau$ , liczba impulsów straconych wynosi przeto  $NN_0\tau$ . Mamy zatem:

$$N + NN_0\tau = N_0, \text{ z czego wynika (1).}$$

Zgodnie z tym wzorem  $N$  powinno dążyć do wartości granicznej  $1/\tau$ , gdy  $N_0$  wzrasta nieograniczenie. W rzeczywistości jednak stwierdzamy, że  $N$  osiąga maximum zbliżone do  $1/\tau$ , po czym zmniejsza się i dąży do zera. Wzór (1) nie stosuje się przeto w przypadku bardzo wielkich  $N_0$ , natomiast zdaje dobrze sprawę z doświadczenia w zwykłych warunkach, tj. wtedy, gdy  $N_0$  jest mniejsze od  $1/\tau$  lub nieznacznie przekracza tę wartość. W pomiarach bardzo dokładnych lepiej zrezygnować z wzorów teoretycznych i wyznaczyć doświadczalnie zależność  $N = f(N_0)$ , co można uczynić za pomocą urządzenia dającego znaną i dowolnie regulowaną liczbę wyładowań. Z drugiej strony poprawka jest zawsze tym



mniej, im mniejsze jest  $\tau$ ; należy przeto dążyć do tego, aby ta stała posiadała możliwie najmniejszą wartość. W najlepszych używanych obecnie układach (*Wynn-Williams, Neher-Harper*) ta stała jest tego samego rzędu wielkości, co czas trwania wyładowania w liczniku.

Oprócz systematycznego błędu, wynikającego z gubienia impulsów, liczby dawane przez układy liczące wyładowania podlegają *fluktuacjom statystycznym*. Zgodnie z teorią podaną w książce p. *Skłodowskiej-Curie* (str. 152), średni kwadrat  $\varepsilon^2$  fluktuacji równa się liczbie impulsów, tj.  $N$ .

3. *Metoda koincydencji* używana w badaniach promieni kosmicznych wchodzi również w coraz to częstsze użycie w pracach z dziedziny promieniotwórczości i fizyki jądrowej. Metoda polega na tym, że 2 lampy, których siatki otrzymują impulsy liczników *Geigera-Müllera*, lub większa liczba takich lamp, są połączone równolegle w ten sposób, że wszystkie anody łączą się z dodatnim biegunem baterii przez wspólny opór anodowy  $R$ , rzędu wielkości 1 megoma. Jeżeli napięcie baterii jest zbliżone do 200 woltów, całkowity prąd anodowy  $I$  jest bardzo mały; jest to oczywiście słuszne *a fortiori* dla prądów indywidualnych  $i_1, i_2$  itd., tak iż punkt charakterystyki lamp odpowiadający ich funkcjonowaniu znajduje się w okolicy, w której rzeczywiste napięcie anodowe  $V_a$  jest bardzo małe, «opór wewnętrzny» zaś zmienia się szybko wraz z napięciem. W tych warunkach całkowity prąd zachowuje wartość prawie niezmienną, gdy prąd anodowy przestaje przechodzić przez jedną lub dwie lub nawet wszystkie lampy z wyjątkiem tylko jednej. W istocie, nawet jeżeli zmiana tego prądu  $\Delta I$  jest bardzo mała, potencjał anodowy wzrasta o  $R\Delta I$ , wartość, która jest znaczna wobec  $V_a$ , gdyż opór  $R$  jest wielki i wskutek tego prąd w lampie «nie zgaszonej» wzrasta tak znacznie, że ta lampa zastępuje sama wszystkie inne, tj. przepuszcza prąd anodowy równy w przybliżeniu  $I$ . Ten prąd  $I$  zostaje niejako usunięty tylko w przypadku, gdy wszystkie lampy są jednocześnie «zablokowane»; potencjał anodowy wzrasta wówczas o  $RI$ , wartość, która jest rzędu kilkudziesięciu woltów; ta zmiana przekazana dalszym organom wzmacniacza wystarcza na ogół do zarejestrowania impulsu. Ponieważ «gaszenie» lamp, tj. usuwanie z nich prądu anodowego, zachodzi wskutek przybywania impulsów, które ładują siatki ujemnie, przeto impulsy indywidualne nie mogą być zanotowane i przyrząd funkcjonuje tylko w przypadku, gdy wszystkie lampy wejściowe są «blokowane» wskutek pojawienia się jednoczesnego impulsu na wszystkich siatkach, a zatem wskutek wyładowania przebiegającego przez wszystkie liczniki w tej samej chwili. Należy wszelako odróżniać koincydencje rzeczywiste, wynikające z jednoczesnego przejścia jednego lub kilku elektronów przez wszystkie liczniki, od koincydencji przypadkowej, pochodzącej od wyładowań, które wskutek statystycznego charakteru zjawisk tego rodzaju pojawiły się we wszystkich licznikach w mniej więcej tej samej chwili. Liczba tych przypad-

kowych koincydencji nie jest bynajmniej do zaniedbania wobec liczby koincydencji rzeczywistych, zwłaszcza w przypadku, gdy mamy do czynienia z koincydencjami podwójnymi. Liczba ta,  $\nu$ , może jednak być obliczona, jeżeli znamy czas,  $\tau$ , w ciągu którego lampa po pochwytceniu impulsu pozostaje niezdolna do przekazania następnego impulsu. Jeżeli  $N_1$  i  $N_2$  są to liczby wyładowań w jednostce czasu w oddzielnych licznikach, to mamy  $\nu = 2N_1N_2\tau$ ; stałą  $\tau$  wyznaczamy licząc  $\nu$ ,  $N_1$  i  $N_2$  w warunkach, w których prawdziwe koincydencje nie zachodzą, np. w przypadku gdy liczniki znajdują się w dostatecznej odległości jeden od drugiego. W przypadku koincydencji potrójnych, poczwórnych itd., wzór wyrażający liczbę koincydencji przypadkowych jest bardziej skomplikowany, liczba ta jest jednak znacznie mniejsza, gdyż jest proporcjonalna do  $\tau^2$ ,  $\tau^3$  itd. W najlepszych używanych obecnie układach koincydencyjnych stała jest mniejsza od  $10^{-5}$  sek; liczba koincydencji przypadkowych jest wówczas bardzo mała, np. w przypadku, gdy  $N_1 = N_2 = 550/min$ , wynosi mniej niż jedną koincydencję na 10 min.

4. *Wzmacniacz proporcjonalny.* W znacznej liczbie zagadnień fizyki jądrowej jest rzeczą ważną wyznaczać nie tylko liczbę cząstek jonizujących, lecz również wielkość jonizacji spowodowanej przez te cząstki w określonych warunkach. W tym celu używamy komór jonizacyjnych napełnionych gazem, najczęściej pod ciśnieniem atmosferycznym; napięcie dobieramy w ten sposób, aby mieć do czynienia z prądem nasycenia i aby jonizacja zderzeniowa nie odgrywała żadnej roli. Jeżeli jedna z elektrod (której potencjał jest zbliżony do zera) komory jest połączona z wejściową siatką wzmacniacza, słaby impuls wynikający z przejścia jednej cząstki przez komorę powinien być wzmocniony w ten sposób, aby na wyjściu otrzymać skutek, który można by było wykryć za pomocą stosownego przyrządu pomiarowego, np. za pomocą oscylografu. Podamy przykład liczbowy. Załóżmy, że komora jonizacyjna posiada głębokość 5 mm i że badane są cząstki  $\alpha$ . Liczba jonów utworzonych przez jedną cząstkę jest wówczas rzędu wielkości 15000, co odpowiada wydzieleniu ładunku w ilości  $7,2 \cdot 10^{-6}$  j. es. Jeżeli pojemność układu siatka-elektroda wynosi 2 cm, potencjał zmieni się o  $7,2 \cdot 10^{-6} \cdot 300/2 = 1,08 \cdot 10^{-3}$  wolta; jest zatem rzeczą oczywistą, że chcąc otrzymać na wyjściu zmianę potencjału rzędu 30 woltów, musimy dbać o to, aby wzmacniacz posiadał wzmocnienie rzędu 30000. Osiągnięcie współczynnika wzmocnienia tego rzędu wielkości nie jest rzeczą trudną, wystarcza układ cztero- lub pięciolampowy, w którym kolejne ogniwa są połączone sprzężeniem pojemnościowo-oporowym. Należy jednak zachować szereg ostrożności w celu uniknięcia drgań relaksacyjnych, oraz zmniejszenia zakłóceń wynikających ze zjawiska *Johnsona* i z innych analogicznych powodów. Te okoliczności sprawiają, że nie jest rzeczą wskazaną przekraczać wymieniony stopień wzmocnienia i z tego powodu metoda bywa stosowana na ogół tylko do cząstek silnie jonizujących, tj. do cząstek  $\alpha$ ,

do protonów lub deuteronów. Chociaż jednak nie umiemy dotąd zmierzyć za pomocą wzmacniacza proporcjonalnego jonizacji spowodowanej przez elektrony, ta jonizacja sprawia często wiele trudności, zwłaszcza wówczas, gdy chcemy badać nieliczne cząstki ciężkie wysyłane w zjawiskach transmutacji w obecności silnego promieniowania  $\gamma$ . W tym bowiem przypadku przez komorę przebiegają nieustannie w wielkiej liczbie elektrony *Comptona*, a chociaż indywidualne działania pochodzące od tych elektronów nie dają wskazań na wyjściu, to jednak nakładanie się tych efektów uniemożliwia często wykrywanie ciężkich cząstek. W celu uniknięcia tej niedogodności należy dbać o to, aby ładunek udzielony wzmacniaczowi wskutek przejścia jednego elektronu odpływał w ciągu czasu znacznie krótszego niż przeciętny odstęp czasu pomiędzy chwilami pojawienia się dwóch elektronów. Wynik ten osiągamy dobierając pojemności  $C$  kondensatorów przekazujących impulsy oraz wpływowe opory  $R$  siatek tak, aby iloczyn  $RC$ , tj. «stała czasu», posiadał wartość dostatecznie małą. Jest również rzeczą konieczną, aby oscylograf posiadał bardzo wielką zdolność rozdzielczą, tj. bardzo krótki okres drgań własnych, np. rzędu wielkości  $10^{-4}$  sek.

---

## ROZDZIAŁ II.

### REAKCJE JĄDROWE

#### A. Uwagi ogólne.

Przez «reakcję jądrową» rozumiemy zjawisko, w którym jądro trafione przez stosowny pocisk (cząstkę materialną lub foton) ulega przemianie połączonej z emisją cząstki naładowanej, neutronu lub fotonu. Zgodnie z dzisiejszymi poglądami na budowę jądra zaliczamy również do reakcyj jądrowych przypadek, gdy jądro wysyła cząstkę tego samego rodzaju, co cząstka trafiająca jądro, tj. przypadek sprężystego lub niesprężystego rozproszenia nadbiegających cząstek. W celu spowodowania reakcyj jądrowych posługujemy się cząstkami  $\alpha$ , protonami, deuteronami, neutronami oraz fotonami o bardzo wielkiej energii. Źródła tych pocisków są to bądź pierwiastki promieniotwórcze, bądź generatory opisane w poprzednim rozdziale. Te «sztuczne źródła» są bez porównania potężniejsze od naturalnych w tym znaczeniu, że dostarczają znacznie większej liczby cząstek bombardujących; ponadto w przyrządach dzisiaj używanych energia indywidualnych cząstek dorównywa, a nawet niekiedy przewyższa energię cząstek  $\alpha$ . Należy rozróżnić pociski dostarczane bezpośrednio przez wymienione źródła oraz pociski powstające w reakcjach jądrowych, transformujących niejako cząstki pierwotne. Źródła promieniotwórcze dostarczają bezpośrednio cząstek  $\alpha$  o energii równej co najwyżej  $8,6 \cdot 10^6$  eV ( $ThC'$ ) oraz fotonów  $\gamma$  o energii nie przewyższającej  $2,6 \cdot 10^6$  eV ( $ThC''$ ). Przyrządy używane obecnie do przyśpieszania cząstek dostarczają protonów o maksymalnej energii  $4 \cdot 10^6$  eV, deuteronów o energii  $5,5 \cdot 10^6$  eV i cząstek  $\alpha$  o energii  $11 \cdot 10^6$  eV. Przyrządy obecnie budowane pozwolą niewątpliwie przekroczyć te wartości. Pociski otrzymywane drogą pośrednią są to neutrony lub fotony o bardzo wielkiej energii. Źródła naturalne dostarczają neutronów o maksymalnej energii  $14 \cdot 10^6$  eV, ich średnia energia wynosi jednak zaledwie kilka milionów eV. Te szybkie neutrony powstają w berylu bombardowanym cząstkami  $\alpha$ . Ponadto działanie promieni  $\gamma$   $RaC$  i  $ThC''$  na beryl dostarcza neutronów powolnych o energii rzędu wielkości  $10^5$  eV. Bez porównania potężniejsze źródła neutronów otrzymujemy drogą działania deuteronów na niektóre lekkie pierwiastki, mianowicie na deuterium (reakcja  ${}^2D + {}^2D = {}^3He + {}^1n$ ,

energia zbliżona do 2,5 *MeV*, w przypadku deuteronów o energii 0,5 *MeV*), na lit (reakcja  ${}^7\text{Li} + {}^2\text{D} = {}^8\text{Be} + {}^1\text{n}$ , maksymalna energia równa 17 *MeV*, w przypadku deuteronów o energii ok. 4 *MeV*) oraz na beryl ( ${}^9\text{Be} + {}^2\text{D} = {}^{10}\text{B} + {}^1\text{n}$ , energia równa 8.10<sup>6</sup> *eV*). O ile chodzi o promienie  $\gamma$  wielkiej energii, to promienie tego rodzaju powstają pod działaniem promieni  $\alpha$  na beryl (5.10<sup>6</sup> *eV*), natężenie ich jest jednak niewystarczające do doświadczeń transmutacyjnych. Natomiast otrzymujemy promienie odpowiednie dla doświadczeń tego rodzaju bombardując protonami lit ( ${}^7\text{Li} + {}^1\text{H} = {}^8\text{Be} + h\nu$ , energia 17.10<sup>6</sup> *eV*), beryl ( ${}^9\text{Be} + {}^1\text{H} = {}^{10}\text{B} + h\nu$ , energia 6.10<sup>6</sup> *eV*) oraz bor ( ${}^{11}\text{B} + {}^1\text{H} = {}^{12}\text{C} + h\nu$ , energia 14,5.10<sup>6</sup> *eV*).

W celu oznaczania w dogodny sposób reakcyj spowodowanych przez te cząstki oznaczamy «pociski» oraz cząstki wysyłane wtórnie literami *p* — proton, *n* — neutron, *d* — deutron,  $\alpha$  — cząstka  $\alpha$  oraz  $\gamma$  — foton, i charakteryzujemy reakcję jądrową nawiasem zawierającym te litery, z których pierwsza stosuje się do cząstki padającej, druga do cząstki wysyłanej. Tak np. (*n*,  $\gamma$ ), oznacza, że neutron został pochłonięty, foton zaś wysłany. Podobnie (*d*, *p*) oznacza, że deutron został schwytyany powodując emisję protonu.

Sposób badania tych reakcyj bywa różny w zależności od tego czy w reakcji powstaje jądro trwałe, czy nietrwałe. W pierwszym przypadku rozpoznajemy wysyłaną cząstkę oraz badamy jej energię i tor za pomocą komory *Wilsona* lub wzmacniacza proporcjonalnego. Emisja fotonu może być wyznaczona drogą badania elektronów *Comptona* lub par (elektronu oraz pozytonu) powstających wskutek materializacji. Jest rzeczą oczywistą, że te metody mogą być stosowane również w przypadku, gdy utworzone jądro jest nietrwałe. Jest jednak wówczas rzeczą bez porównania dogodniejszą badać wydajność i istotę reakcji jądrowej w inny sposób, mianowicie drogą pomiarów promieniotwórczości utworzonego pierwiastka i rozpoznawania jego typu chemicznego za pomocą stosownych reakcyj. Należy zaznaczyć, że źródła sztuczne, a zwłaszcza cyklotron, pozwalają otrzymywać nowe radiopierwiastki w ilości porównywalnej z ilością radiopierwiastków naturalnych. Badanie sztucznej promieniotwórczości posiada zresztą wielką doniosłość nie tylko z punktu widzenia reakcyj jądrowych, w których ta promieniotwórczość powstaje; jest to ponadto nowa i rozległa dziedzina nauki o promieniotwórczości czystej i stosowanej. Tymi zagadnieniami zajmiemy się w jednym z późniejszych rozdziałów. W tym zaś rozdziale będzie mowa tylko o reakcjach jądrowych. Ze względu na różnorodność zjawisk tego rodzaju wiadomości najsze o tej dziedzinie nie są jeszcze całkowicie usystematyzowane. Możemy jednak już obecnie sformułować kilka praw o charakterze ogólnym.

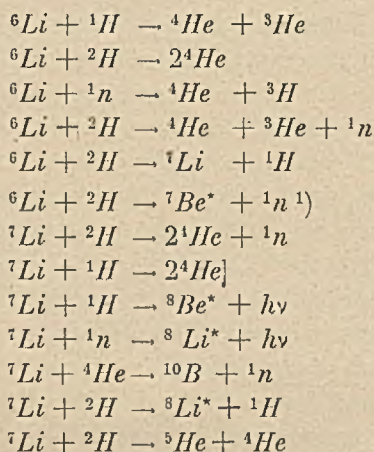
Jako prawo podstawowe wymienimy zasadę zachowania energii w postaci zasady równoważności *Einsteina*:  $\Delta E + \Delta Mc^2 = 0$ . W celu sprawdzenia tej zasady dokonano licznych i bardzo dokładnych pomiarów energii wydzielonej lub pochłoniętej w reakcjach jądrowych. Pomiaru te

polegają na tym, że porównywa się energię kinetyczną cząstki wywołującej reakcję (lub energię kwantową fotonów) z sumą energii kinetycznych produktów reakcji (do której w razie emisji fotonu należy doliczyć energię tego ostatniego). Energia odpowiadająca stanowi początkowemu jest na ogół znana zarówno w przypadku, gdy mamy do czynienia z substancją promieniotwórczą jako źródłem pocisków, jak i wówczas, gdy tym źródłem jest przyrząd wytwarzający przyśpieszenia i dostarczający cząstek o określonej energii. Jeżeli jednak cząstki powstają w następstwie zjawiska wtórnego (neutrony lub fotony o bardzo wielkiej energii), to do obliczenia ich energii musimy się posługiwać zasadą równoważności; jest przeto rzeczą oczywistą, że reakcje spowodowane przez te cząstki nie mogą służyć do sprawdzenia wymienionej zasady. Co się tyczy energii kinetycznej, to jej wyznaczenie jest stosunkowo łatwe w przypadku emisji naładowanej cząstki materialnej. Mierzymy zasięg tej cząstki w komorze *Wilsona* lub za pomocą komory jonizacyjnej, połączonej ze wzmacniaczem proporcjonalnym; na tej podstawie wyliczamy jej energię kinetyczną w chwili emisji i następnie posługujemy się zasadą zachowania pędu dla wyliczenia energii jądra powstającego w reakcji. Równania potrzebne do wykonania tego rachunku są podane w dziele p. *Curie* na str. 256. Dla wykonania rachunku konieczna jest znajomość natury cząstki, gdyż związek między zasięgiem i energią jest różny w przypadku różnych cząstek. Związek ten wyraża się ogólnie wzorem postaci  $R = m \cdot f(v) / z^2 e^2$ , gdzie  $R$  jest to zasięg,  $m$  — masa,  $ze$  — ładunek,  $v$  — prędkość cząstki. Widzimy zatem, że w przypadku trzech rodzajów cząstek najczęściej obserwowanych, mianowicie  $p$ ,  $d$  i  $\alpha$ , zasięgi cząstek  $p$  i  $\alpha$  odpowiadające danej prędkości są równe, natomiast zasięg deuteronu tej samej prędkości jest dwa razy większy. Ponieważ funkcja  $f(v)$  jest, przynajmniej w ograniczonym zakresie (i w grubym przybliżeniu), proporcjonalna do sześciangu prędkości, przeto możemy powiedzieć, że prędkości  $v$  odpowiadające danej długości zasięgu pozostają do siebie w stosunku  $1:2^{-1/3}:1$  w przypadku trzech wymienionych cząstek, energie zaś w stosunku  $1:2^{1/3}:4 = 1:1,22:4$ . W celu rozpoznania natury cząstki w sposób zupełnie niewątpliwy należałoby dokonać pomiaru odchylenia elektrycznego lub magnetycznego (co zresztą daje tylko  $e/m$ ); doświadczenie tego rodzaju jest jednak możliwe tylko w wyjątkowych warunkach i najczęściej rozróżniamy cząstki na podstawie wytworzonej przez nie jonizacji: mianowicie jonizacja właściwa, odpowiadająca danej długości zasięgu pozostałego, jest cztery razy większa w przypadku cząstek  $\alpha$  niż protonów, oraz 3 razy większa niż deuteronów. W celu zmierzenia tej jonizacji posługujemy się płytką komorą jonizacyjną lub niekiedy dwiema komorami, stanowiącymi układ różnicowy.

Opisane metody pozwoliły stwierdzić, że zasada równoważności sprawdza się z wielką dokładnością w przypadku, gdy masy atomowe cząstek biorących udział w reakcji są dokładnie znane. Jest rzeczą wysoce inte-

resująca, że rozbieżności pomiędzy teorią i doświadczeniem, ujawnione w niektórych reakcjach jądrowych (w przypadku berylu i boru), dały pobudkę do dokładniejszego wyznaczenia mas atomowych. Po dokonaniu tej rewizji zgodność z doświadczeniem została całkowicie przywrócona. Sprawą tą będziemy się jeszcze zajmowali w jednym z dalszych ustępów.

Inny uderzający rys reakcyj jądrowych polega na ich niezmiernie wielkiej obfitości. Gdy 20 lat temu sądzono, że jądro jest niedostępne dla wszelkich sposobów działania, obecnie po odkryciu odpowiednich metod doświadczalnych stwierdzamy, że jądra są bardzo podatne dla najróżnorodniejszych reakcyj. Ta różnorodność występuje w sposób jaskrawy zwłaszcza w przypadku lekkich pierwiastków, których przemiany zostały zbadane z największą starannością. Jako przykład wymienimy reakcje będące następstwem zderzeń między pociskami jądrowymi i jądrami litu:



Można by powiedzieć, że spotykane są wszystkie reakcje zgodne z zasadą zachowania energii i tylko ich wydajność bywa mniejsza lub większa. Istnieją jednak niektóre ograniczenia analogiczne do optycznych reguł wyboru. Ponadto należy zaznaczyć, że cząstki naładowane nie mogą opuszczać jądra w dostrzegalnej ilości, jeżeli ich energia nie jest porównywalna z wysokością bariery potencjału.

Wreszcie trzecia uwaga dotyczy roli liczby atomowej przeobrażanego jądra. Jak wiemy, w przypadku cząstek  $\alpha$  pochodzenia naturalnego nie otrzymujemy żadnych wyników z pierwiastkami położonymi poza wapniem<sup>2)</sup>. Natomiast za pomocą sztucznych pocisków zdołano zrealizować

1) Gwiazdki oznaczają jądra nietrwałe.

2) W ostatnich czasach zdołano znacznie rozszerzyć zakres działania naturalnych cząstek  $\alpha$ , gdyż zaobserwowano transmutacje tytanu, skandu i cynku pod działaniem cząstek  $\alpha$  ThC'.

transmutację zarówno najcięższych jak i najlżejszych pierwiastków. Możliwość działania na ciężkie jądra tłumaczy się łatwo w przypadku, gdy jako pocisków używamy neutronów, cząstek, które nie napotykają przeszkody w postaci bariery potencjału, postępy zaś osiągnięte w przypadku protonów, deutronów i cząstek  $\alpha$  należy przypisać z jednej strony bardzo wielkiemu natężeniu promieniowania otrzymywanego za pomocą sztucznych źródeł (źródła używane obecnie są równoważne pod względem liczby neutronów i cząstek  $\alpha$  ilości radu rzędu 1 kg), z drugiej zaś strony temu, że zdołano osiągnąć energie cząstek przewyższające energię naturalnych cząstek  $\alpha$ . Zapewne nie jesteśmy zbyt oddaleni w fizyce jądrowej od sytuacji, która istnieje od dawna w innych gałęziach fizyki, np. w badaniu zjawisk magnetycznych; wiemy przecież, że naturalne źródła magnetyzmu odgrywają znikomą zupełnie rolę wobec pól magnetycznych otrzymywanych sposobami technicznymi.

Jest rzeczą użyteczną podzielić reakcje jądrowe na trzy grupy: 1) reakcje spowodowane przez naładowane cząstki, 2) reakcje spowodowane przez neutrony, 3) reakcje pochodzące od promieni  $\gamma$ . Zgodnie z uwagą uczynioną poprzednio, zajmiemy się również zjawiskami rozproszenia, tj. zjawiskami, w których cząstka wysyłana jest identyczna co do natury z cząstką pierwotną. Ponadto w ustępie poświęconym neutronom, zajmiemy się nie tylko charakterystycznymi reakcjami neutronowymi, lecz również bardzo interesującymi własnościami «gazu neutronowego», które znamy głównie dzięki pracom *Fermi'ego* i jego współpracowników.

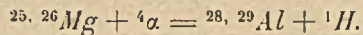
## B. Reakcje cząstek naładowanych.

1. *Cząstki  $\alpha$* . Jak wiadomo, pierwsze pomyslnie próby transmutacji zostały dokonane za pomocą promieni  $\alpha$ . Wyniki te stanowią podstawę współczesnej fizyki jądrowej. W r. 1919 (*Promieniotwórczość*, str. 306), *Rutherford* stwierdził, że jądra niektórych lekkich pierwiastków bombardowanych cząstkami  $\alpha$  wysyłają protony. Cząstka  $\alpha$  łączy się z trójnym jądrem. W r. 1934 małżonkowie *Joliot-Curie* (*Promieniotwórczość*, str. 318), dokonali doniosłego odkrycia sztucznej promieniotwórczości i dali początek nowej bardzo rozległej dziedzinie badań. Sztuczna promieniotwórczość wzbudzona działaniem cząstek  $\alpha$  jest również następstwem przyłączenia cząstki  $\alpha$  do jądra; syntezie tej towarzyszy jednak najczęściej emisja neutronu, nie zaś protonu. W ostatnich czasach zasób wiadomości o reakcjach cząstek  $\alpha$  został znacznie rozszerzony. Z jednej strony stwierdzono, że naturalne cząstki  $\alpha$  wzbudzają sztuczną promieniotwórczość w całym szeregu lekkich pierwiastków, z drugiej strony stosując cząstki  $\alpha$  o wielkiej energii otrzymywane za pomocą cyklotronu zdołano zrealizować transmutację ciężkich jąder. Najczęściej badamy te transmutacje nowego typu, posługując się promieniotwór-



czością pierwiastków powstających w tych reakcjach. Ponieważ jest rzeczą wskazaną rozpatrywać radiopierwiastki powstające pod działaniem promieni  $\alpha$  obok radiopierwiastków wytwarzanych innymi sposobami, przeto w tym ustępie ograniczymy się do następujących uwag:

a) W dziedzinie lekkich pierwiastków sztuczna promieniotwórczość jest prawie zawsze następstwem reakcji  $(\alpha, n)$ . Okoliczność ta tłumaczy się tym, że pierwiastki ulegające przemianom tego typu posiadają najczęściej nieparzysty ciężar atomowy i nieparzystą liczbę atomową, i wskutek tego reakcja  $(\alpha, n)$  daje w wyniku pierwiastek o nieparzystym  $Z$  i parzystym  $A$ . Otóż poza azotem pierwiastki tego typu są zawsze nietrwałe, muszą być zatem promieniotwórcze; przemiana promieniotwórcza musi być związana z emisją pozytonów, gdyż utrata neutronu sprawia, że w utworzonym jądrze powstaje nadmiar względnej liczby protonów. Jedyne znane przypadki, w których promieniotwórczość wynika z reakcji  $(\alpha, p)$ , jest to przypadek magnezu, a zatem pierwiastka parzystego. Reakcje są następujące:



Obie powstające odmiany glinu są  $\beta$  promieniotwórcze, tj. wysyłają elektrony.

b) Reakcja  $(\alpha, n)$  została zaobserwowana w przypadku wszystkich pierwiastków, o których wiedziano dawniej, że wysyłają protony pod działaniem cząstek  $\alpha$ , z wyjątkiem krzemu i siarki, z których mogłyby powstawać radiopierwiastki  ${}^{31}\text{S}$  i  ${}^{35}\text{A}$ , a które tej reakcji nie dają.

c) Reakcja  $(\alpha, p)$  odznacza się na ogół znacznie większą wydajnością niż reakcja  $(\alpha, n)$ . Ta ostatnia zachodzi tylko w przypadku, gdy energia cząstek  $\alpha$  jest dostatecznie wielka; np. dla spowodowania przemiany  $N$  na radiopierwiastek należy rozporządzać energią cząstek  $\alpha$  zbliżoną do  $7.10^6$  ew. Ta różnica działania wynika stąd, że reakcja  $(\alpha, n)$  pochłania więcej energii niż  $(\alpha, p)$ ; w istocie masa neutronu jest większa od masy protonu, ponadto zaś znaczna część energii dostarczonej jądrze musi być niejako przechowana jako źródło energii następującej później przemiany promieniotwórczej. Wysokość bariery potencjału nie odgrywa w tym przypadku roli decydującej, o ile energia cząstek  $\alpha$  jest dostatecznie wielka.

d) Badając wydajność reakcji  $(\alpha, n)$ , tj. ilość utworzonego radiopierwiastka w zależności od energii kinetycznej cząstek  $\alpha$ , stwierdzamy istnienie poziomów rezonansowych, których położenie jest dokładnie takie samo jak w przypadku reakcji  $(\alpha, p)$  dotyczącej badanego pierwiastka. Ponadto stwierdzamy, że całkowita liczba przemian jądrowych, tj. suma liczb protonów oraz neutronów wysyłanych przez jądra trafione cząstkami  $\alpha$ , jest w przybliżeniu niezależna od energii cząstek  $\alpha$ . Teoria Bohra tłumaczy te fakty w następujący sposób: cząstka  $\alpha$  zostaje najpierw schwytana tworząc tzw. *jądro złożone*; to jądro rozpada się na-

stępnie wysyłając bądź proton, bądź neutron. Obserwowane poziomy są w obu przypadkach identyczne, gdyż reprezentują wzbudzone stany jądra złożonego.

e) Powyższe uwagi stosują się tylko do pierwiastków położonych poza azotem. Izotopy wodoru i helu nie ulegają przemianom pod działaniem cząstek  $\alpha$ <sup>1)</sup>. W przypadku  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Be}$  i  ${}^{11}\text{B}$  reakcja  $(\alpha, n)$  daje pierwiastki trwałe:  ${}^{10}\text{B}$ ,  ${}^{12}\text{C}$  i  ${}^{14}\text{n}$ . Natomiast izotop  ${}^{10}\text{B}$  zachowuje się podobnie do pierwiastków cięższych, gdyż powstaje z niego radiopierwiastek  ${}^{13}\text{N}$ , jeden z trzech radiopierwiastków odkrytych w podstawowych pracach małżonków *Joliot-Curie*. Reakcja berylu wyróżnia się wyjątkowo wysoką wydajnością i jest stale używana w laboratoriach w celu otrzymywania neutronów. Najdogodniejsze «naturalne» źródło neutronów stanowi mieszanina drobno sproszkowanego berylu oraz soli radowej, zawarta w szczelnej rurce szklanej lub platynowej. W mieszaninie tego rodzaju wytwarzanie neutronów zachodzi pod działaniem wszystkich czterech grup promieni  $\alpha$ . Dla otrzymywania neutronów można również posługiwać się radonem. W tym celu ekstrahuje się z roztworu w prawidłowych odstępach czasu radon, który po oczyszczeniu bywa wprowadzany do rurek szklanych, napełnionych sproszkowanym berylem i zaopatrzonych w przewężenia służące do odlutowania rurki. Zgodnie z najnowszymi oznaczeniami, źródła tego ostatniego typu dostarczają około 20000 neutronów na sekundę i na 1 milicurie radonu.

Reakcja  $(\alpha, n)$  w berylu została zbadana w sposób bardzo szczegółowy. Jeżeli energia  $E_\alpha$  cząstek  $\alpha$  nie jest zbyt wielka, mianowicie jeżeli nie przekracza  $5 \cdot 10^6$  ew (przypadek *Po*), to zachodzi tylko ta reakcja. Jej końcowy produkt jest to  ${}^{12}\text{C}$ ; z wartości mas atomowych wynika, że maksymalna energia neutronów *odniesiona do środka masy* układu utworzonego z cząstki  $\alpha$  i jądra berylu powinna wynosić  $\frac{12}{13} (5,8 \cdot 10^6 \text{ ew} + E'_\alpha)$ , gdzie  $E'_\alpha$  jest to *rozporządzalna* energia cząstek  $\alpha$ , tj. energia odniesiona do tego samego środka masy; mamy przy tym  $E'_\alpha = 9/13 E_\alpha$ .

Analizując «widmo neutronowe» źródła (*Be + Ra*) za pomocą jonizacji wytworzonej przez odskok protonów w komorze połączonej ze wzmacniaczem proporcjonalnym, stwierdzamy, że te najszybsze neutrony występują w niewielkiej liczbie; natomiast wykrywamy kilka grup neutronów o mniejszej energii; emisja tych grup jest następstwem powstawania  ${}^{12}\text{C}$  w stanie wzbudzonym i pozostaje w ścisłym związku z promieniowaniem  $\gamma$  berylu, którego badanie doprowadziło, jak wiadomo, do odkrycia neutronu.

Jeżeli energia cząstek  $\alpha$  jest dostatecznie wielka, to zachodzi inna, bardziej skomplikowana reakcja; jądro «złożone»  ${}^{13}\text{C}$  (zakładamy mianowicie zgodnie z poglądami *Bohra*, że pierwszy etap reakcji jest to

<sup>1)</sup> W ostatnich czasach *Joliot* i *Kowarski* stwierdzili powstawanie *trwałego* jądra  ${}^5\text{He}$  pod działaniem cząstek  $\alpha$  polonu na ciężki wodór.

${}^9\text{Be} + {}^4\text{He} = {}^{13}\text{C}$ ) powstaje w stanie bardzo silnie wzbudzonym, wskutek czego zachodzi możliwość rozproszenia niesprężystego, polegającego na tym, że jądro wysyła cząstkę  $\alpha$ , której energia, jakkolwiek znacznie mniejsza od pierwotnej, wystarcza w zupełności do przekroczenia bariery potencjału. W tych warunkach powstaje z powrotem jądro  ${}^9\text{Be}$ , wbudzone stosunkowo nieznacznie resztą energii pozostałą po zjawisku rozproszenia niesprężystego. To jądro rozpada się natychmiast w sposób następujący:



ponieważ zaś jądro  ${}^8\text{Be}$  jest nietrwałe, przeto rozpada się na dwie cząstki  $\alpha$ .

Całość reakcji możemy opisać symbolicznie jako  $(\alpha, 2\alpha + n)$  lub wyrażniej



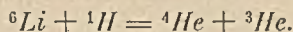
W przypadku szybkich cząstek  $\alpha$  ta reakcja zachodzi bardzo obficie i dostarcza neutronów o małej energii ( $1.10^6 \text{ eV}$ ), występujących w wielkiej ilości w promieniowaniu źródeł  $(\text{Be} + \text{Rn})$  lub  $(\text{Be} + \text{Ra})$ .

f) W przypadku ciężkich pierwiastków reakcja  $(\alpha, n)$  jest spotykana częściej niż  $(\alpha, p)$ , co należy przypisać coraz to większej roli bariery potencjału, przeciwstawiającej się emisji protonów.

2. *Protony i deuterony.* Jakkolwiek reakcje spowodowane przez deuterony różnią się w charakterze od reakcyj wywołanych przez protony, to jednak jest rzeczą pożyteczną opisać działania obu rodzajów cząstek w tym samym ustępie. W istocie te cząstki są używane najczęściej w przyrządach wytwarzających pociski jądrowe i służą bądź jako źródła działania bezpośredniego, bądź też jako źródła promieniowań wtórnych (neutrony, promienie  $\gamma$ ), wywołujących, rzecz prosta, zupełnie inne zjawiska. Reakcje spowodowane bezpośrednio przez protony i deuterony zostały zbadane w niektórych przypadkach w sposób szczegółowy i bardzo dokładny, i dostarczyły wyników pierwszorzędного znaczenia dla fizyki jądrowej. Najważniejsze z tych wyników dotyczą odkrycia niektórych trwałych izotopów poprzednio nieznanych, doświadczalnego sprawdzenia prawa równoważności *Einsteina*, wreszcie rewizji ciężarów atomowych lekkich pierwiastków. W pierwszych doświadczeniach transmutacyjnych, opartych na działaniu aparatów wysokiego napięcia, wykonanych w roku 1932 posługiwano się protonami, gdyż ciężki wodór był wówczas jeszcze nieznaną. Po transmutacji litu dokonanej przez *Cockcrofta* i *Waltona* nastąpiło natychmiast badanie innych pierwiastków, spośród których otrzymano wyniki dodatnie z berylem, borem i fluorem, natomiast środki techniczne, którymi rozporządzali ci badacze, nie wystarczały do osiągnięcia przemiany pierwiastków położonych poza fluorem. Ten stan rzeczy zmienił się zasadniczo z chwilą odkrycia deuterium i zbudowania cyklotronu; okazało się bowiem, że deuterony przyspieszone za pomocą cyklotronu są znacznie skuteczniejszym czyn-

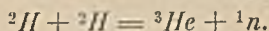
nikiem przemiany niż protony; obok neutronów są to obecnie cząstki, których działaniu zawdzięczamy największą liczbę znanych reakcyj jądrowych. W tym ustępie zajmujemy się głównie reakcjami lekkich pierwiastków. Jakkolwiek te reakcje są na ogół bardzo skomplikowane, wszelako zdołano zanalizować je szczegółowo za pomocą komory *Wilsona* i wzmacniacza proporcjonalnego. Trudność rozwikłania otrzymanywnych wyników jest szczególnie wielka w przypadku, gdy bombardowany pierwiastek składa się z kilku izotopów, których względna zawartość jest tego samego rzędu wielkości (np. lit i bor). W celu przypisania obserwowanych zjawisk oddzielnym izotopom posługujemy się zazwyczaj rozumowaniami opartymi na znajomości ciężarów atomowych i bilansów energetycznych; te wnioski mogły być sprawdzone w przypadku litu, gdyż za pomocą spektrografu mas zdołano rozdzielić izotopy  ${}^6\text{Li}$  i  ${}^7\text{Li}$ . Ilości rozdzielone były niezmiernie małe, a jednak wystarczające do doświadczeń transmutacyjnych. Najważniejsza reakcja, mianowicie powstawanie cząstek  $\alpha$  pod działaniem protonów na  ${}^7\text{Li}$ , oraz deuteronów na  ${}^6\text{Li}$ , została opisana w książce pani *Curie* (str. 380). Ta ostatnia reakcja wydziela znacznie więcej energii—co pozostaje w związku ze znacznym nadmiarem masy atomowej deuteronu—i prowadzi do emisji dwóch cząstek  $\alpha$  wybiegających w przeciwnych kierunkach. Cząstka  $\alpha$  wyrzucona pod prostym kątem do kierunku deuteronów posiada zasięg o długości 12,7 cm; wyliczamy, że wydzielona energia wynosi  $22,07 \cdot 10^6$  ew.

*Nowe rodzaje jąder.* Bombardując protonami  ${}^6\text{Li}$  otrzymujemy cząstki o zasięgach 11 mm i 6 mm. Mamy zatem do czynienia ze zjawiskiem, w którym wyzwala się bardzo mała ilość energii, co świadczy o powstawaniu jąder o wielkim nadmiarze masy. W istocie zachodzi tu reakcja



Mamy zatem do czynienia z nieznanym dotąd izotopem helu; ponieważ wydzielona energia wynosi tylko  $3,72 \cdot 10^6$  ew, znajdujemy, że masa  ${}^3\text{He}$  powinna wynosić:  $6,01686 + 1,0081 - (0,00107 \cdot 3,727 + 4,00389) = 3,017$ )<sup>1)</sup>. Nowy izotop helu jest szczególnie interesujący z tego powodu, że jądro  ${}^3\text{He}$  posiada więcej protonów niż neutronów. Można by zatem przypuszczać, że to jądro jest nietrwałe; nie zdołano jednak dotąd otrzymać żadnej wskazówki świadczącej o nietrwałości tego izotopu.

Istnienie  ${}^3\text{He}$  wynika również z doświadczeń *Rutherforda*, *Kinsleya* i *Oliphanta* dotyczących bombardowania związków deuterium, np. *ND*, *Cl*, deuteronami o niezbyt wielkiej energii. Bombardowane ciało staje się w tych warunkach obfitym źródłem neutronów, których energia (mierzona za pomocą odskoku protonów) jest zbliżona do  $2,58 \cdot 10^6$  ew (jeżeli deuterony posiadają energię  $0,5 \cdot 10^6$  ew). Prawdopodobny przebieg reakcji jest następujący



<sup>1)</sup> Por. tabl. 1 Uzupełnień.

Jeżeli  $Q$  jest to wydzielona energia (w milionach elektronowoltów), możemy wyliczyć masę  ${}^3\text{He}$  za pomocą następującego wzoru

$${}^3\text{He} = 2{}^2\text{H} - {}^1\text{n} - 1,07 \cdot 10^{-3} Q.$$

Ponieważ jest to reakcja typowa i dosyć ważna, przeto podamy szczegółowo sposób obliczenia.

Niech będzie  $E$  energia neutronu wybiegającego pod prostym kątem do kierunku deuteronów o energii  $E_0$ . Niechaj  $M_1, M_2, M_3, v_1, v_2, v_3$  będą masy i prędkości deuteronu, jądra  ${}^3\text{He}$  oraz neutronu, wreszcie  $\theta$  — kąt pomiędzy kierunkiem ruchu jądra i neutronu. Mamy

$$M_2 v_2 \cos \theta = M_1 v_1 \text{ (składowa pędu } {}^3\text{He w kierunku ruchu deuteronu),}$$

$$M_2 v_2 \sin \theta = M_3 v_3 \text{ (składowa prostopadła do kierunku deuteronu).}$$

stąd:  $M_2^2 v_2^2 = M_3^2 v_3^2 + M_1^2 v_1^2$ ,

$$2M_2 [M_2 v_2^2/2] = 2M_3 [M_3 v_3^2/2] + 2M_1 [M_1 v_1^2/2] = 2M_3 E + 2M_1 E_0;$$

dalej wyliczamy

$$Q = M_2 v_2^2/2 + E - E_0 = [M_3/M_2 + 1] E + [M_1/M_2 - 1] E_0 = 4E/3 - E_0/3.$$

Doświadczalnie znaleziono  $E = 2,53 \text{ Mew}$  przy  $E_0 = 0,5 \text{ Mew}$ . Mamy zatem  $Q = 3,37 - 0,17 = 3,2 \text{ Mew}$ . Kładąc  ${}^2\text{H} = 2,0147$ ,  $n = 1,009$  otrzymujemy  ${}^3\text{He} = 4,0294 - 1,009 - 0,00342 = 3,0171$ . Ta wartość zgadza się bardzo dobrze z wartością uzyskaną na podstawie reakcji poprzedniej.

Działanie deuteronów na deuterium jest godne uwagi również z tego powodu, że prowadzi do powstawania jeszcze innego trwałego izotopu, mianowicie izotopu wodoru o masie 3. W istocie bombardowane preparaty wysyłają oprócz neutronów protony o zasięgu 14,3 *cm*. Protony te należy przypisać reakcji



Jest rzeczą bardzo interesującą, że energia protonów przewyższa tylko nieznacznie energię neutronu, masa  ${}^3\text{H}$  jest zatem nieomal dokładnie równa masie  ${}^3\text{He}$ . Znaczenie odkrycia  ${}^3\text{H}$  i  ${}^3\text{He}$  polega na tym, że te izotopy wypełniają lukę pomiędzy  ${}^2\text{H}$  i  ${}^4\text{He}$ . Sposób powstawania i warunki trwałości tych postaci «pośrednich» mają wielkie znaczenie dla teorii kolejnej syntezy pierwiastków drogą łączenia się protonów i neutronów. Dokładna znajomość mas  ${}^3\text{H}$  i  ${}^3\text{He}$  pozwala porównywać z doświadczeniem różne hipotezy dotyczące jądrowych sił spójności. W przeciwieństwie do  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^3\text{H}$  posiada budowę normalną, tj. nadmiar neutronów; można było przeto przypuszczać, że ten izotop istnieje co najmniej w postaci śladów w zwykłym wodorze, a zatem w stosunkowo większej zawartości w deuterium. Wszelako próby frakcjonowania 43,4 *kg* ciężkiej wody, przedsięwzięte z inicjatywy *Rutherforda* przez Norske Hydroelektrisk Kvaestofaktienselskab, nie dały żadnych dodatnich wyników.

Inne izotopy, wypełniające luki w zbiorze izotopów dotąd znanych

i powstające w różnych reakcjach spowodowanych przez protony i deuterony, są to  ${}^5\text{He}$  i  ${}^8\text{Be}$ . Pierwszy z tych izotopów odkryty w ostatnich czasach przez *Joliota* i *Kowarskiego*, powstaje drogą działania cząstek  $\alpha$  polonu na ciężki wodór. Istnienie  ${}^8\text{Be}$  jako «jądra złożonego» w znaczeniu teorii *Bohra* odgrywa wielką rolę w reakcjach  ${}^7\text{Li} + \text{H}$  i  ${}^6\text{Li} + \text{H}$ .  ${}^8\text{Be}$  powstaje wówczas w stanie silnie wzbudzonym i rozszczepia się na dwie cząstki  $\alpha$  o wielkiej energii. Istnieje jednak inna ważna reakcja, w której  ${}^8\text{Be}$  może powstawać w stanie normalnym. Jest to reakcja  ${}^7\text{Li} + {}^1\text{H} = {}^8\text{Be} + h\nu$ , wydzielająca energię w postaci emisji fotonów o energii 17 *Mew* i posiadająca typowe cechy reakcji rezonansowej, gdyż występuje tylko wtedy, gdy energia protonu przekracza pewną wartość krytyczną. Okoliczność, że jądro zamiast rozłożyć się na dwie cząstki  $\alpha$  wysła foton, należy przypisać pewnym szczególnym wartościom spinu oraz momentu obrotowego tego jądra. Masa  ${}^8\text{Be}$  obliczona na podstawie wymienionej energii kwantowej oraz na podstawie innych reakcyj jest równa 8,0079, tj. tylko bardzo nieznacznie większa od sumy mas dwóch cząstek  $\alpha$ . Z tego wynika, że  ${}^8\text{Be}$  musi być samorzutnie promieniotwórczy i wysłać cząstki  $\alpha$ , których energia jest zresztą niedostrzegalnie mała. Pomimo to jednak okres tego radiopierwiastka powinien być niezmiernie krótki (zapewne mniejszy od  $10^{-13}$  sek), gdyż bariera potencjału berylu posiada niewielką wysokość ( $3,9 \cdot 10^6$  ew). Chociaż jądro  ${}^8\text{Be}$  jest to forma wybitnie nietrwała, jednakże zachowuje się w licznych reakcjach jądrowych jako cząstka posiadająca dobrze określoną masę.  ${}^8\text{Be}$  odgrywa zwłaszcza rolę w tzw. reakcjach wielocząstkowych, którymi zajmiemy się w następnym paragrafie.

*Reakcje wielocząstkowe.* Jak wiemy, najprostsze reakcje jądrowe charakteryzują się emisją jednej lub kilku grup izokinetycznych (np. protonów w reakcjach  $(\alpha, p)$ , opisanych w książce p. *Curie*, str. 366 i 398). Jeżeli natomiast trafione jądro dzieli się na trzy lub na większą liczbę części, to rozkład energii jest na ogół ciągły. Tak np. w reakcji  ${}^7\text{Li} + {}^2\text{H} = {}^4\text{He} + {}^1\text{n}$  nie znajdujemy cząstek  $\alpha$  o określonym zasięgu, lecz cząstki, których zasięg waha się pomiędzy 1 i 7,8 cm. Fakt ten tłumaczy się łatwo z punktu widzenia teorii zderzeń: w przypadku trzech cząstek istnieje nieskończenie wielka liczba sposobów zadośćuczynienia zasadom zachowania pędu i energii. Wszelako nowoczesne teorie nie ujmują tego zagadnienia w taki prosty sposób. Sądzymy mianowicie, że jednoczesna emisja kilku cząstek jest to zjawisko niezmiernie mało prawdopodobne i że w rzeczywistości reakcja odbywa się w kilku etapach, z których każdy może być opisany jako reakcja znanego nam prostego typu. «Widmo ciągłe» wynika po prostu z tego, że siedliskiem następnej reakcji jest jądro posiadające prędkość uzyskaną wskutek odskoku i że cząstki wysłane w tej reakcji wybiegają w kierunkach tworzących dowolny kąt z prędkością środka masy układu. Rozpatrzmy z tego punktu widzenia reakcję  ${}^{11}\text{B} + {}^1\text{H} = {}^3\text{He}$ . Prędkości trzech czą-

stek  $\alpha$  tworzą niekiedy między sobą kąt  $120^\circ$ , jest to jednak przypadek wyjątkowy. Z drugiej strony stwierdzamy, że jedna z cząstek posiada zawsze zasięg  $2,4 \text{ cm}$ , tj. energię  $3,64 \text{ Mew}$ . Zakładamy, że ta cząstka bierze początek w reakcji  $^{11}\text{B} + ^1\text{H} = ^8\text{Be}(\text{wzb}) + ^4\text{He}$ , stanowiącej pierwszy etap reakcji złożonej. Z zasady zachowania pędu wynika, że jeżeli energia protonu jest mała, jądro  $^8\text{Be}$  uzyskuje energię  $m_c v_c^2/2$  nieomal dokładnie równą  $4/8 \cdot \frac{1}{2} m_\alpha v_\alpha^2 = 3,64 \cdot 4/8 = 1,82 \text{ Mew}$ . Całko-

wita wydzielona energia wynosi zatem  $5,46 \text{ Mew}$  i jest mniejsza od energii wynikającej z rachunku mas atomowych ( $8,7 \text{ Mew}$ ). Z tego wynika, że  $^8\text{Be}$  musi powstawać w stanie wzbudzonym i natychmiast po utworzeniu dzielić się na dwie cząstki  $\alpha$ , z których każda posiada energię  $m v_r^2/2 = 1,62 \text{ Mew}$  odniesioną do środka masy jądra  $^8\text{Be}$ , posiadającego prędkość  $v_c$ . Absolutna wartość energii kinetycznej musi zatem wahać się pomiędzy  $m(v_c + v_r)^2/2$  oraz  $m(v_c - v_r)^2/2$ , tj. między  $4,96 \text{ Mew}$  i  $0,04 \text{ Mew}$ . Jak widzimy, pojawianie się widma ciągłego jest w tych warunkach zupełnie zrozumiałe. Analogiczne rozważania stosują się również do innych reakcji wielocząstkowych.

*Wtórne źródła otrzymywane za pomocą protonów i deuteronów.* Używane obecnie «sztuczne» źródła neutronów oraz promieni  $\gamma$  bardzo wielkiej częstości otrzymujemy drogą bombardowania niektórych lekkich pierwiastków protonami i deuteronami. Mamy wówczas do czynienia z reakcjami  $(d, n)$  i  $(p, \gamma)$ .

*Źródła promieni  $\gamma$ .* Wspominaliśmy już o reakcji  $^7\text{Li} + ^1\text{H} = ^8\text{Be} + \text{H}$ . Ta reakcja dostarcza najtwardszych znanych obecnie promieni  $\gamma$ .  $^9\text{Be}$ ,  $^{10}\text{B}$ ,  $^{11}\text{B}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{O}$ ,  $^{19}\text{F}$  dają również promienie  $\gamma$  o wielkiej energii, która w przypadku  $^{11}\text{B}$  osiąga  $14,5 \text{ Mew}$ . Reakcja  $(p, \gamma)$  polega na schwytaniu protonu przez jądro, które następnie pozbywa się nadmiaru udzielonej mu energii drogą emisji tego promieniowania. Zjawiska tego typu wyróżniają się charakterem rezonansowym, niespotykanym na ogół wśród reakcji  $^1\text{H}$  i  $^2\text{H}$ , którym towarzyszy emisja ciężkich cząstek. Tak np. w reakcji  $^7\text{Li} + ^1\text{H}$  stwierdzamy istnienie ostrego rezonansu przy energii protonów wynoszących  $440$ , oraz  $850 \text{ keV}$ . Zjawiska rezonansu występują rów-



Rys. 7.

niez bardzo wyraźnie w reakcji  ${}^{19}\text{F} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^{20}\text{Ne} + h\nu$  (lub  $\rightarrow {}^{16}\text{O} + {}^4\text{He} + h\nu$ ), jak to widać z krzywej na rys. 7 przedstawiającej natężenie powstającego promieniowania  $\gamma$  w zależności od energii protonów.

*Źródła neutronów.* W celu wytwarzania neutronów drogą eksperymentalną posługujemy się najczęściej preparatami  ${}^2\text{H}$ ,  ${}^7\text{Li}$  oraz  ${}^9\text{Be}$ , które bombardujemy deuteronami. Każde z tych źródeł posiada właściwe mu zalety. Neutrony dawane przez deuterium są dosyć powolne (energia  $E/4 + 2,4 \text{ Mew}$  w kierunku prostopadłym do ruchu deuteronów, gdzie  $E$  jest to energia deuteronu), badane jednak w określonym kierunku są dokładnie izokinetyczne, co sprawia, że to źródło jest bardzo użyteczne w niektórych badaniach. Lit 7 dostarcza neutronów posiadających ciągły rozkład energii (reakcja trójcząstkowa), natomiast maksymalna energia neutronów jest bardzo wielka i osiąga  $20 \text{ Mew}$  w przypadku deuteronów o energii  $6 \text{ Mew}$ . Beryl daje 4 jednorodne grupy neutronów, odpowiadające różnym stanom wzbudzenia jądra  ${}^{10}\text{Be}$  (reakcja  ${}^9\text{Be} + {}^2\text{H} = {}^{10}\text{B} + {}^1\text{n}$ ). Najszybsza grupa posiada energię  $3,8 + E$  ( $E$  — energia deuteronu) i występuje bardzo słabo, natomiast całkowita wydajność reakcji jest bardzo wielka. Używając do bombardowania wiązki deuteronów przenoszącej prąd o natężeniu 7 mikroamperów i napięciu  $5 \text{ Mew}$ , otrzymujemy około  $2,5 \cdot 10^{11}$  neutronów w sekundzie. Ażeby otrzymać natężenie tego rzędu wielkości za pomocą źródeł naturalnych należałoby mieć do rozporządzenia ok.  $10 \text{ kg Ra}$ . To potężne promieniowanie neutronowe może spowodować niebezpieczne uszkodzenia wewnętrzne, głównie wskutek jonizującego działania odskoku protonów, pochodzących od związków wodoru zawartych w organizmie. Doświadczenia wykazały, że skuteczność biologiczna neutronów jest znacznie większa niż promieni  $X$ , oczywiście jeżeli porównujemy dawki równoważne, tj. wytwarzające jednakową całkowitą jonizację.

*Reakcje  $(p, n)$ ,  $(d, \alpha)$ ,  $(d, n)$  i  $(d, p)$  w ciężkich pierwiastkach.* Te reakcje są najczęściej badane metodą pośrednią, tj. za pomocą promieniotwórczości przeobrażonych jąder. Liczba poznanych dotąd reakcyj tego rodzaju jest bardzo wielka i wzrasta nieomal z każdym dniem w miarę jak używamy pocisków o coraz to większej energii. Na ogół deuterony oddają większe korzyści niż protony, a to z następujących powodów. Nadmiar masy deuteronu (0,0147) jest znacznie większy od nadmiaru masy protonu (0,0081), schwytywanie przeto deuteronu przez jądro musi powodować silniejsze działania energetyczne, co na ogół pociąga za sobą większą wydajność reakcji jądrowej. Po wtóre, przyrząd najczęściej używany do przyspieszania cząstek, cyklotron, dostarcza deuteronów, których energia kinetyczna jest w przybliżeniu dwa razy większa niż protonów. Wreszcie deuteron przenika stosunkowo łatwiej do jądra niż proton, pomimo że wysokość bariery potencjału broniącej obu cząstkom dostępu do jądra jest w obu przypadkach w przybliżeniu jednakowa. Przyczyna tego faktu leży w szczególnym mechanizmie od-



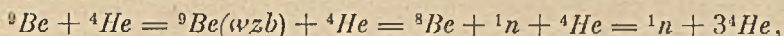
krytym przez *Oppenheimera* i *Phillipsa*. Dzieje się mianowicie tak, że w silnym polu elektrostatycznym otaczającym jądro deuteron polaryzuje się i prosta łącząca neutron z protonem ustawia się w kierunku jądra, przy czym neutron jako cząstka przyciągana znajduje się bliżej, proton zaś dalej od jądra. W tych warunkach przyciąganie neutronu może być tak silne, że deuteron ulega dysocjacji (energia wiązania deuteronu jest stosunkowo niewielka i wynosi  $2,3 \text{ Mew}$ ), mianowicie neutron zostaje schwytyany, proton zaś odbiega. Ponieważ w tym zjawisku bariera potencjału jądra nie odgrywa roli, przeto reakcja  $(d, p)$  zachodzi z większą łatwością niż reakcja  $(d, n)$ . W istocie stwierdzamy w przypadku ciężkich pierwiastków większą obfitość reakcyj pierwszego rodzaju niż drugiego.

### C. Neutrony.

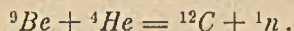
1. *Uwagi ogólne.* Reakcje spowodowane przez neutrony są niezmiernie ważne zarówno z punktu widzenia teoretycznego jak i doświadczalnego. Ponieważ neutron jest to cząstka nienaładowana, przeto przenika bardzo łatwo do jądra; wskutek tego reakcje neutronów są nader liczne i różnorodne i nadają się bardzo dobrze do badania wewnętrznej budowy jąder. Chociaż nie posiadamy jeszcze dostatecznych wiadomości o istocie sił występujących w tych reakcjach, to jednak posiadamy zupełnie zadowalającą teorię tych zjawisk, opartą na ogólnych zasadach mechaniki kwantowej. Okoliczność tę zawdzięczamy temu, że neutron jest w wielu przypadkach najskuteczniejszym czynnikiem przemiany wówczas, kiedy jego prędkość jest niezmiernie mała. Wiązka powolnych neutronów może być w tych warunkach rozpatrywana jako ciąg fal o długości fali znacznej wobec rozmiarów jądra. Obserwowane zjawiska mogą być przeto opisane za pomocą teorii ruchu falowego jako zjawiska dyfrakcji i rezonansu. Wreszcie badanie tych zjawisk stało się punktem wyjścia teorii jądra «pośredniego» lub «złożonego», którą zawdzięczamy *Bohrowi* i która w zadowalający sposób zdaje sprawę z licznych faktów dotyczących reakcyj jądrowych. W tym ustępie zajmujemy się najpierw warunkami powstawania oraz własnościami powolnych neutronów.

Jest rzeczą do pewnego stopnia umowną, jakie mianowicie neutrony mamy charakteryzować jako «powolne», jakie zaś jako «prędkie». Najczęściej jednak mówimy, że neutrony są powolne, jeżeli posiadają energię kinetyczną mniejszą od  $1000 \text{ ew}$ . Neutrony, których energia jest zawarta między  $1000$  i kilkuset tysiącami  $\text{ew}$ ., nazywamy neutronami «pośrednimi», wreszcie neutrony o energii rzędu wielkości  $10^6 \text{ ew}$ . nazywamy neutronami prędkimi. Najczęściej używane źródła naturalne prędkich neutronów, tj. preparaty sproszkowanego berylu bombardowanego cząstkami  $\alpha$  ciał promieniotwórczych, dostarczają neutronów o maksymalnej energii  $13 \text{ Mew}$  i o dosyć skomplikowanym rozkładzie energii.

Mianowicie w «widmie» tych neutronów stwierdzamy istnienie kilku «prążków» oraz (w przypadku cząstek  $\alpha$  o dostatecznie wielkiej energii) widmo ciągłe, reprezentowane z dużym natężeniem i posiadające maximum w okolicy 1 *Mew*. Cząstki  $\alpha$  polonu nie dają tego widma; przypisujemy je reakcji wielocząstkowej



pochłaniającej znacznie więcej energii niż reakcja główna



Sztuczne źródła prędkich neutronów zostały opisane w poprzednim ustępie.

Jako typowe źródło neutronów «pośrednich» wymienimy beryl bombardowany promieniami  $\gamma$  *RaC*. Neutrony te są w przybliżeniu izokinetyczne i posiadają energię zbliżoną do 100000 *ew*; ich liczba wynosi ok. 3000 neutronów na sekundę i na miligram radu w przypadku, gdy promienie  $\gamma$  przechodzą przez 100 g berylu rozmieszczonego w warstwie kulistej dookoła źródła. Nie posiadamy żadnego bezpośredniego źródła neutronów powolnych. Jak to jednak wykazał *Fermi*, źródło to możemy zrealizować drogą zwolnienia neutronów pierwotnych w środowisku obfitującym w protony.

2. *Zderzenia prędkich neutronów z protonami.* Zderzenia pomiędzy neutronami i jądrami prowadzą między innymi do sprężystego lub niesprężystego rozpraszania neutronów. Rozproszenie sprężyste charakteryzuje się tym, że całkowita energia kinetyczna cząstek nie ulega zmianie wskutek zderzenia. Natomiast w zderzeniu niesprężystym część energii zostaje przekazana jądru w postaci energii wzbudzenia i wyzwala się następnie jako energia fotonu. W przypadku ciężkich jąder te oba rodzaje rozproszenia występują jednakowo często. Biorąc rzeczy ogólnie rozproszenie sprężyste lub niesprężyste nie może być źródłem powstawania powolnych neutronów nawet wówczas, gdy neutrony są rozpraszane w stosunkowo wielkiej ilości materii. W istocie zderzenie sprężyste zmniejsza energię neutronów w bardzo nieznacznym stopniu, gdyż odskok ciężkiego jądra jest bardzo słaby (energia odskoku wynosi co najwyżej  $4M/(M+1)^2$  energii pierwotnej, gdzie  $M$  jest to masa jądra). Strata energii kinetycznej jest większa w przypadku zderzenia niesprężystego, wszelako zderzenia tego rodzaju zachodzą tylko wtedy, kiedy neutron posiada prędkość dostatecznie dużą, aby jądro mogło ulec wzbudzeniu. Proces ten zatrzymuje się przeto z chwilą, gdy energia neutronu spada poniżej pewnej wartości krytycznej.

Zderzenia sprężyste z jądrami mogą jednak spowodować bardzo znaczną stratę prędkości w wyjątkowym przypadku, gdy uderzane jądra są bardzo lekkie; w szczególności neutron zderzający się z protonem może utracić prawie całkowitą energię kinetyczną na rzecz tego

ostatniego. Dzieje się to wówczas, gdy proton wybiega w kierunku zgodnym z kierunkiem pierwotnego ruchu neutronu; jest to zjawisko «klasyczne», analogiczne do znanego przypadku zderzenia kul bilardowych. Jeżeli proton wybiega ukośnie, to strata energii neutronu jest mniejsza. Po zderzeniu kierunki ruchu obu cząstek tworzą kąt w przybliżeniu prosty (wskutek przybliżonej równości mas protonu i neutronu).

Kładąc  $M = M'$  otrzymujemy na podstawie równań dotyczących zderzenia elastycznego (Promieniotwórczość, str. 256)

$$v = v_0 \cos \theta,$$

czyli

$$E = E_0 \cos^2 \theta; (E_0 - E)/E = E'/E = \tan^2 \theta,$$

gdzie  $E$  i  $E_0$  są to energie neutronu przed zderzeniem i po zderzeniu,  $E'$  — energia protonu. Widzimy, że jeżeli kąt odchylenia nie jest zbyt mały, to względna strata energii jest rzędu wielkości 1. Średnia zaś energia neutronu po zderzeniu jest równa  $E_0 \overline{\cos^2 \theta}$ , tj. połowie energii początkowej. Z tego wynika, że w miarę jak liczba zderzeń wzrasta w postępie arytmetycznym, energia zmniejsza się w postępie geometrycznym, zwolnienie jest przeto bardzo skuteczne i może doprowadzić do zupełnego wyczerpania energii kinetycznej.

Te wnioski teoretyczne zostały sprawdzone w doświadczeniach, w których źródło neutronów ( $Rn + Be$ ) było otoczone wielką ilością substancji obfitującej w wodór (woda lub parafina). W jednym z późniejszych ustępów opiszemy jądrowe reakcje neutronów «prędkich» i «powolnych»; na tym miejscu ograniczymy się do stwierdzenia, że istnieją ilościowe działania proporcjonalne do liczby neutronów, przy czym współczynnik proporcjonalności jest zależny od energii neutronów. Posługując się detektorami, w których działania tego rodzaju mogą być zużytkowane, *Fermi* i jego współpracownicy przekonali się, że neutrony wychodzące ze środowiska «wodorowego» lub poruszające się w tym środowisku posiadają zupełnie inne własności niż neutrony wychodzące bezpośrednio ze źródła. Najbardziej interesujące były zjawiska otrzymane z neutronami poruszającymi się wewnątrz środowiska, gdyż świadczyły o tym, że zwolnione neutrony znajdują się w stanie zupełnego rozproszenia, analogicznego do stanu drobin gazu. W celu interpretacji tych faktów *Fermi* założył, że w następstwie zderzeń między neutronami i protonami, powstaje stan niemal stateczny, w którym średnia energia neutronów jest równa średniej energii kinetycznej drobin gazu w temperaturze doświadczenia. Jest to możliwe w założeniu, że neutrony posiadają dostatecznie krótką drogę swobodną, tak iż można je traktować jako drobinę «gazu neutronowego» o koncentracji w przybliżeniu jednostajnej. Nie należy jednak rozumieć dosłownie tej koncepcji gazu neutronowego. W istocie, jakkolwiek z biegiem czasu wszystkie neutrony muszą znaleźć się w wymienionym stanie (z wyjątkiem neutronów, które

zdołały opuścić środowisko rozpraszające lub uległy absorpcji zanim zostały dostatecznie zwolnione), w środowisku muszą być również reprezentowane wszystkie pośrednie prędkości. Z drugiej strony można by mniemać, że liczba neutronów ciepłych, rozproszonych w dostatecznie wielkiej masie substancji zwalniającej, nie powinna być stała, lecz stale *wzrastać* (jeżeli źródło jest stałe), ponieważ neutrony są wciąż wytwarzane, liczba zaś neutronów wybiegających na zewnątrz z wielkiej objętości jest stosunkowo bardzo mała i może być zanedbana. Jest przeto rzeczą oczywistą, że stan stateczny może ustalić się tylko w przypadku, gdy neutrony znikają w miarę powstawania. To znikanie neutronów jest następstwem ich łączenia się z protonami, przy czym energia wydzielona w reakcji ujawnia się w postaci promieniowania  $\gamma$ . Zjawisko odwrotne, tj. rozkład deuteronów na protony i neutrony pod działaniem promieni  $\gamma$  (promienie  $\gamma$  *ThC''*), zostało odkryte przez *Chadwicka* i *Goldhabera*.

Teorię tych zjawisk opracowali najpierw *Bethe* i *Peierls*. W ostatecznej postaci teorii podanej przez *Fermiego* zakładamy, że w przypadku małych prędkości czynny przekrój rekombinacji z protonami (prawdopodobieństwo rekombinacji odniesione do natężenia jednostkowego, tj. wiązki przenoszącej 1 neutron na sekundę i  $cm^2$ ) jest odwrotnie proporcjonalny do prędkości neutronów. Z tego wynika, że liczba rekombinacji w jednostce czasu, określona jako iloczyn koncentracji neutronów przez ich prędkość i przez przekrój czynny, jest niezależna od prędkości. Wynik ten możemy sformułować inaczej mówiąc, że średni czas życia poprzedzający zniknięcie neutronu w danej substancji zawierającej wodór jest to wielkość stała. Oznaczmy przez  $N$  liczbę neutronów ciepłych znajdujących się w danej chwili w substancji rozpraszającej, przez  $\tau$  średni czas życia, przez  $\nu$  liczbę rekombinacji w jednostce czasu. Między tymi wielkościami zachodzi związek  $\nu = N/\tau$ . Z drugiej strony w stanie statecznym  $\nu$  musi być równe liczbie  $n$  neutronów wysyłanych przez źródło w jednostce czasu; mamy zatem  $N = n\tau$ .

Zgodnie z pomiarami *Amaldiego* i *Fermiego*  $\tau = 1,8 \cdot 10^{-4}$  sek. W przypadku źródła dostarczającego  $10^7$  neutronów w sekundzie (400 milicurie) całkowita liczba neutronów ciepłych jest zbliżona do 1800. Te neutrony są z natury rzeczy rozmieszczone w wielkiej objętości. Koncentracja tego «gazu» jest różna w różnych odległościach od źródła, jest jednak zawsze bardzo mała, co najwyżej rzędu jedności. Jest rzeczą niezmiernie interesującą, że, jak to wykazał *E. Fermi*, klasyczne rozważania kinetycznej teorii gazów mogą być stosowane do «gazu neutronowego».

3. *Sposób powstawania powolnych neutronów.* W przebiegu zwalniania neutronów wskutek zderzeń z protonami, główną rolę odgrywa energetyczny rozkład cząstek obu rodzajów po każdym zderzeniu. Teoria tych zderzeń stanowi ciekawy przykład zgodności pomiędzy wnioskami wynikającymi z mechaniki klasycznej i mechaniki kwantowej, gdyż

funkcja falowa opisująca zjawisko przybiera w danym wypadku postać niezmiernie prostą. Jeżeli odnosimy ruchy obu cząstek do środka masy układu, to znajdujemy, że rozkład przestrzenny jest kulisto symetryczny, innymi słowy, liczba neutronów wybiegających w dowolnym kierunku, w kącie bryłowym określonej wielkości, jest stała. W tym układzie mamy przeto

$$dN/N = \sin \theta d\theta/2,$$

gdzie  $\theta$  jest to kąt odchylenia,  $N$  — całkowita liczba cząstek, które uległy zderzeniu. Ponieważ prędkość względna  $v$  nie zmienia się w zderzeniu, przeto obie cząstki wybiegają w dokładnie przeciwnych kierunkach z prędkością  $v/2$ . Jeżeli natomiast rozpatrujemy zjawisko w układzie, w którym proton znajduje się w spoczynku, to dla otrzymania prędkości obserwowanych należy utworzyć wektorową sumę prędkości względnej i prędkości środka masy, wynoszącej  $v/2$ ; znajdujemy wówczas, że rzeczywisty kąt odchylenia  $\varphi = \theta/2$ , liczba zaś neutronów wybiegających w kierunkach tworzących z kierunkiem pierwotnym kąt zawarty pomiędzy  $\varphi$  i  $\varphi + d\varphi$  jest równa

$$dN/N = 2 \sin \varphi \cos \varphi d\varphi = -d \cos^2 \varphi = -dE/E_0, \quad (2)$$

gdzie  $-dE$  jest to strata energii neutronu.

Sprawdzenie powyższego wzoru (2) było przedmiotem licznych doświadczeń. Doświadczenia polegają na tym, że bada się kątowy rozkład torów odskoku protonów w komorze *Wilsona* wypełnionej wodorem, w której biegną neutrony wychodzące ze źródła punktowego. Główna trudność wynika z tego, że niekiedy nie mamy pewności co do początkowej energii oraz początkowego kierunku ruchu neutronu; w istocie oprócz neutronów wysyłanych bezpośrednio przez źródło mamy do czynienia z licznymi neutronami rozproszonymi wskutek odbicia od ścian komory i innych przedmiotów, a zatem biegnących w kierunku, którego nie sposób oznaczyć. Inna trudność wynika z tego, że prawie wszystkie źródła wysyłają neutrony, których prędkość waha się w szerokich granicach. Nic przeto dziwnego, że pierwsze doświadczenia poświęcone temu zagadnieniu, wykonane przez różnych autorów, dawały wyniki sprzeczne. Jak się jednak wydaje, doświadczenia wykonane w ostatnich czasach przez *Dee* oraz przez *Krügera* i *Schoupa* rozstrzygnęły zagadnienie w zupełności. Ci autorzy używali neutronów izokinetycznych, powstających w reakcji  ${}^2\text{H} + {}^2\text{H} = {}^3\text{He} + {}^1\text{n}$  i potwierdzili słuszność wzoru (2).

Z wzoru (2) wynika, że średnia energia neutronu po zderzeniu jest równa  $E_0/2$ . W celu obliczenia następstwa wielu zderzeń kolejnych jest rzeczą użyteczną wziąć pod uwagę średni logarytm energii zamiast średniej energii; w istocie po każdym zderzeniu średni logarytm zmniejsza się o 1, a zatem po  $n$  zderzeniach zmniejsza się o  $n$ . Z tego wynika, że zwolnienie neutronów posiadających energię początkową  $5 \text{ Mev}$  aż do  $1 \text{ ev}$  następuje po liczbie zderzeń wynoszącej  $\ln(5 \cdot 10^6) = 15,4$ . Jeżeli

posługujemy się średnią energią zamiast średniego logarytmu energii, znajdujemy, że liczba zderzeń prowadząca do tej samej energii końcowej wynosi około 24. Tak czy inaczej widzimy, że zwolnienie następuje stosunkowo szybko, gdyż swobodna droga neutronów (w wodzie) jest krótka: mianowicie waha się tylko między 5 i 1 *cm* dla neutronów, których energia waha się pomiędzy 5 *Mew* i 1 *ew*, prędkość zaś zmienia się od  $3,2 \cdot 10^9$  *cm/sek* do  $1,4 \cdot 10^6$  *cm/sek*. Możemy przyjąć, że zwolnienie odbywa się w czasie rzędu  $10^{-6}$  *sek* i dokonywa się po przebyciu odległości rzędu 10 *cm*. Jest rzeczą oczywistą, że całkowita długość drogi neutronu jest wielokrotnie większa, gdyż ta droga jest to linia łamana, składająca się z bardzo wielu odcinków.

Zwolnienie «stateczne», tj. zamieniające neutrony o energii 1 *ew* na neutrony ciepłe wymaga znacznie dłuższego czasu. W istocie warunkiem stosowalności wzoru (2) jest, że proton musi być traktowany jako swobodny, tj. że można zaniedbać energię jego wiązania chemicznego wobec energii kinetycznej neutronu. Warunek ten przestaje być spełniony z chwilą, gdy obie energie stają się porównywalne. W granicznym przypadku neutronów bardzo małej energii proton zachowuje się tak, jak gdyby był sztywno związany z pozostałymi atomami drobin, do której należy (woda, parafina); rozprasza przeto neutrony tak, jakby to czynił ciężki atom, tj. nie zmienia prawie wcale prędkości. W przypadku pośrednim mamy do czynienia z pewną stratą energii wskutek wzbudzenia drgań protonów w drobinie, stosunek jednak tej straty do energii początkowej neutronu jest znacznie mniejszy niż w przypadku zderzenia prędkiego neutronu. W następstwie tego stanu rzeczy ostatnia faza zwolnienia wymaga stosunkowo znacznej liczby zderzeń i na ogół nie prowadzi do doskonałej równowagi cieplnej, charakteryzowanej jak wiadomo rozkładem prędkości, zgodnym z prawem *Maxwella*.

Natomiast jest rzeczą łatwą obliczyć rozkład energii powolnych neutronów powyżej 1 *ew*. Bierzemy pod uwagę przedział  $E, E + dE$  i piszemy, że liczba neutronów znikających z tego przedziału wskutek zderzeń oraz wskutek tworzenia deuteronów jest równa liczbie neutronów przenikających do wymienionego przedziału wskutek zderzeń neutronów, których energia przewyższa  $E$ . Posługując się wzorem (2) znajdujemy, że koncentracja neutronów należących do wymienionego przedziału jest dana przez wzór

$$N(E) dv = 2Qlv dv / (v + l/\tau)^3,$$

gdzie  $Q$  jest to liczba zderzeń pierwotnych neutronów w jednostce czasu i objętości,  $l$  — średnia swobodna droga oraz  $\tau$  — średni czas życia neutronów o prędkości  $v$ . Wyras  $l/\tau$  może być na ogół zaniedbany z wyjątkiem przypadku, gdy neutrony są bardzo powolne, w tym przypadku jednak wzór (2) nie może być stosowany. Znajdujemy przeto, że koncentracja jest odwrotnie proporcjonalna do kwadratu prędkości. Z tego wynika, że neutrony, których energia jest najmniejsza, znajdują się

w znacznie większej ilości niż wszystkie pozostałe. W największej ilości są reprezentowane, rzecz prosta, neutrony ciepłe. Porównajmy np. koncentrację  $\rho_0$  neutronów ciepłych oraz koncentrację  $\rho$  neutronów o energii zawartej pomiędzy 2 i 200 *ew*.

$$\text{Mamy } \rho = 2Ql \int_{v_1}^{v_2} dv/v^2 = 2Ql (1/v_1 - 1/v_2),$$

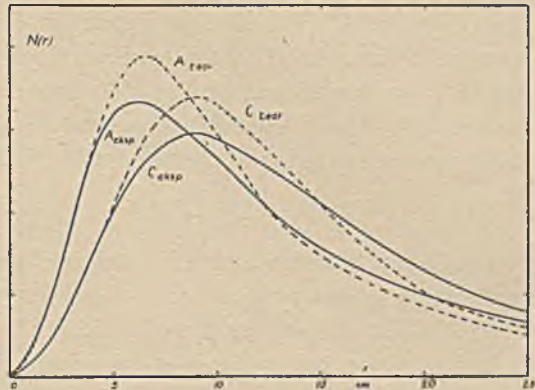
gdzie  $v_1, v_2$  są to prędkości odpowiadające granicom rozpatrywanego przedziału energii. Mamy  $v_1 = \sqrt{2E_1/m} = \sqrt{4 \times 1,59 \cdot 10^{-12} \times 6,03 \cdot 10^{23}} = 1,96 \cdot 10^6$  *cm/sek*, oraz  $v_2 = 1,95 \cdot 10^7$  *cm/sek*; zakładając przeto, że długość swobodnej drogi neutronów «dosyć powolnych»  $l = 1$  *cm*, otrzymujemy  $\rho \Big|_{2 \text{ ew}}^{200 \text{ ew}} = Q \times 9,2 \cdot 10^{-7}$ .

Z drugiej zaś strony mamy  $\rho_0 = Q\tau = Q \times 1,8 \times 10^{-4}$ .

Liczba neutronów należących do badanego przedziału jest przeto około 200 razy mniejsza od liczby neutronów ciepłych. Należy jednak wziąć pod uwagę, że w przypadku, gdy chodzi o porównanie wydajności neutronów należących do określonych grup neutronowych, o przebiegu zjawisk decyduje nie tyle koncentracja, ile natężenie, tj. iloczyn koncentracji przez prędkość. Ta okoliczność poprawia nieco stosunki na korzyść neutronów, których energia jest większa od energii neutronów ciepłych. Inne interesujące zagadnienie dotyczy odległości od źródła, którą neutrony muszą przebiec, aby dana grupa neutronów wykształciła się w zupełności. W istocie, jak to zaznaczaliśmy poprzednio, średnia liczba zderzeń potrzebna do tego, aby została osiągnięta dana energia końcowa, jest tym większa, im ta energia jest mniejsza; neutron zaś odala się od źródła tym bardziej, im liczba zderzeń jest większa.

Obliczenia tego rodzaju zostały wykonane przez *Fermiego*. Rzecz prosta, wymieniona odległość jest to pewna wielkość średnia, gdyż zjawisko przebiega zgodnie z prawami statystycznymi i neutrony w danej grupie znajdujemy nie tylko w odległości średniej lub poza nią, lecz również w każdym innym miejscu. Przy pomocy niektórych założeń upraszczających *Fermi* zdołał obliczyć przestrzenny rozkład neutronów o danej określonej energii *E*. Rozkład ten charakteryzuje się przede wszystkim współczynnikiem proporcjonalnym do  $1/r^2$ , który spotykamy we wszystkich zjawiskach o charakterze promieniowania. W celu wyrugowania tego współczynnika mnożymy wszystkie wyliczone koncentracje przez  $r^2$ , tj. obrachowujemy liczbę *P* neutronów zawartą w warstwie kulistej stałej grubości, w zależności od promienia tej warstwy. Rys. 8 przedstawia rozkład neutronów ciepłych (*C*), oraz neutronów o energii 3 *ew* (*A*) według *Bethego* (krzywe kreskowane) oraz według doświadczeń *Amaldiego* i *Fermiego* (krzywe pełne); jak widzimy, zgodność między teorią i doświadczeniem jest wystarczająca. Wszyst-

kie krzywe posiadają początkową rzędną równą 0, co wynika z mnożenia wszystkich wartości przez  $r^2$ , następnie jednak wykazują szybki wzrost, świadczący o stopniowym wykształcaniu się grupy. Po osiągnięciu maximum  $P$  zmniejsza się według prawa wykładniczego charakteryzującego absorpcję pierwotnego promieniowania neutronowego. Odległość odpowiadająca największej wartości  $P$  jest większa w przypadku neutronów ciepłych niż neutronów o energii 3 eV; jest to rzeczą zrozumiałą, gdyż w pierwszym przypadku potrzebna jest większa liczba zderzeń do osiągnięcia tego maximum.



Rys. 8.

4. *Własności gazu neutronowego.* Te własności są zupełnie oznaczone, jeżeli znamy swobodną drogę neutronu  $l$  i średni czas życia neutronu  $\tau$ . Za pomocą nader pomysłowych doświadczeń *Fermi* i *Amaldi* zdołali oznaczyć doświadczalnie obie wymienione wielkości.

Rolę zbiornika gazu neutronowego odgrywa wielki blok parafinowy, np. o średnicy 20 cm i wysokości 20 cm. Źródło neutronów znajduje się w osi cylindra, na głębokości kilku cm poniżej górnej powierzchni. W celu oznaczenia liczby neutronów wychodzących z bloku oraz przebiegających wewnątrz parafiny posługujemy się receptorami w postaci płaskich płytek, uzyskującymi promieniotwórczość pod działaniem neutronów, oraz absorbentami, również w postaci płaskich płytek. Jak to już zaznaczaliśmy poprzednio, w zbiorniku znajdują się neutrony posiadające wszelkie możliwe prędkości. Jest jednak rzeczą możliwą badać oddzielnie neutrony ciepłe. Możliwość ta wynika stąd, że neutrony ciepłe są bardzo silnie pochłaniane przez niektóre pierwiastki, np. przez kadm, który całkowicie absorbuje te neutrony nawet wówczas, gdy grubość ekranu kadmowego wynosi tylko 0,5 mm. Wszystkie liczby dotyczące neutronów ciepłych otrzymujemy w ten sposób, że badamy osobno efekty dawane przez neutrony przepuszczone przez kadm oraz w nieobecności kadmu, i tworzymy różnicę tych efektów.

*Średnia droga dyfuzji. Absorpcja neutronów ciepłych.* Bezładne ruchy neutronów ciepłych mogą być rozpatrywane jako ruchy dyfuzyjne, gdyż neutron znajdujący się w stanie «ciepłym» pozostaje w tym stanie pomimo zderzeń z drobinami dopóty, dopóki nie zostanie schwytyany przez proton. Ta uwaga nie stosuje się do neutronów należących do określonej grupy energetycznej, ponieważ w tym przypadku każde zderzenie przenosi neutron do grupy o mniejszej wartości



energii. Średni czas wędrówki «dyfuzyjnej» neutronu ciepłego jest to wymieniony poprzednio średni czas życia; w ciągu tego czasu neutron doznaje liczby  $N$  zderzeń, danej przez wzór  $Nl/v = \tau$ , gdzie  $l$  jest to droga swobodna,  $v$  — średnia prędkość (arytmetyczna) ruchu ciepłego. Możemy określić średni kwadrat drogi «dyfuzyjnej»,  $L^2$ , jako średni kwadrat rzutu na dowolny kierunek drogi przebytej przez neutron od chwili powstania neutronu ciepłego, aż do chwili jego schwytania przez proton. Jest to wielkość do pewnego stopnia analogiczna do średniego kwadratu przesunięcia cząsteczki koloidalnej w ruchach *Browna*. Mamy

$$L^2 = D\tau = l^2 N/3 = lv\tau/3; \quad l/L = (3/N)^{1/2},$$

gdzie  $D$  jest to współczynnik dyfuzji gazu neutronowego. Wielkość  $l/L$  może być rozpatrywana jako współczynnik absorpcji neutronów ciepłych. W istocie wyobraźmy sobie, że w płaszczyźnie położonej na głębokości  $x$  poniżej górnej powierzchni bloku pojawia się  $p$  neutronów ciepłych. Te neutrony dyfundują we wszystkich możliwych kierunkach i w szczególności w kierunku prostym do płaszczyzny, w stronę zwróconą na zewnątrz bloku. Spośród tych neutronów tylko część dobiega do zewnętrznej powierzchni, mianowicie neutrony, które podczas dyfuzji nie zostały schwytane przez protony. Jeżeli  $L$  jest to średnia droga dyfuzyjna, liczba neutronów, które uniknęły schwytania, jest dana przez wzór  $pe^{-x/L}$ , a zatem przez funkcję charakteryzującą zjawisko absorpcji.

W celu oznaczenia  $L$  umieszczamy na górnej powierzchni detektor neutronów i mierzymy jego aktywność; następnie powtarzamy pomiary umieszczając wewnątrz bloku na różnych głębokościach  $x$  płytkę kadmową, pochłaniającą neutrony ciepłe. Załóżmy najpierw, że gęstość neutronów wewnątrz parafiny jest stała. W tym przypadku liczba neutronów  $p$  usuniętych przez absorbent jest niezależna od głębokości  $x$  wszelako liczba neutronów padających na receptor *nie zmniejsza się o  $p$* , gdyż spośród  $p$  neutronów, które biegły w kierunku receptora, tylko część, mianowicie  $pe^{-x/L}$  zdolalaby osiągnąć cel: zmniejszenie aktywności jest przeto proporcjonalne nie do  $p$ , lecz do  $pe^{-x/L}$ . W zasadzie zatem, badając to zmniejszenie w zależności od  $x$ , otrzymujemy wartość  $L$ . W rzeczywistości sprawa jest nieco bardziej skomplikowana, gdyż koncentracja neutronów, a zatem również  $p$ , nie jest to wielkość stała; zmianę tej wielkości wraz z głębokością wyznaczamy umieszczając receptory również wewnątrz bloku na różnych głębokościach. Doświadczenia tego rodzaju wykonane przez *Amaldiego* i *Fermiego* dały  $L = 2,1 \text{ cm}$ .

Jest również rzeczą możliwą oznaczyć osobno  $l$  i  $N$ . W celu oznaczenia pierwszej z tych wielkości umieszczamy receptor małych rozmiarów w odległości  $D$  od «punktowego» źródła neutronów ciepłych i na drodze wiązki umieszczamy ciało rozpraszające, w postaci cienkiej płytki parafinowej. (Źródło w przybliżeniu punktowe otrzymujemy przykrywając blok parafinowy płytką kadmową z małym otworkiem). Niech

będzie  $d$  grubość płytki parafinowej,  $p$  — liczba neutronów padających na płytkę,  $l$  — długość średniej drogi swobodnej w parafinie. Wskutek zderzeń w parafinie liczba  $p$  ( $1 - e^{-d/l}$ ) ulegnie rozproszeniu i nie osiągnie detektora, jeżeli jego rozmiary są małe, odległość zaś  $D$  dostatecznie wielka.

W przypadku cienkiej płytki możemy zastąpić funkcję wykładniczą dwoma pierwszymi wyrazami jej rozwinięcia i znajdujemy, że aktywność receptora zmniejsza się o wielkość proporcjonalną w pierwszym przybliżeniu do  $d/l$ . W ten sposób *Amaldi i Fermi* znaleźli  $d = 0,3$  cm.

Pomiar  $N$  jest nieco bardziej skomplikowany; ograniczymy się przeto do opisanja metody w najogólniejszych zarysach. Jeżeli wewnątrz bloku neutrony posiadają koncentrację  $\rho$ , efekt zmierzony za pomocą receptora jest proporcjonalny do «prądu neutronowego», tj. do  $\rho v$ . Natężenie tego prądu nie jest stałe wewnątrz bloku, lecz zmniejsza się stopniowo w miarę zbliżania się do górnej powierzchni bloku. W istocie, zgodnie z prawami dyfuzji natężenie prądu wynosi  $-Dd\rho/dx$ , z czego wynika, że  $\rho$  wzrasta wraz z  $x$ . Równanie zjawiska dyfuzji w stanie stacycznym jest następujące

$$Q = \rho/\tau - D\Delta\rho = (\rho - L^2\Delta\rho)/\tau.$$

Równanie to wyraża, że zachodzi stan równowagi pomiędzy powstawaniem neutronów ciepłych ( $Q$ ), przybywaniem neutronów wskutek dyfuzji ( $D\Delta\rho$ ) oraz zanikaniem neutronów wskutek łączenia się z protonami ( $\rho/\tau$ ). Rozpatrując zagadnienie jako jednowymiarowe otrzymujemy rozwiązanie postaci:

$$\rho = Q\tau(1 - e^{-x/L}) + ae^{-x/L}.$$

Współczynnik  $a$  jest to gęstość neutronów w płaszczyźnie  $x = 0$ . ( $-Q\tau + a$ )  $D/L = -QL + aL/\tau$  jest to prąd neutronowy na powierzchni wyjściowej (znak ujemny oznacza, że prąd jest skierowany na zewnątrz bloku). Z drugiej strony na dostatecznej głębokości mamy  $\rho = Q\tau$ ; prąd neutronowy wynosi zatem  $Q\tau v$ . Zaniedbując w pierwszym przybliżeniu  $a$ , otrzymujemy jako stosunek  $R$  prądów neutronowych (mierzonych jako wielkość aktywacji) wewnątrz i zewnątrz bloku  $R = \tau v/L = Nv/L = (3\Lambda)^{1/2}$  (p. str. 508). Dokładniejszy rachunek, w którym bierzemy pod uwagę okoliczność, iż w płaszczyźnie  $x = 0$  gęstość jest różna od zera i że neutrony padają na detektor oraz na absorbent z różnymi pochyleniami, daje stosunek  $R$  nieco inny, mianowicie  $N^{1/2}$ . Jest rzeczą godną uwagi, że można na podstawie takich prostych doświadczeń oznaczyć liczbę zderzeń poprzedzających schwytanie neutronu przez proton. *Amaldi i Fermi* znaleźli, że  $R = 11$  i stąd  $N = 121$ .

Znajomość  $l$ ,  $L$  i  $N$  pozwala sprawdzić wzór wyrażający zależność między tymi wielkościami. Otrzymujemy  $L^2 = l^2 N/3 = (0,3)^2 \cdot 121/3 = 3,63$ , co daje  $L = 1,9$  cm, natomiast wartość doświadczalna wynosi 2,1 cm; zgodność jest zatem zadowalająca. Wreszcie zaznaczymy, że na podstawie znajomości  $L$  możemy obliczyć średni czas życia  $\tau$ . W istocie  $L = (D\tau)^{1/2} = (lv\tau/3)^{1/2}$ . Kładąc  $v = (8 kT/\pi m)^{1/2} = 2,48 \cdot 10^5$ , tj.  $T = 293^0$

znajdujemy  $4,41 = 2,48 \cdot 10^4 \tau$ ;  $\tau = 1,78 \cdot 10^{-4}$  sek — jest to wartość, którą posługiwaliśmy się poprzednio. Dokładna znajomość tej stałej posiada wielkie znaczenie dla teorii budowy deuteronu oraz sił działających pomiędzy protonem i neutronem.

Za pomocą analogicznych metod możemy badać własności powolnych neutronów, należących do grup w przybliżeniu izokinetycznych. Możliwość wydzielania i badania grup tego rodzaju wynika z istnienia selektywnej absorpcji neutronów. Zanim jednak zajmiemy się tą sprawą, musimy zaznajomić się w ogólnych zarysach z jądrowymi reakcjami neutronów.

### 5. Reakcje neutronów.

a) Uwagi ogólne. Jak to zaznaczaliśmy poprzednio, dla badania neutronów posługujemy się prawie zawsze promieniotwórczością wzbudzoną działaniem neutronów w różnych pierwiastkach. Rozpoznanie chemicznej natury utworzonego radiopierwiastka pozwala w wielu przypadkach scharakteryzować jednoznacznie rodzaj reakcji, w której ten pierwiastek został utworzony. Oznaczmy przez  $Z$  i  $Z'$  liczby atomowe pierwiastka naświetlonego oraz powstającego radiopierwiastka. Jeżeli  $Z - Z' = 1$ , reakcja musi polegać na emisji protonu (emisja deuteronu jest zjawiskiem bardzo mało prawdopodobnym i nie została dotąd nigdy zaobserwowana). Jeżeli  $Z - Z' = 2$ , to mamy do czynienia z emisją cząstki  $\alpha$ . Przypadek  $Z = Z'$  jest bardziej skomplikowany, gdyż reakcja może polegać bądź na schwytaniu neutronu ( $n, \gamma$ ), bądź na emisji dwóch neutronów ( $n, 2n$ )<sup>1)</sup>; rozróżnienie tych możliwości wymaga uwzględnienia różnych okoliczności, w których powstaje dany radiopierwiastek (rzęd wielkości energii neutronów, izotopowy skład naświetlonego pierwiastka oraz pierwiastków sąsiednich, porównanie transmutacji wywołanych przez pociski innego rodzaju). Pomiar aktywności pozwala wyznaczyć bezpośrednio wydajność reakcji. Możemy zmieniać tę wydajność przepuszczając neutrony przez różne ciała, które zależnie od położenia działają bądź jako absorbenty, bądź jako ekrany rozpraszające; w ten sposób zdobywamy wiadomości dotyczące pochłaniania i rozpraszania neutronów wywołujących daną aktywację. W doświadczeniach tego rodzaju radiopierwiastek odgrywa rolę wskaźnika reakcyj jądrowych zachodzących w ciałach, które modyfikują promieniowanie neutronowe. Jest to metoda bardzo cenna, zwłaszcza w przypadku, gdy mamy do czynienia z ciałami, które pod działaniem neutronów nie uzyskują promieniotwórczości; w innych przypadkach metoda dostarcza wiadomości uzupełniających wyniki otrzymane na podstawie badania aktywności.

Znamy obecnie z pewnością 5 typów reakcyj neutronowych ( $n, p$ ), ( $n, \alpha$ ), ( $n, \gamma$ ), ( $n, 2n$ ), ( $n, n$ ); ten ostatni symbol oznacza rozproszenie

<sup>1)</sup> Według najnowszych doświadczeń może zachodzić jeszcze inny rodzaj reakcji «izotopowej», mianowicie powstawanie jądra «izomerycznego» (por. rozdz. IV, C).

sprężyste, lub niesprężyste. Ponadto jest rzeczą prawdopodobną, że istnieje szósty rodzaj ( $n, 3n$ )<sup>1)</sup>. Reakcje ( $n, p$ ) i ( $n, \alpha$ ) są najczęściej endoergiczne; jeżeli zaś wydzielają energię, to zazwyczaj w bardzo małej ilości; ponadto naładowana cząstka może opuścić jądro tylko w tym przypadku, gdy posiada dostateczną energię kinetyczną, aby przejść przez barierę potencjału. Z tego powodu reakcje tego typu mogą być spowodowane tylko przez prędkie neutrony i zachodzą ze szczególną łatwością w lekkich pierwiastkach, których bariera potencjału posiada niewielką wysokość. Reakcja ( $n, 2n$ ) jest zawsze wybitnie endoergiczna, co pozostaje w związku z wielkim nadmiarem masy neutronu; otrzymujemy ją również tylko za pomocą neutronów o wielkiej energii; natomiast wysokość bariery potencjału nie odgrywa w tym przypadku żadnej roli, ponieważ wysyłana cząstka nie jest naładowana. Co się tyczy reakcji ( $n, n$ ), to neutrony powolne, których energia nie wystarcza do wzbudzenia poziomów rozpraszającego jądra, mogą doznawać tylko rozproszenia sprężystego; prędkie neutrony mogą być rozpraszane zarówno sprężysto jak i niesprężysto. Wreszcie reakcja ( $n, \gamma$ ), tj. schwytywanie neutronu z jednoczesną emisją protonu  $\gamma$  oraz przemianą danego izotopu na cięższy izotop tego samego pierwiastka, zachodzi na ogół z tym większą łatwością, im energia neutronów jest mniejsza. Badania poświęcone tej reakcji odegrały bardzo wielką rolę w rozwoju poglądów na przebieg reakcyj jądrowych.

a) Reakcja ( $n, \gamma$ ). Absorpcja selektywna. Na ogół dany pierwiastek (lub raczej izotop) może ulegać jednocześnie przemianom wynikającym ze wszystkich wymienionych reakcyj. Wszelako w przypadku lekkich jąder przeważają reakcje ( $n, \alpha$ ) i ( $n, p$ ), gdy tymczasem pierwiastki o większym ciężarze atomowym dają z większą łatwością reakcję ( $n, \gamma$ ). W tym przypadku zachodzą dwie możliwości. Jeżeli pierwiastek naświetlony jest nieparzysty, np. srebro posiadające izotopy 107 i 109, to w następstwie reakcji ( $n, \gamma$ ) powstają izotopy  $^{108}\text{Ag}$  i  $^{110}\text{Ag}$ , z konieczności nietrwałe (nieparzystej liczbie atomowej nie może odpowiadać parzysty ciężar atomowy), a zatem promieniotwórcze. Natomiast pierwiastki parzyste, np. kadm, posiadające wielką liczbę izotopów, których ciężary atomowe różnią się o 1, mogą chwytać neutrony nie uzyskując promieniotwórczości, gdyż z jednego izotopu trwałego może powstać cięższy izotop, również trwały. Badanie aktywacji typu ( $n, \gamma$ ) pierwiastków nieparzystych, np. *V, Mn, Br, Rh, Ag, J* itd., doprowadziło *Fermiego* do odkrycia pierwszorzędnego znaczenia, dotyczącego działania bardzo powolnych neutronów.

Rozpatrzmy w sposób nieco bardziej szczegółowy przypadek *Ag*. Radioizotopy  $^{108}\text{Ag}$  i  $^{110}\text{Ag}$ , o których była mowa poprzednio, posia-

<sup>1)</sup> W tej klasyfikacji pomijamy zjawisko podziału ciężkich jąder uranu i toru (p. rozdz. IV, D).

dają okresy 2,3 *min* i 22 *sek* i drogą emisji promieni  $\beta$  zamieniają się w trwałe izotopy  $^{108}\text{Cd}$  i  $^{110}\text{Cd}$ <sup>1)</sup>). Dla przykładu podamy, że płytką srebrną o rozmiarach  $2 \times 2\text{cm}$ , naświetlana w ciągu 5 *min* neutronami ze źródła  $\text{Ra} + \text{Be}$  (100 *mc*) w odległości ok. 3 *cm* od źródła, umieszczona natychmiast po ekspozycji tuż obok cienkościennego licznika *Geigera-Müllera* daje początkowo ok. 20 impulsów na *min*. Jeżeli pomiędzy źródłem i receptorem umieszczamy płytkę parafinową, liczba ta wzrasta wraz z grubością najpierw powoli, a później bardzo prędko. Np. aktywność podwaja się przy użyciu płytki o grubości 1 *cm* i wzrasta 10-krotnie, jeżeli grubość parafiny wynosi 3 *cm*. Ten wzrost aktywności jest znacznie większy w przypadku, gdy posługujemy się «źródłem powolnych neutronów», tj. umieszczamy preparat  $\text{Ra} + \text{Be}$  wewnątrz bloku parafinowego, jak to było objaśnione poprzednio. Płytką  $\text{Ag}$  położona na bloku uzyskuje promieniotwórczość 40 razy większą niż «normalnie», tj. w tej samej odległości, lecz bez parafiny. Wreszcie umieszczając płytkę «w gazie neutronowym», tj. po prostu przykrywając ją innym blokiem parafiny, otrzymujemy współczynnik wzrostu rzędu 200. Maksymalna wartość tego współczynnika jest to wielkość charakterystyczna dla naświetlonego pierwiastka (lub, mówiąc dokładniej, dla izotopu, z którego powstaje radiopierwiastek o danym okresie). Ponieważ powiększenie objętości parafiny prowadzi do zwiększenia liczby powolnych neutronów, przeto na podstawie tych doświadczeń, możemy wyciągnąć wniosek, że neutrony powolne wywołują reakcję ( $n, \gamma$ ) ze znacznie większą łatwością niż neutrony prędkie. W jednym z późniejszych ustępów zajmiemy się teoretycznym uzasadnieniem tej różnicy działania; obecnie zajmiemy się zagadnieniem związku pomiędzy wydajnością reakcji ( $n, \gamma$ ) i prędkością neutronów.

W celu badania tego związku osłaniamy receptor od źródła różnymi ciałami odgrywającymi rolę absorbentów. Stwierdzamy, że istnieją pierwiastki pochłaniające bardzo silnie neutrony, które powodują badaną aktywację. Niektóre spośród tych absorbentów działają w sposób mniej więcej jednakowy na wszystkie aktywowane pierwiastki. Krzywe absorpcji otrzymane drogą zwiększania grubości absorbenta wykazują, że czynne promieniowanie zawiera co najmniej dwa składniki, z których jeden jest pochłaniany według prawa wykładniczego (w rzeczywistości analiza krzywej daje pewne odchylenie od prawa wykładniczego, które tłumaczymy tym, że neutrony padające na absorbent są pochłaniane tym silniej, im pochylenie jest większe), drugi zaś jest pochłaniany przez absorbent w bardzo nieznacznym stopniu. Pochłanianie pierwszego składnika w niektórych pierwiastkach odznacza się bardzo wielkim współczynnikiem absorpcji, jak to widać na następującej tablicy.

<sup>1)</sup> Sztuczna promieniotwórczość będzie rozpatrywana w rozdziale IV. Niektóre fakty podane w tym ustępie są konieczne dla zrozumienia okoliczności zachodzących w absorpcji neutronów.

TABLICA I

Pierwiastek	Współczynnik absorpcji $\mu$ $cm^2/g$	Przekrój czynny $\sigma = \mu \cdot A/N$ $cm^2$
Lit. . . . .	6,3	$72 \cdot 10^{-24}$
Bor . . . . .	35	620
Kadm. . . . .	13,9	2600
Gadolin . . . . .	116	30000
Samar. . . . .	16,2	4300
Rtęć . . . . .	1,33	440

Jak to już zaznaczyliśmy poprzednio, kadm pochłania neutrony ciepłne i wywiera bardzo małe działanie na inne neutrony. Ta uwaga stosuje się również do niektórych innych absorbentów, np. do gadolinu, samaru, rtęci; ponieważ jednak kadm został najlepiej zbadany, przeto zajmujemy się tylko absorpcją w kadmie. Przykrywając kadmem srebro lub inne ciała ulegające reakcji ( $n, \gamma$ ) stwierdzamy, że aktywność otrzymana za pomocą powolnych neutronów wybitnie się zmniejsza (np. dwukrotnie w przypadku *Ag* i czterokrotnie w przypadku *Rh*). Fakt ten dowodzi, że neutrony ciepłne wytwarzają znaczną część obserwowanej aktywności. Badanie aktywności pozostałej, tj. pochodzącej od neutronów przefiltrowanych przez kadm, ujawniło fakt wielkiego znaczenia. Mianowicie stwierdzono (*Moon i Tillmann, Chalmers i Szilard, Fermi i Amaldi*), że działanie pochodzące od tych neutronów zmniejsza się w bardzo znacznym stopniu, jeżeli użyjemy absorbenta z tego samego materiału, co detektor. Innymi słowy, mamy do czynienia z selektywną absorpcją neutronów. Tak np. płytka *Ag* o grubości 0,05 mm, użyta jako drugi absorbent (po uprzedniej absorpcji neutronów ciepłych w kadmie), zmniejsza dwukrotnie pozostałą aktywność cienkiego receptora srebrnego, gdy tymczasem nawet gruby ekran z innego materiału nie wywiera na ogół żadnego działania. Selektywność absorpcji dotyczy nie tylko natury absorbenta, lecz również rodzaju promieniotwórczości; np. w wymienionym przykładzie zmniejsza się wydatnie tylko promieniotwórczość o okresie 23 sek. Zupełnie podobne zjawiska zostały zauważone w przypadku innych pierwiastków, np. *J, Rh, Br, Au* itd.

W celu interpretacji tych zjawisk zakładamy, że każdemu z tych pierwiastków odpowiada jedna grupa lub kilka grup neutronów w przybliżeniu izokinetycznych, bardzo silnie absorbowanych w danym pierwiastku. Mechanizm tej absorpcji polega po prostu na schwytaniu neutronów, czemu towarzyszy, jak wiemy, powstawanie radioizotopu. Jeżeli mamy do czynienia z tylko jedną grupą, absorpcja tej grupy w badanym pierwiastku powinna charakteryzować się prostym prawem wykładniczym, a zatem istnieniem określonego współczynnika absorpcji. W rze-

czywistości absorpcja ma charakter wykładniczy tylko w przypadku, gdy warstwa absorbenta jest bardzo cienka, wiązka zaś równoległa; ograniczając się jednak do cienkich warstw możemy oznaczyć współczynnik absorpcji z dosyć wielką dokładnością. W przypadku kilku grup jest rzeczą konieczną rozłożyć krzywą absorpcji drogą analizy matematycznej na kilka składników, co jest możliwe tylko wtedy, kiedy współczynniki absorpcji nie są zbyt zbliżone do siebie. Na poniższej tablicy są podane wartości współczynników selektywnej absorpcji niektórych pierwiastków (ze wskazaniem odpowiednich okresów).

TABLICA II

Pierwiastek	Okres	$\mu$ $cm^2/g$	$\sigma = \mu A/N$
Srebro . . . . .	22''	39,3	$14000 \cdot 10^{-24}$
Rod . . . . .	44''	35	6000
Iryd . . . . .	19,2 g	1,9	600
Złoto . . . . .	2,7 d	7,7	2500

Interpretację grup utrudnia okoliczność, że nie posiadamy na ogół metod pozwalających zmierzyć bezpośrednio prędkość neutronów. Prędkość tę zdołano zmierzyć tylko w kilku przypadkach, a m. i. w przypadku absorpcji neutronów ciepłych w kadmie. Użyta metoda jest podobna do metody zastosowanej przez *Laporte'a* w badaniu ruchliwości jonów gazowych (Promieniotwórczość, str. 21). Dwa równoległe krążki umieszczone w odległości  $l$  od siebie obracają się dookoła tej samej osi. Na krążkach są umieszczone wycinki z blachy kadmowej, przedzielone wycinkami pustymi mniej więcej tej samej wielkości. Neutrony przechodzące przez «okna», tj. puste wycinki pierwszego krążka w kierunku równoległym do osi<sup>1)</sup>, ulegają pochłonięciu przez pełne wycinki drugiego krążka, jeżeli te ostatnie obrócają się w ciągu czasu, w którym neutrony przebiegają odległość  $l$ , o kąt  $\theta = 2\pi n l / v = \pi / m$ , gdzie  $n$  jest to liczba obrotów w sekundzie,  $v$  — prędkość neutronów,  $m$  — liczba pełnych sektorów. Kładąc  $n = 50$ ,  $l = 50$ ,  $v = 2,5 \cdot 10^5$  znajdujemy  $\theta = 6,25 \cdot 10^{-2} \sim 3,5^\circ$ .

Zastosowanie metody wymaga przeto użycia bardzo wąskich wycinków i w bardzo znacznej liczbie. Za pomocą tej metody zdołano przekonać się, że neutrony pochłaniane przez kadm posiadają prędkości «cieplne», których rozkład nie różni się zbyt od rozkładu zgodnego z prawem *Maxwella*.

<sup>1)</sup> W celu utworzenia wiązki neutronów równoległej do osi posługujemy się krążkiem nieruchomym, umieszczonym między źródłem i pierwszym, krążkiem ruchomym i posiadającym takie same wycinki.

Opisana metoda nie nadaje się do mierzenia prędkości grup absorbowanych selektywnie, gdyż te prędkości są wielokrotnie większe od prędkości neutronów cieplnych. Prędkości te zdołano jednak oznaczyć pośrednio w inny sposób. W odróżnieniu od kadmu bor i lit pochłaniają nie tylko neutrony ciepłe, lecz również neutrony powolne w ogólnym znaczeniu tego słowa, tj. neutrony, których energia waha się od 0 do kilkuset  $e\text{v}$ . Jak wynika z rozważań teoretycznych, współczynniki absorpcji neutronów określonej prędkości w borze lub w litie są odwrotnie proporcjonalne do prędkości. Te wnioski teoretyczne zostały potwierdzone doświadczalnie. Doświadczenie polegało na tym, że neutrony ciepłe padały na warstwę boru złożoną na brzegach krążka obracającego się z wielką prędkością, tak iż prędkość liniowa ekranu była tego samego rzędu wielkości, co prędkości ciepłe. Odwracając kierunek obrotu krążka zmieniano w znacznym stopniu prędkość neutronów odniesioną do jąder boru, tj. prędkość względną, a zatem ten właśnie czynnik, od którego zależy wartość współczynnika absorpcji. Jest rzeczą jasną, że doświadczenie tego rodzaju może dotyczyć tylko bardzo wąskiego przedziału prędkości. Niemniej jednak prowadzi ono do wniosku, że absorpcja jest istotnie odwrotnie proporcjonalna do prędkości; możemy z dużym stopniem prawdopodobieństwa przyjąć, że to prawo stosuje się w znacznie większym przedziale, np. aż do 1000 elektronowoltów. Tę własność boru zastosowano do badania selektywnej absorpcji w następujący sposób. Najpierw usuwa się neutrony ciepłe za pomocą ekranu kadmowego, następnie zaś bada się absorpcję pozostałych neutronów w borze. Jeżeli istnieje tylko jedna grupa, to absorpcja ma charakter wykładniczy (w idealizowanym przypadku wiązki równoległej, w rzeczywistości jednak, jak to było zaznaczone, krzywa posiada przebieg różny od wykładniczego) i można oznaczyć wartość współczynnika absorpcji. Fakt ten dowodzi, że grupa «selektywna» składa się z neutronów, których prędkości są w przybliżeniu jednakowe. W celu obliczenia prędkości konieczna jest znajomość współczynnika absorpcji neutronów cieplnych w borze. Zagadnienie jest dosyć skomplikowane wskutek istnienia Maxwellowskiego rozkładu prędkości neutronów cieplnych. Rachunek wykazuje, że współczynnik absorpcji jest zależny od grubości boru; możemy jednak na podstawie danych doświadczalnych obliczyć wartość współczynnika absorpcji odpowiadającą jakiejś określonej energii wybranej z przedziału energii cieplnych, np. energii  $kT$ . Niech będzie  $A_T$  wartość współczynnika absorpcji tych neutronów,  $A_S$  — współczynnik absorpcji neutronów należących do badanej grupy selektywnej,  $E_S$  energia neutronów tej grupy. Mamy:  $E_S = kT(A_T/A_S)^2 = 0,0257 \cdot (28,7/A_S)^2 e\text{v}$ , jeżeli współczynniki absorpcji są wyrażone w  $\text{cm}^2/\text{g}$ .

Następująca tablica zawiera niektóre wartości energii grup absorpcji selektywnej w różnych pierwiastkach lub w oddzielnych izotopach.



TABLICA III

Pierwiastek	Okres	$E_S$ (ew)
Rod . . . . .	44''	1,3
„ . . . . .	3,9'	1,1
Srebro . . . . .	22''	3,0
„ . . . . .	„	5,5 (druga grupa)
Mangan. . . . .	150'	60
Brom . . . . .	18'	100
Złoto . . . . .	2,7 d	3,0

Jest rzeczą użyteczną wyrażać współczynniki absorpcji jako *przekroje czynne*, czyli współczynniki absorpcji odniesione do jednego atomu. Znaczenie fizyczne tej wielkości posiadającej wymiary pola jest następujące. Istnieje pewne pole związane z danym jądrem, określone warunkiem, że neutron, który pada wewnątrz tego pola, ulega pochłonięciu. Jak to wynika z tablicy II, absorpcja różnych grup w niektórych pierwiastkach jest bardzo wielka, niekiedy nawet większa niż absorpcja promieni  $\alpha$ . Ten fakt może wydawać się zadziwiający, zwłaszcza jeżeli zważymy, że neutron został odkryty na podstawie wprost przeciwnej własności, mianowicie na podstawie bardzo wielkiej przenikliwości. Ten kontrast uderza w jeszcze większym stopniu, jeżeli posługujemy się pojęciem przekroju czynnego. W istocie przekrój czynny prędkiego neutronu jest rzędu wielkości  $10^{-24} \text{ cm}^2$ , tj. rzędu wielkości przekroju samego jądra; natomiast czynne przekroje w absorpcji powolnych neutronów są wielokrotnie większe, np. czynny przekrój kadmu względem ciepłych neutronów wynosi  $2,6 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2$ , co znaczy, że neutron może być schwytany nawet wtedy, gdy przebiega w odległości od jądra 50 razy większej od jego promienia. Niemniej uderzający jest fakt istnienia selektywnej absorpcji neutronu, ponieważ zjawiska tego rodzaju charakteryzują zazwyczaj promienie falowe, nie zaś korpuskularne. Wszystkie te fakty, niezrozumiałe z punktu widzenia teorii klasycznych, znalazły zupełnie zadowalające wytłumaczenie w mechanice kwantowej. Można by powiedzieć, że badanie powolnych neutronów dostarczyło nowych i wysoce przekonujących dowodów słuszności falowej teorii materii. W istocie długość fali *de Broglie'a* przynależnej neutronowi o energii  $E$  ew jest dana przez wzór

$$\lambda = 8 \cdot 10^5 h / \sqrt{2mE} = 8 \cdot 10^5 \cdot 6,55 \cdot 10^{-27} \cdot 5,5 \cdot 10^{11} / \sqrt{E} = 2,85 \cdot 10^{-9} / \sqrt{E} \text{ cm.}$$

Z tego wynika, że neutron ciepły ( $E = 0,025$ ) posiada długość fali równą  $1,8 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$ . Z drugiej strony, jak wynika z teorii falowej, przekrój czynny, charakteryzujący oddziaływanie jakiegokolwiek zjawiska fa-

lowego na atom, zawiera jako czynnik kwadrat długości fali (ściślej biorąc,  $\lambda^2/4\pi^2$ ) i może osiągnąć wartość porównywalną z tą ostatnią wielkością. Widzimy zatem, że w przypadku neutronów ciepłych przekrój czynny mógłby w zasadzie osiągnąć wartość  $10^{-17} \text{cm}^2$ , a zatem wartość niezmiernie wielką w porównaniu z rozmiarami jądrowymi. W świetle tych danych wymienione poprzednio wielkie wartości współczynników absorpcji stają się zrozumiałe.

Mechanika kwantowa tłumaczy absorpcję selektywną jako zjawisko rezonansu. Schwyтaniu neutronu towarzyszy wydzielenie się wielkiej ilości energii, równej sumie deficytu masy  $W_n$  oraz energii kinetycznej  $E_n$ . Ta energia pozostaje niejako uwięziona w jądrze, zanim nastąpi emisja fotonu  $\gamma$ . Jak wynika z zasad mechaniki kwantowej, zjawisko to zachodzi z bardzo wielkim stopniem prawdopodobieństwa w przypadku rezonansu, tj. wówczas, gdy rozporządzalna energia  $E_n + W_n$  jest równa energii jednego ze wbudzonych poziomów utworzonego jądra. Przekrój czynny, tj. współczynnik absorpcji atomowej wyraża się w tym przypadku wzorem

$$\sigma = g\lambda^2\Gamma_n\Gamma_\gamma/4\pi[(E_n - E_0)^2 + \Gamma^2/4], \quad (3)$$

gdzie  $\lambda$  jest to długość fali *de Broglie'a*,  $E_0$  — energia kinetyczna, którą neutron posiadałby w przypadku dokładnego rezonansu.  $\Gamma_n$ ,  $\Gamma_\gamma$  posiadają następujące znaczenie. Dany stan wzbudzenia jest nietrwały i zanika (mówiąc ściśle, prawdopodobieństwo znalezienia jądra w tym stanie zmniejsza się) z czasem według prawa wykładniczego  $e^{-2\pi\Gamma t/h}$ ;  $\Gamma$  jest to zatem wielkość analogiczna do stałej przemiany promieniotwórczej;  $\Gamma_n$  i  $\Gamma_\gamma$  mogą być traktowane jako stałe «cząstkowe», odpowiadające różnym sposobom zanikania wbudzonego stanu; mianowicie  $\Gamma_n$  charakteryzuje prawdopodobieństwo reemisji neutronu,  $\Gamma_\gamma$  — emisji fotonu; mamy przy tym  $\Gamma_n + \Gamma_\gamma = \Gamma$ . Wreszcie  $g$  jest to współczynnik zależny od «spinów» neutronu i jądra, a zatem od liczby możliwych wzajemnych ustawień cząstek biorących udział w reakcji.

Powyższy wzór (3) jest zupełnie analogiczny do wzoru wyrażającego współczynnik absorpcji fotonu świetlnego o częstości  $\nu$  w atomach, których częstość własna wynosi  $\nu_0$ .

$$\sigma = \frac{\lambda^2\Gamma^2}{8\pi[(\nu - \nu_0)^2 h^2 + \Gamma^2/4]}$$

W zgodności z teorią doświadczenie poucza, że w przypadku powolnych neutronów reemisja neutronu jest to zjawisko bardzo mało prawdopodobne w porównaniu z emisją fotonu; innymi słowy,  $\Gamma_n$  jest małe w porównaniu z  $\Gamma_\gamma$  i możemy położyć  $\Gamma_n \cong \Gamma$ . W tych warunkach wzór (3) pisze się  $\sigma_{rez} = g\lambda^2\Gamma_n/\pi\Gamma$ . Z tego wynika, jak to już zaznaczaliśmy, że przekrój czynny może osiągnąć wartość tego samego rzędu wielkości, co kwadrat długości fali. Jest zatem rzeczą jasną, że absorpcja selektywna jest

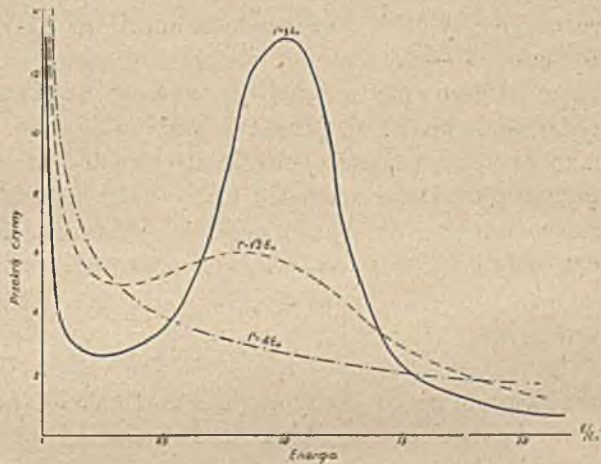
największa wtedy, kiedy długość fali odpowiadająca dokładnemu rezonansowi jest bardzo wielka. Z drugiej strony, jak wiemy, wielkiej długości fali odpowiada mała prędkość. Rezonansowe poziomy silnie pochłaniających pierwiastków muszą zatem odpowiadać bardzo małym wartościom energii kinetycznej elektronu, rzędu wielkości kilku elektronowoltów.

Jest rzeczą godną uwagi, że znaczna liczba pierwiastków posiada poziomy rezonansowe spełniające ten warunek. W istocie *absolutna wartość* energii tych poziomów jest bardzo znaczna, gdyż równa się sumie energii kinetycznej neutronu oraz wyrażonego w jednostkach energetycznych deficytu masy, wynoszącego około  $8 \text{ Mev}$ . Jest przeto rzeczą zadziwiającą, że w tak licznych przypadkach energie rezonansowe różnią się zaledwie o kilka elektronowoltów od energii wiązania neutronu. Zgodności tej nie przypisujemy przypadkowi, lecz zakładamy, że silnie wzbudzone jądra posiadają bardzo liczne poziomy, położone bardzo gęsto. Jak o tym będzie mowa w następnym rozdziale, założenie to stanowi jedną z podstaw «termodynamicznej» teorii jądra podanej przez *Nielsa Bohra*. Inny interesujący fakt dotyczy ostrości «absorpcyjnych pasm» jądrowych. Podobnie jak w optyce, możemy zdefiniować szerokość pasma absorpcyjnego jako wartość współczynnika  $\Gamma$  we wzorze (3), gdyż w przypadku  $E_n - E_0 = \Gamma/2$  współczynnik absorpcji wynosi połowę wartości maksymalnej. Z punktu widzenia doświadczalnego należy rozróżnić szerokość «naturalną», tj. wymienioną wartość oraz szerokość obserwowaną, która wskutek istnienia zjawiska *Dopplera* jest większa od naturalnej. W istocie należy pamiętać o tym, że jądra pierwiastka pochłaniającego neutrony wykonywają ruchy cieplne, prędkość względna neutronu waha się przeto w pewnym przedziale nawet wtedy, kiedy wiązka jest dokładnie izokinetyczna. Niech będzie  $E$  energia neutronu,  $T$  — temperatura; bezwzględna prędkość  $v$  neutronu o masie  $m$  wynosi  $(2E/m)^{1/2}$ , średnia prędkość jądra  $M$  w określonym kierunku wynosi  $(kT/2\pi M)^{1/2}$ ; fluktuacja  $\Delta v$  prędkości względnej jest zatem rzędu wielkości  $(2kT/\pi M)^{1/2}$ , fluktuacja zaś energii względnej wynosi w przybliżeniu  $m v \Delta v = 2(mEkT/\pi M)^{1/2} = 0,192(E/M)^{1/2}$ , jeżeli  $E$  jest wyrażone w elektronowoltach. Dla przykładu podamy, że w przypadku jądra o masie 100 i energii rezonansowej  $E = 4 \text{ ew}$  wymieniona fluktuacja, tj. szerokość prążka *Dopplera*, wynosi 0,038 ew. *Halban* i *Paxton* wykazali, że doświadczalna szerokość rezonansowego pasma srebra jest tego samego rzędu wielkości, co szerokość *Dopplera*. Ci autorowie badali zależność pomiędzy absorpcją rezonansowych neutronów srebra w cienkiej blaszce srebrnej oraz temperaturą tej blaszki, mianowicie porównywali absorpcję w temperaturze pokojowej oraz w temperaturze wynoszącej około  $800^\circ$ . W tym ostatnim przypadku szerokość wynikająca ze zjawiska *Dopplera* powinna być prawie dwa razy większa niż w temperaturze pokojowej. Gdyby szerokość naturalna była znacznie większa od szeroko-

kości Dopplera, ten wzrost zjawiska *Dopplera* nie mógłby wywierać żadnego wpływu. Jeżeli jednak szerokość naturalna jest tego samego rzędu wielkości, co szerokość Dopplera, podwyższenie temperatury o  $800^{\circ}$  musi prowadzić do wyraźnego powiększenia szerokości pasma, a zatem, jak to wykazuje rachunek, do zmniejszenia współczynnika absorpcji. W istocie *Halban* i *Paxton* znaleźli, że srebro pochłania neutrony w mniejszym stopniu w  $800^{\circ}$  niż w temperaturze pokojowej; względna różnica współczynników absorpcji wynosi około 4%. Na tej podstawie wnioskujemy, że szerokość naturalna jest zbliżona do  $0,1 \text{ ew}$ . Należy zaznaczyć, że teoria selektywnej absorpcji opracowana przez *Breita* i *Wignera*, a następnie udoskonalona przez *Bethego* i *Placzeka*, prowadzi do wniosku, że pasma rezonansowe powinny być bardzo wąskie; szerokość teoretyczna jest tego samego rzędu wielkości, co szerokość oznaczona doświadczalnie.

Na podstawie wzoru (3) możemy wykreślić krzywą pochłaniania neutronu w zależności od jego energii (rys. 9). Na tej krzywej rozróżniamy co najmniej dwa przedziały «wielkiej absorpcji». W okolicy  $E = 0$   $\sigma$  jest w przybliżeniu proporcjonalne do  $\lambda^2 \Gamma_n$ , gdyż inne wyrazy są w przybliżeniu stałe; należy bo-

wiem wziąć pod uwagę, że  $\Gamma_n$  dotyczy reemisji neutronu posiadającego energię początkową  $E$ , współczynnik  $\Gamma_n$  jest zatem szybkozmienny w okolicy  $E = 0$ . Z teorii wynika, że  $\Gamma_n \sim E^{1/2}$ , tj. do prędkości  $v$ ; z drugiej strony  $\lambda \sim 1/v$ , mamy przeto  $\sigma \sim 1/v$ . Szerokość przedziału, w którym współczynnik absorpcji jest odwrotnie proporcjonalny do prędkości, jest tym większa, im  $E_0$  lub

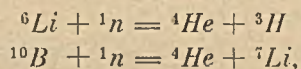


Rys. 9.

$\Gamma$  są większe; natomiast w okolicy  $E = E_0$  krzywa przybiera typowy wygląd krzywej rezonansowej, tj. posiada maximum, którego ostrość jest zależna od szerokości pasma, w dalszej zaś części krzywej absorpcja zmniejsza się w sposób prawidłowy aż do ewentualnego ukazania się nowego maximum. Dokładna postać krzywej jest zależna od wartości  $E_0$  oraz współczynników  $\Gamma$ . Niekiedy zdarza się, że  $E_0$  jest bardzo zbliżone do 0 lub posiada nawet wartość ujemną; w pierwszym przypadku początkowa część krzywej jest spłaszczona, w drugim zaś początkowy spadek może być nawet szybszy niż to odpowiada prawu proporcjonal-

ności absorpcji do  $1/v$ . W celu badania tej początkowej części krzywej absorpcji, możemy posługiwać się opisaną poprzednio metodą ruchomego ekranu; jest jednak rzeczą znacznie prostszą badać absorpcję w zależności od temperatury neutronów ciepłych. (Średnia energia kinetyczna tych neutronów jest proporcjonalna do temperatury bezwzględnej). W tym celu zmieniamy temperaturę środowiska, przez które przechodzą neutrony, np. umieszczamy w termostacie do niskich temperatur płytkę parafinową o grubości wystarczającej do tego, aby neutrony, które przez nią przeszły, osiągnęły stan równowagi cieplnej z otoczeniem, i następnie badamy absorpcję tych neutronów w różnych pierwiastkach. Liczne doświadczenia tego rodzaju wykonane w szeregu laboratoriów wykazały, że współczynnik absorpcji neutronów ciepłych w niektórych pierwiastkach, np. w borze i srebrze, jest proporcjonalny do  $(1/T)^{1/2}$ , natomiast inne pierwiastki, jak np. kadm i rtęć, nie stosują się do tego prawa. Tak np. absorpcja w kadmie nie zmienia się prawie wcale, gdy temperaturę kadmu obniżamy do  $20^\circ K$ , gdy tymczasem absorpcja w rtęci wzrasta szybciej niż  $(1/T)^{1/2}$ . Możemy przeto traktować kadm i rtęć jako absorbenty realizujące dwa wymienione poprzednio szczególne przypadki prawa absorpcyjnego. Zakładamy, że poziom rezonansowy *Cd* odpowiada energii  $+0,17 \text{ eV}$ , poziom rezonansowy *Hg* energii  $-0,3 \text{ eV}$ .

c) Absorpcja w borze i w litie. Dotąd zajmowaliśmy się tylko reakcją ( $n, \gamma$ ), jako typową reakcją powolnych neutronów. Wszelako absorpcja powolnych neutronów *B* i *Li* nie jest związana z reakcją tego typu. Doświadczenia *Chadwicka* i *Goldhabera*, jak również *Fermiego* i jego współpracowników wykazały, że w tym przypadku zachodzą następujące reakcje:



a zatem należące do typu ( $n, \alpha$ ). Reakcje ( $n, \alpha$ ) zachodzą na ogół tylko pod działaniem prędkich neutronów, gdyż cząstka  $\alpha$  musi posiadać energię wystarczającą do przekroczenia bariery potencjału. Pierwiastki *B* i *Li* stanowią zatem wyjątek, który tłumaczy się tym, że wymienione reakcje są wybitnie egzotermiczne oraz tym, że bariery potencjału pierwiastków  ${}^3\text{H}$ ,  ${}^7\text{Li}$  posiadają bardzo małą wysokość i wskutek tego są «przezroczyste» nawet dla cząstek  $\alpha$  o stosunkowo małej energii.

Jak to już zaznaczaliśmy, absorpcja w borze i w litie stosuje się dokładnie do prawa  $\sim 1/v$ . Z punktu widzenia teoretycznego proporcjonalność do  $1/v$  oznacza, że obserwowana krzywa odpowiada początkowej części typowej krzywej (rys. 9) lub innymi słowy, że pasmo rezonansowe jest bardzo oddalone od początku. Poziom, na którym neutrony są schwytane przez jądra boru lub litu, musi zatem odpowiadać stosunkowo wielkiej energii kinetycznej neutronu. Zakładamy, że ta energia

jest rzędu 100000 ew i że «stała promieniotwórczości» (którą w tym przypadku możemy po prostu rozpatrywać jako stałą przemiany  $\alpha$ ) jest tego samego rzędu wielkości.

d) Reakcje  $(n, \alpha)$ ,  $(n, p)$ ,  $(n, n)$  i  $(n, 2n)$ . Jak to już zaznaczaliśmy, reakcje  $(n, \alpha)$  i  $(n, p)$  wymagają na ogół użycia neutronów o wielkiej energii kinetycznej. Reakcje te zostały odkryte nieomal bezpośrednio po odkryciu neutronu; pierwsze obserwacje dotyczące lekkich pierwiastków ( $C, N, O$ ) zostały dokonane za pomocą komory *Wilsona*. W przypadku ciężkich pierwiastków wszystkie wiadomości o tych reakcjach zawdzięczamy badaniu sztucznej promieniotwórczości. Pod względem bilansu energetycznego reakcje  $(n, \alpha)$  są na ogół uprzywilejowane w stosunku do  $(n, p)$ , ponieważ nadmiar masy cząstki  $\alpha$  jest mniejszy niż nadmiar masy protonu; różnice te kompensuje jednak częściowo okoliczność, że wysokość bariery potencjału jest dwa razy większa dla cząstki  $\alpha$  niż dla protonu; aby zatem emisja odbywała się w obu przypadkach z jednakową łatwością, cząstki  $\alpha$  muszą posiadać energię dwa razy większą niż protony. Z tego powodu reakcje  $(n, p)$  są obserwowane częściej niż  $(n, \alpha)$ , z wyjątkiem lekkich pierwiastków, których wysokość bariery potencjału odgrywa mniejszą rolę. Obserwowane czynne przekroje są rzędu wielkości  $10^{-24} \text{ cm}^2$ , tj. znacznie mniejsze niż w reakcji  $(n, \gamma)$ .

Reakcja  $(n, n)$ , tj. rozproszenie neutronów, zachodzi zarówno w przypadku neutronów prędkich jak powolnych. Z punktu widzenia teoretycznego rozproszenie sprężyste jest równie prawdopodobne jak rozproszenie niesprężyste. Ostatnie badania *Sottana* oraz *Grahame'a* i *Seborga* dowodzą, że rozproszenie obu rodzajów jest tego samego rzędu wielkości. Istnienie rozproszenia niesprężystego zostało udowodnione przez *Wertensteina* i współpracowników w następujący sposób. Badano reakcję  $(n, \gamma)$  za pomocą promieniotwórczości wzbudzonej w srebrze: neutrony powodujące tę reakcję przechodziły przez warstwę substancji rozpraszającej neutrony. Znalezione, że w tych warunkach reakcja  $(n, \gamma)$  ulega wzmocnieniu, co świadczy o tym, że neutrony zostały zwolnione wskutek zderzeń w substancji rozpraszającej, tj. że doznały rozproszenia niesprężystego. W zjawisku rozproszenia zarówno sprężystego jak i niesprężystego przekrój czynny wzrasta wraz z ciężarem atomowym pierwiastka rozpraszającego.

Inny sposób badania rozproszenia niesprężystego wynika z tego, że energia utracona przez neutron w zderzeniu ujawnia się w postaci energii promieniowania  $\gamma$  wysyłanego przez trafione jądra. W istocie stwierdzono (*Lea, Kikuchi, Aoki i Musimi*), że promieniowanie  $\gamma$  towarzyszy przejściu prędkich neutronów przez materię; energia kwantowa jest rzędu wielkości kilku milionów elektronowoltów; przekroje zaś czynne nie różnią się zbyt od przekrojów czynnych obserwowanych w reakcjach  $(n, p)$  i  $(n, \alpha)$ .

Reakcja  $(n, 2n)$ , w której mamy do czynienia z reemisją neutronu

pierwotnego oraz z emisją drugiego neutronu odłączonego od jądra, może być traktowana jako szczególny przypadek rozproszenia niesprężystego; w istocie po odrzuceniu pierwotnego neutronu jądro pozostaje w stanie wzbudzenia tym większego, im znaczniejsza była strata energii kinetycznej neutronu. Może nawet zdarzyć się, że energia wzbudzenia jądra jest większa od energii wiązania (8 do 9 *Mew*) neutronu należącego do tego jądra. W tym przypadku odłączenie neutronu jest zjawiskiem bardziej prawdopodobnym niż emisja fotonu. Istnienie reakcji ( $n, 2n$ ) zostało udowodnione drogą otrzymywania radioizotopów, które nie powstają pod działaniem powolnych neutronów i posiadają ciężar atomowy mniejszy od ciężaru atomowego bombardowanego pierwiastka.

Biorąc rzeczy ogólnie posiadamy znacznie mniej wiadomości o reakcjach neutronów prędkich niż o reakcjach neutronów powolnych, co tłumaczy się głównie tym, że neutrony prędkie nie dają zjawisk rezonansu, na których podstawie można by było przypisać daną reakcję neutronom o określonej energii.

#### D. Fotony. Reakcja ( $\gamma, n$ ).

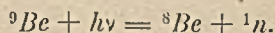
Do niedawna znano trzy rodzaje absorpcji promieni  $\gamma$ , a mianowicie: absorpcję fotoelektryczną, rozproszenie związane z efektem *Comptona* oraz absorpcję wskutek materializacji, tj. wytwarzania par. Obecnie znamy czwarty rodzaj, mianowicie absorpcję fotonów w jądrze. Absorpcję tę możemy badać za pomocą tzw. zjawiska fotojądrowego, tj. rozkładu jądra, które pochłoneło foton o bardzo wielkiej energii. We wszystkich badanych dotąd przypadkach ten rozkład należy do typu ( $\gamma, n$ ), tj. polega na emisji neutronu. Zjawisko fotojądrowe zostało odkryte przez *Chadwicka* i *Goldhabera*, którzy wykazali, że deuterium naświetlane promieniami  $\gamma$  *ThC''* (energia kwantowa 2,6 *Mew*) staje się źródłem emisji neutronów. Odkrycie to posiada duże znaczenie, gdyż pozwala oznaczyć energię wiązania deuteronu. W istocie energia wiązania jest równa energii fotonu zmniejszonej o energię kinetyczną  $Q_n + Q_p$  cząstek powstających w reakcji:

$${}^2\text{H} + h\nu = {}^1\text{n} + {}^1\text{H} + Q_n + Q_p, \quad W = h\nu - Q_n - Q_p.$$

Z drugiej strony  $Q_n$  jest w przybliżeniu równe  $Q_p$ , pierwsza zaś z tych wielkości może być mierzona w zwykły sposób drogą badania maksymalnej energii odskoku protonów, np. na podstawie działania jonizacyjnego w komorze wypełnionej wodorem i umieszczonej w pobliżu naświetlanego deuterium. *Chadwick* i *Goldhaber* znaleźli, że  $Q_n = 150000 \text{ eV}$ , mamy zatem  $W = 2,3 \text{ Mew}^1$ ).

<sup>1)</sup> *Frisch*, *Halban* i *Koch* stwierdzili, że ta reakcja zachodzi również pod działaniem promieni  $\gamma$  *RaC*. Najtrwalszy ze znanych dotąd składników promieniowania  $\gamma$  tego pierwiastka posiada energię 2,2 *Mew*; należałoby przeto przypuszczać, że istnieje nie wykryty dotąd prążek o energii większej od 2,3 *Mew*.

Inna ważna reakcja, odkryta przez *Szilarda* i *Chalmersa*, jest to dysocjacja fotojądrowa berylu.

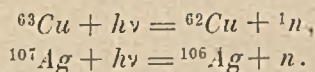


Ta reakcja zachodzi ze stosunkowo znaczną wydajnością, nawet pod działaniem promieni  $\gamma$  *RaC*.

Jak wynika z rachunku mas, do wytworzenia dysocjacji potrzebna jest co najmniej energia 1,6 *Mew*, w przypadku zatem promieni  $\gamma$  *RaC* czynne są dwa najtwardsze składniki o energii 1,8 i 2,2 *Mew*. *Rotblat* wykazał, że można zmierzyć bezpośrednio absorpcję tych składników w różnych pierwiastkach na podstawie liczby wytworzonych neutronów; w ten sposób unika się konieczności uprzedniego filtrowania promieni  $\gamma$ , co jest konieczne przy użyciu innych metod. *Paneth* i *Glückauf* udowodnili, że beryl 8 dzieli się po utworzeniu na dwa atomy helu. Doświadczenie polegało na porównaniu ilości helu, wytworzonego w berylu w ciągu oznaczonego czasu pod działaniem silnego promieniowania  $\gamma$ , z ilością helu, nagromadzonego w roztworze boranu sodowego, w którym neutrony wysyłane przez beryl ulegały całkowitej absorpcji; jak wiadomo bowiem, w tym ostatnim przypadku pochłonięciu każdego neutronu odpowiada powstanie jednego atomu helu<sup>1)</sup>. Znalezione zgodnie z przewidywaniami, że stosunek tych ilości jest zbliżony do 2.

Neutrony fotojądrowe berylu składają się z kilku grup izokinetycznych, z których najliczniejsza posiada energię zbliżoną do 100000 woltów. W niektórych doświadczeniach jest rzeczą korzystną posługiwać się izokinetyczną grupą neutronów o energii tego rzędu wielkości.

Dysocjacja lekkich pierwiastków pod działaniem promieni  $\gamma$  radiopierwiastków naturalnych jest możliwa dlatego, że jądra tych pierwiastków posiadają neutron stosunkowo słabo związane. Ten przypadek jest do pewnego stopnia wyjątkowy, gdyż energia wiązania neutronów jest na ogół rzędu wielkości 8 *ew*; zjawisko fotojądrowe jest przeto możliwe w innych pierwiastkach tylko wówczas, gdy rozporządzamy fotonami o energii większej od 8 *Mew*. Jak to już zaznaczaliśmy poprzednio, fotony o bardzo wielkiej energii mogą być otrzymane drogą bombardowania lekkich pierwiastków protonami. *Rothe* i *Gentner* naświetlali szereg ciał promieniami  $\gamma$  o energii 17 *Mew*, wysyłanymi przez lit bombardowany protonami, i znaleźli, że niektóre pierwiastki ulegają w tych warunkach przemianie ( $\gamma, n$ ). We wszystkich badanych przypadkach powstaje radiopierwiastek izotopowy względem pierwiastka naświetlanego i posiadający ciężar atomowy o 1 mniejszy. Przytoczymy następujące przykłady:



Wszystkie te radiopierwiastki mogą być otrzymane również działaniem prędkich neutronów. Oczywiście może to być tylko reakcja ( $n, 2n$ ),

<sup>1)</sup> Na podstawie reakcji  ${}^1_0\text{n} + {}^{10}\text{Be} = {}^4\text{He} + {}^7\text{Li}$ .



ponieważ powolne neutrony jej nie dają. Jest to ciekawy przykład rozpoznania charakteru reakcji oraz utworzonego radioizotopu na podstawie wyników otrzymanych drogą zastosowania dwóch zupełnie różnych czynników. Należy zaznaczyć, że reakcja ( $\gamma, n$ ) spotyka się stosunkowo rzadko i jak się zdaje, możliwość tej reakcji wynika nie tylko z korzystnego bilansu energetycznego, lecz jest uzależniona od innych, bliżej nie znanych czynników.

---

## ROZDZIAŁ III

### BUDOWA JĄDRA

#### A. Rozmiary jądra. Dokładne wartości mas atomowych.

W ostatnich czasach wykonano wiele prac teoretycznych poświęconych zagadnieniu budowy i trwałości jąder. Dane doświadczalne, na których opierają się te prace, wynikają ze znajomości masy, spinu oraz rozmiarów jąder.

Wielkość spinu wielu pierwiastków zdołano wyznaczyć na podstawie spektroskopowego badania subtelnej budowy prążków widmowych oraz stosunku natężeń pomiędzy prążkami parzystymi i nieparzystymi w niektórych widmach pasmowych. W przypadku lekkich pierwiastków zdołano sprawdzić, a nawet uzupełnić te dane na podstawie reakcyj jądrowych. W istocie istnieją znane reguły wyboru. Jedna z tych reguł opiewa, że suma spinów jądra i bombardującej cząstki nie ulega zmianie w reakcji, jeżeli pierwotne jądra posiadały spin równy 0.

Co się tyczy rozmiarów jądra, to wzór *Gamowa* (Promieniotwórczość str. 327) pozwala obliczyć wielkość promienia jądra na podstawie stałej przemiany  $\alpha$ . Z drugiej strony o wielkości jądra wnioskujemy na podstawie tzw. anormalnego rozproszenia cząstek  $\alpha$ . Rozproszenie staje się anormalne wtedy, kiedy cząstka  $\alpha$  przenika wewnątrz bariery potencjału, tj. gdy posiada energię zbliżoną do wysokości  $B$  tej bariery. Możemy oszacować w ten sposób wysokość bariery, a zatem i promień jądra. Mamy bowiem  $B = 2Ze^2/r$ , gdzie  $r$ , czyli odległość najwyższego punktu bariery od środka jądra, może być rozpatrywana jako promień jądra. Wszystkie te fakty prowadzą do wniosku, że «objętość» jądra jest proporcjonalna do liczby masy, tj. do liczby  $A$  cząstek elementarnych zawartych w jądrze, innymi słowy, mamy  $r = r_0 A^{1/3}$ , gdzie  $r_0$  jest to wielkość stała. Istnieje dosyć znaczna niepewność co do wartości tej stałej. Posługując się wzorem *Gamowa* otrzymujemy  $r_0 = 1,37 \cdot 10^{-13}$  cm. Należy jednak zaznaczyć, że wzór ten został otrzymany w założeniu, iż cząstka  $\alpha$  istnieje w jądrze jako cząstka indywidualna. Zgodnie z dzisiejszymi poglądami, składniki jądra są to protony i neutrony, cząstka  $\alpha$  nie istnieje zatem jako oddzielny utwór

i najpierw musi nastąpić jej synteza z cząstek elementarnych, a później dopiero emisja (*Bethe*). Ta okoliczność zmniejsza prawdopodobieństwo emisji; w celu otrzymania obserwowanych wartości stałych promieniotwórczości musimy skompensować to zmniejszenie prawdopodobieństwa drogą obniżenia wysokości bariery potencjału; ponieważ zaś ta ostatnia wielkość jest zależna, jak to wyjaśniliśmy, od promienia  $r$ , musimy przeto założyć, że promienie jądrowe posiadają większe wartości. *Bethe* znajduje  $r_0 = 2,05 \cdot 10^{-13}$  cm; jego metoda rozumowania nastrocza jednak poważne wątpliwości i większość autorów skłania się raczej do poglądu, że wartości wynikające z teorii *Gamowa* są przynajmniej w przybliżeniu dokładne.

Najpewniejsze dane doświadczalne, jakie posiadamy o jądrach, są to wartości mas atomowych czystych izotopów. W celu wyznaczenia tych mas posługujemy się dwiema bardzo dokładnymi metodami, mianowicie metodą bezpośrednią, opartą na spektrografii mas, oraz metodą pośrednią, polegającą na badaniu energii wydzielanej w reakcjach jądrowych.

W spektrografii mas osiągnięto w ostatnich czasach znaczne postępy, które zawdzięczamy głównie *Jordanowi* i *Bainbridge'owi*, oraz *Mattauchowi*. Jak wiadomo, spektrograf *Astona* skupia w jednym punkcie jony posiadające różne prędkości, lecz jednakowe  $e/m$ . Spektrograf ten wymaga użycia bardzo cienkich wiązek promieni kanalikowych. Niedogodność ta została usunięta przez wymienionych autorów. Dzięki zastosowaniu własności soczewek elektrostatycznych umiemy obecnie otrzymywać prawdziwe «obrazy» szczeliny, tj. skupiać jony biegnące w kierunkach o dosyć znacznej rozbieżności kątowej. Wskutek tego natężenie jest znacznie większe, co pozwala posługiwać się węższymi szczelinami, a zatem otrzymywać ostrzejsze prążki. Ponadto dla otrzymania możliwie największej dokładności w pomiarach względnych posługujemy się nie tylko «dubletami», jak np.  $^{12}\text{C}^1\text{H}_2$  i  $^{14}\text{N}$ , lecz również trypletami, jak np.  $^{16}\text{O}^2\text{H}^1\text{H}$  i  $^{19}\text{F}$ .

Dzięki tym ulepszeniom zdołano osiągnąć bardzo wielką dokładność, która w przypadku lekkich pierwiastków osiąga kilka setni tysięcznych jednostki masy atomowej. Postępom analizy mas towarzyszyły coraz to dokładniejsze oznaczenia energetycznego bilansu reakcyj jądrowych; wyniki zaś tych obu metod uzupełniały się wzajemnie. Co więcej, badania niektórych reakcyj ujawniły istnienie sprzeczności w układzie mas, przyjętym aż do roku 1935. Z wartości mas atomowych, podanych w tym układzie, wynikało mianowicie, że przemiany jądrowe polegające na dezintegracji  $^9\text{Be}$ ,  $^{10}\text{B}$  i  $^{11}\text{B}$  powinny były wydzielać znacznie więcej energii niż to znaleziono doświadczalnie, w szczególności wydawało się, że jądro  $^9\text{Be}$  powinno być nietrwałe i ulegać samorzutnie rozkładowi na dwie cząstki  $\alpha$  i na neutron. *Oliphant*, *Rutherford* i *Kempton* zauważyli, że można przywrócić zgodność z doświadczeniem drogą zwiększenia mas atomowych wszystkich najbliższych pierwiastków aż do litu. Nowe po-

miary, wykonane za pomocą ulepszonych spektrografów w zupełności stwierdziły słusność tego poglądu. W poniższej tabelicy podajemy przyjęte obecnie masy lekkich pierwiastków aż do magnezu.

TABLICA

Pierwiastek	$^1n$	$^1H$	$^2H$	$^3H$	$^3He$	$^4He$	$^6Li$
Masa . . .	1,0089	1,0081	2,0147	3,0170	3,0171	4,00389	6,01686
Pierwiastek	$^7Li$	$^8Be$	$^9Be$	$^{10}B$	$^{11}B$	$^{12}C$	$^{13}C$
Masa . . .	7,01818	8,00792	9,0150	10,0163	11,0129	12,00398	13,0076
Pierwiastek	$^{14}N$	$^{15}N$	$^{16}O$	$^{17}O$	$^{18}O$	$^{19}F$	$^{20}Ne$
Masa . . .	14,0075	15,0049	16,00	17,0045	18,0037	19,0045	19,999
Pierwiastek	$^{21}Ne$	$^{22}Ne$	$^{23}Na$	$^{24}Mg$	$^{25}Mg$		
Masa . . .	20,9997	21,9986	22,9961	23,9924	24,9938		

Powyższa tablica zawiera tylko masy atomowe izotopów trwałych. Ponadto znane są również masy izotopów nietrwałych obliczone na podstawie energii wydzielanej w ich samorzutnych przemianach; wreszcie zdołano oznaczyć masy atomowe niektórych ciężkich pierwiastków z dostateczną dokładnością, aby można było na tych danych oprzeć rozważania dotyczące trwałości jąder<sup>1)</sup>.

#### B. Teoria deuteronu. Trwałość jąder.

Rozważania dotyczące trwałości jąder opierają się na hipotezach o naturze sił wiążących cząstki elementarne, tj. neutrony i protony. Jest rzeczą jasną, że te cząstki muszą przyciągać się wzajemnie, gdyż inaczej jądra nie mogłyby powstawać, a ponieważ protony odpychają się siłami *Coulomba*, musimy założyć, że siły specyficznie jądrowe dominują nad siłami elektrostatycznymi. Znajomość mas atomowych dostarcza cennych wskazówek dotyczących istoty tych sił. W istocie zgodnie z zasadą *Einsteina* masa jest proporcjonalna do całkowitej energii wewnętrznej. Z drugiej strony masy atomowe czystych izotopów są równe z dosyć znacznym przybliżeniem liczbom całkowitym, które interpretujemy jako liczby cząstek elementarnych zawartych w jądrze. Możemy stąd wyprowadzić następujące wnioski. Masa atomowa jądra jest równa sumie mas składników rozpatrywanych jako cząstki swobodne, zmniejszonej o deficyt masy odpowiadający energii wiązania. Ponieważ pierwszy wyraz jest proporcjonalny do liczby cząstek, przeto i drugi wyraz musi być proporcjonalny do tej liczby. Innymi słowy, energia wiązania danego jądra jest proporcjonalna do liczby zawartych w nim składników. Ten wynik jest z pozoru paradoksalny. W istocie

<sup>1)</sup> P. tabl. 1 Uzupełnień.

energia potencjalna układu  $n$  cząstek zawiera  $n(n-1)/2$  wyrazów, a chociaż wyrazy pochodzące od par cząstek sąsiadujących z sobą bezpośrednio są większe niż inne wyrazy, to jednak, biorąc rzeczy ogólnie, wszystkie wyrazy powinny być tego samego rzędu wielkości, całkowita energia potencjalna powinna być zatem w przybliżeniu proporcjonalna do  $n(n-1)$ , tj. w przypadku ciężkich jąder do kwadratu liczby cząstek zamiast do samej liczby, jak to zaznaczyliśmy poprzednio. Wobec tej oczywistej sprzeczności pomiędzy teorią i doświadczeniem musimy założyć, że każdej cząstce odpowiada bądź tylko jeden wyraz, bądź liczba wyrazów niezależna od całkowitej liczby cząstek. Innymi słowy, dana cząstka nie działa na wszystkie inne, lecz tylko na najbliższe sobie cząstki. Siły czynne wewnątrz jądra są zatem analogiczne do sił chemicznych, o których wiemy, że również dotyczą tylko atomów lub drobin stykających się bezpośrednio z sobą. Z tej analogii chemicznej wynika jeszcze inny ciekawy wniosek. Jeżeli energia wiązania jąder jest po prostu proporcjonalna do liczby cząstek, to jądra muszą zachowywać się jak skupienia materii o określonej gęstości, a zatem ich objętość powinna być proporcjonalna do całkowitej liczby cząstek. Przypominamy, że do tego samego wyniku prowadzą szacowania wielkości promienia jądrowego na podstawie wzoru *Gamowa* lub zjawisk anormalnego rozproszenia.

Wszystkie te wnioski są jednak słuszne tylko w pierwszym przybliżeniu. Energia wiązania  $L$  nie jest dokładnie proporcjonalna do  $A$ , co zresztą pozostaje w zgodności z przewidywaniami teoretycznymi. W istocie przynajmniej część tej energii, mianowicie energia odpychania elektrostatycznego musi wyrażać się inaczej niż energia «specyficznie jądrowa»; mianowicie musi mieć postać  $Z(Z-1)e^2/2\bar{r}$ , gdzie  $\bar{r}$  jest to średnia odległość pomiędzy dwoma protonami w jądrze. Łatwo wykazać, że tak określona odległość stanowi ułamek promienia jądrowego  $R$ , w przybliżeniu jednakowy dla wszystkich jąder. Ponieważ zaś mamy  $r \sim A^{1/3}$ , a zatem  $r \sim Z^{1/3}$  (w przybliżeniu), przeto znajdujemy, że energia elektrostatyczna ciężkich jąder  $V \sim Z^{5/3}$ . Widzimy, że energia sił *Coulomba* wzrasta z  $Z$ , a zatem wraz z ciężarem atomowym, szybciej niż energia sił specyficznie jądrowych, ponieważ zaś obie te energie są przeciwnego znaku, przeto całkowita energia wiązania musi wzrastać wolniej niż ciężar atomowy; innymi słowy, energia wiązania jednej cząstki musi zmniejszać się w miarę, jak wzrasta ciężar atomowy. Krzywa jednostkowego deficytu masowego (Promieniotwórczość, rys. 40) potwierdza te wnioski; w istocie widzimy, że po osiągnięciu minimum w okolicy  $Z = 40$  jednostkowy deficyt masowy wzrasta prawidłowo<sup>1)</sup>.

<sup>1)</sup> Zgodnie z definicją (Promieniotwórczość, str. 57) współczynnik wiązania, tj. jednostkowy deficyt masy  $\Delta = \bar{m} - 1$ , gdzie  $\bar{m}$  jest to średnia masa cząstki elementarnej w jądrze; energia wiązania zaś jednej cząstki  $L/A = \mu - \bar{m}$ , gdzie  $\mu$  jest to masa neutronu lub protonu niezwiązanego; zatem  $\Delta + L/A = \mu - 1$ , czyli wielkości w przybliżeniu stałej; innymi słowy, jeżeli energia wiązania jednej cząstki zmniejsza się, to  $\Delta$  wzrasta.

Natomiast można by sądzić, że istnieje sprzeczność pomiędzy tymi rozważaniami i istnieniem szybkiego spadku w początkowej części krzywej. I ten fakt zdołano jednak wytłumaczyć (*Wick, Weizsäcker*) w sposób zupełnie zadowalający. Należy bowiem zaznaczyć, że cząstki znajdujące się wewnątrz jądra muszą zachowywać się inaczej niż cząstki stanowiące niejako warstwę powierzchniową jądra. Podobnie jak to się dzieje w cieczy, te ostatnie cząstki muszą być słabiej przyciągane niż cząstki położone głębiej, co możemy także opisać mówiąc, że energia wiązania przeciwstawia się energia analogiczna do energii sił kapilarnych, proporcjonalna do pola powierzchni jądra, a zatem do kwadratu promienia. Stosunek tej energii powierzchniowej do energii całkowitej jest tego samego rzędu wielkości, co stosunek powierzchni do objętości, a zatem «wzrost powierzchni», wyrażający się w osłabieniu energii wiązania, powinien zaznaczyć się tym silniej, im promień jądra, tj. im ciężar atomowy jest mniejszy. Ten wniosek jest zupełnie zgodny z tym, co dostrzegamy na krzywej *Astona*.

Jak widzieliśmy, całkowita energia wiązania  $L$  jest to suma (algebraiczna) trzech głównych wyrazów: energii  $E$  wiązania «pełnego» (tj. dotyczącego cząstek położonych głęboko), energii elektrostatycznej  $V$  i energii powierzchniowej  $S$ . Jest rzeczą interesującą, że możemy w przybliżeniu obliczyć wielkość tych wyrazów opierając się na danych doświadczalnych i posługując się możliwie najmniejszą liczbą hipotez. Ograniczymy się do podania kilku przykładów zaczerpniętych z «*Nuclear Physics*» (*Rev. of. Modern Physics*, str. 167) (*Bethe i Bacher*).

W przypadku izotopu  $^{82}\text{Kr}$  całkowita energia wiązania wynosi około 0,74 jednostek masy, tj. około 690 *Mew.*; energia powierzchniowa  $S$  wynosi w przybliżeniu 0,27, energia *Coulomba* zaś ok. 0,19 jednostek masy. Ponieważ oba ostatnie wyrazy posiadają znak przeciwny niż właściwa energia wiązania, przeto gdyby tych wyrazów nie było, całkowita energia «wiązania pełnego»  $E$  wynosiłaby 1,20. Mamy zatem  $S/E = 0,225$  oraz  $V/E = 0,16$ . W przypadku  $^{238}\text{U}$  znajdujemy  $S/E = 0,165$ , oraz  $V/E = 0,27$ , wreszcie  $E = 3,3$  (tj. 3,1 miliardów elektronowoltów). Widzimy zatem, że zgodnie z poprzednimi rozważaniami, wpływ powierzchni zmniejsza się, rola zaś energii elektrostatycznej powiększa się w miarę, jak wzrasta ciężar atomowy.

Istnieją wzory empiryczne wyrażające w dosyć dobrej zgodności z doświadczeniem zależność pomiędzy masami atomowymi i liczbą atomową, oraz liczbą masy. *Bethe i Bacher* podają w cytowanym dziele następujący wzór:

$$M = Nm_n + Zn_z + L(N, Z),$$

gdzie  $L$  jest to całkowita energia wiązania (w tysięcznych jednostki masy):

$$L = -14,9A + 21(A - 2Z)^2/A + 14,9A^{2/3} + 0,625Z^2A^{-1/3}. \quad (4)$$

Teoria nie przewiduje w zasadzie żadnej zależności pomiędzy liczbami  $A$  i  $Z$ . Doświadczenie wykazuje jednak, że liczba trwałych izoba-

rów jest na ogół bardzo ograniczona (niekiedy 2, tylko w wyjątkowych przypadkach 3). Jest rzeczą niemal pewną, że trwałe izobary odpowiadają minimum energii dla danej wartości  $A$ . Wyrazimy najpierw masę jako funkcję  $A$  i  $Z$  i otrzymamy:

$$M = Am_n + Z(m_z - m_n) - 14,9A + 21(A - 2Z)^2A + 14,2A^{2/3} + 0,625Z^2A^{-1/3}.$$

W celu obliczenia minimum napiszemy, że pochodna  $M$  względem  $Z$  jest równa 0:

$$m_z - m_n - 84(A - 2Z)/A + 1,25ZA^{-1/3} = 0,$$

skąd

$$(168/A + 1,25A^{-1/3})Z = 84 + m_n - m_z = 84,8,$$

$$Z = \frac{84,8}{168/A + 1,25A^{-1/3}} = A \frac{84,8}{168 + 1,25A^{2/3}}.$$

Powyższy wzór daje np. w przypadku  $A = 200$  (Hg),  $Z = 80,6$ ; w przypadku  $A = 238$  (U),  $Z = 89$  (zamiast 92), co zgadza się dosyć dobrze z doświadczeniem.

Z wzoru (4) można wyprowadzić interesujące wnioski, dotyczące możliwości samorzutnego rozpadu jądra. Rozważmy najpierw możliwość emisji protonu i neutronu. Przemiana promieniotwórcza tego rodzaju jest możliwa tylko w przypadku, kiedy jej towarzyszy strata masy, tj. gdy różnica pomiędzy ciężarami atomowymi pierwiastka pierwotnego i pochodnego jest większa od masy atomu wodoru lub neutronu. Ta różnica wynosi (wzór 4):  $m_z + L(N, Z) - L(N, Z - 1) = m_z + \partial L / \partial Z$  w przypadku emisji protonu,  $m_n + L(N, Z) - L(N - 1, Z) = m_n + \partial L / \partial N$  w przypadku emisji neutronu. Z tego wynika, że warunek, który musi być spełniony, aby mogła zachodzić samorzutna przemiana jednego z wymienionych rodzajów, możemy napisać w postaci:  $\partial L / \partial Z > 0$  lub  $\partial L / \partial N > 0$ .

Z drugiej strony, biorąc pod uwagę zależność  $N + Z = A$  i kładąc  $A - 2Z = N - Z = I$  (liczba izotopowa), otrzymujemy:

$$dL/dZ = -14,9 - 21 \frac{I}{A} \left(2 + \frac{I}{A}\right) + 9,4A^{-1/3} + 1,25ZA^{-1/3} - 0,208Z^2A^{-4/3}$$

oraz

$$dL/dN = -14,9 + 21 \frac{I}{A} \left(2 - \frac{I}{A}\right) + 9,4A^{-1/3} + 0,208Z^2A^{-4/3}.$$

Wykonajmy obliczenie w przypadku uranu:  $A = 238$ ,  $Z = 92$ ,  $N = 146$ ,  $I = 54$ . Znajdujemy

$$\partial L / \partial Z = -6,56; \quad \partial L / \partial N = -6,13.$$

Widzimy więc, że uran jest trwały w znaczeniu niemożliwości procesu, w którym od jego jądra oddzieliłby się proton lub neutron. Istnieje natomiast możliwość odwrotna: mianowicie cząstka elementarna może być przyłączona do jądra z wydzielaniem energii. Należy jednak

zaznaczyć, że to powinowactwo uranu do protonu lub neutronu jest mniejsze niż analogiczna skłonność do syntezy pierwiastka o «średnim» ciężarze atomowym, np. kadmu. W tym przypadku wyliczamy:

$$\partial L/\partial Z = -7,35; \quad \partial L/\partial N = -8,77.$$

Podane obliczenia dowodzą, że w zasadzie mogłyby istnieć pierwiastki znacznie cięższe od uranu. Gdyby rozpad jądra był możliwy tylko drogą utraty protonu lub neutronu, pierwiastki te byłyby zupełnie trwałe. Oczywiście, wobec zmniejszania się bezwzględnej wartości  $\partial L/\partial N$  i  $\partial L/\partial Z$  wraz ze wzrostem ciężaru atomowego, musiałby istnieć pewien kres trwałości osiągnięty wówczas, gdy  $\partial L/\partial N = \partial L/\partial Z = 0$ . Jest rzeczą interesującą, że ciężar atomowy odpowiadający tym wartościom granicznym byłby zbliżony do 700. W rzeczywistości jednak granica trwałości osiągnięta jest znacznie wcześniej, a to wskutek tego, że decyduje o niej zupełnie inne zjawisko, mianowicie przemiana jądrowa z emisją cząstki  $\alpha$ <sup>1)</sup>. Przemiana ta może nastąpić samorzutnie, jeżeli różnica między ciężarem atomowym danego pierwiastka oraz pierwiastka powstającego drogą utraty cząstki  $\alpha$  jest większa od masy atomowej helu, tj. jeżeli

$$M(Z, A) - M(Z - 2, A - 4) > m_{He},$$

co możemy również napisać w postaci:

$$2m_n + 2m_z + 2\partial L/\partial N + 2\partial L/\partial Z > m_{He}.$$

Kładąc  $m_n = 1,0089$ ,  $m_z = 1,0081$ ,  $m_{He} = 4,0039$ , znajdujemy

$$\partial L/\partial N + \partial L/\partial Z > -15 \cdot 10^{-3} \text{ lub innymi słowy:}$$

Promieniotwórczość typu przemiany  $\alpha$  jest możliwa w pierwiastkach, które posiadają *średnie* powinowactwo do protonu lub neutronu mniejsze od  $15/2 = 7,5$  tysięcznych części jednostki masy, tj. 7 milionów elektronowoltów. Jest rzeczą interesującą, że ten warunek jest już spełniony w przypadku pierwiastków, których ciężar atomowy przekracza 150. Emisja cząstek  $\alpha$  zachodzi jednak w dostrzegalnej ilości tylko wówczas, gdy prawdopodobieństwo przejścia cząstki przez barierę potencjału jest dostatecznie duże, tj. gdy energia kinetyczna cząstki  $\alpha$  jest porównywalna z wysokością bariery potencjału. Tym się tłumaczy okoliczność, że przemiany  $\alpha$  znamy tylko wśród pierwiastków o ciężarze atomowym większym od 200 (z wyjątkiem samaru).

### C. Siły wiązania jądrowego.

Nie zajmowaliśmy się dotąd hipotezami dotyczącymi natury sił, od których jest zależna budowa jądra. Wiemy tylko, że są to siły przyciągania posiadające większe natężenie od sił odpychania elektrostatycznego protonów. Ponieważ mamy do czynienia z cząstkami elemen-

<sup>1)</sup> W ostatnich czasach odkryto jeszcze inną postać rozpadu bardzo ciężkich jąder (por. ustęp o sztucznej promieniotwórczości uranu i toru).



tarnymi dwóch rodzajów, przeto należy w zasadzie siły jądrowe podzielić na trzy typy: 1) siły działające między neutronami i protonami, 2) między neutronami i neutronami, 3) między protonami i protonami. Zrazu sądzono, że siły wiążące cząstki różnoimiennie są znacznie potężniejsze od sił między cząstkami jednoimiennymi; pierwsze teorie budowy jądra (*Heisenberg*) były oparte na tym założeniu upraszczającym. Dzisiaj wiemy, głównie na podstawie doświadczeń dotyczących anormalnego rozpraszania protonów, że wspomniane trzy typy nie różnią się zbytnio między sobą ani natężeniem, ani matematyczną postacią prawa sił.

Podkreśliliśmy już poprzednio, że prawo to nie może posiadać używanej zwykle w mechanice postaci  $f = cr^{-p}$ . W celu wytłumaczenia przybliżonej proporcjonalności między energią wiązania i liczbą cząstek w jądrze można uczynić różne hipotezy. Po pierwsze można założyć, że siły jądrowe zanikają nadzwyczaj szybko wraz ze wzrostem odległości, np. według prawa wykładniczego (*Wigner*). Po wtóre jest rzeczą możliwą, że prawo rządzące tymi siłami nie może być wyrażone za pomocą pojęć mechaniki klasycznej i że siły jądrowe należą do kategorii tzw. «sił wymiennych», które spotykamy w wielu zagadnieniach mechaniki kwantowej. Zgodnie z założeniem teorii kwantów energia potencjalna jest to operator przekształcający funkcję falową badanego układu. W szczególności energia wymienna oddziaływania dwóch cząstek jest to operator *permutacyjny*, wymieniający w funkcji falowej współrzędne obu cząstek między sobą. Sprawa komplikuje się nieco, jeżeli oprócz współrzędnych przestrzennych bierzemy pod uwagę spin. Rolę spinu możemy ująć w różny sposób. Według *Heisenberga* operator wymiany<sup>1)</sup> między protonem i neutronem może być z pewnym zastrzeżeniem traktowany jako energia potencjalna, zależna od wzajemnego położenia i wzajemnej orientacji spinów, natomiast spin nie odgrywa żadnej roli w teorii *Majorany*, która z tego powodu jest matematycznie prostsza. Jest rzeczą w zasadzie możliwą rozstrzygnąć na podstawie doświadczenia, która z tych teoryj jest słuszna; jak się wydaje, należy przyjąć, że energia składa się z dwóch wyrazów: «wyrazu *Majorany*» i «wyrazu *Heisenberga*»; pierwszy z tych wyrazów jest większy<sup>1)</sup>. Nie będziemy zajmowali się

<sup>1)</sup> Należy zaznaczyć, że posługiwanie się wyrazami *Heisenberga* i *Majorany* miało do niedawna charakter postępowania czysto heurystycznego. Obecnie jednak zarysowuje się możliwość bardziej racjonalnej teorii sił jądrowych, gdyż istnienie sił wymiennych możemy uzasadnić logicznie na podstawie teorii ciężkiego elektronu (*mezonu*). Ta cząstka, posiadająca elementarny ładunek elektryczny i masę około 150 razy większą od masy elektronu, została niedawno odkryta w promieniowaniu kosmicznym i według nowych poglądów stanowi pośrednie ogniwo w emisji promieniowania  $\beta$  radiopierwiastków. Powstawanie sił wymiennych wyobrażamy sobie w ten sposób, że z neutronu (lub protonu) wybiega ujemny (lub dodatni) mezon i jest następnie chwytyany przez proton (lub neutron). W wyniku neutron (proton) zamienia się na proton (neutron) i odwrotnie, co według mechaniki kwantowej musi być związane z istnieniem specyficznej energii potencjalnej obu cząstek.

zawiłymi rachunkami, do których prowadzą te założenia: rozważymy tylko w krótkości zagadnienie budowy najprostszego ze złożonych jąder, mianowicie deuteronu. W tym zresztą przypadku obie teorie dają jednakowe wyniki, a nawet mogą być zastąpione do pewnego stopnia klasyczną teorią posługującą się pojęciem zwykłej energii potencjalnej. Istota sprawy jest następująca. Zasięg działania wzajemnego przyciągania neutronu i protonu jest mały w porównaniu z odległością obu cząstek, innymi słowy, chociaż te cząstki ciążą ku sobie, niemniej znajdują się w okolicy, w której pole sił przyciągania znika. Do przyjęcia tego paradoksalnego z pozoru wniosku skłania nas konieczność wytłumaczenia małej wartości energii wiązania deuteronu ( $2,3 \text{ Mev}$ ). W teorii klasycznej nie umiemy wyobrazić sobie modelu spełniającego ten warunek, gdyż cząstki musiałyby odbiec od siebie; wszelako w teorii kwantowej układ tego rodzaju może być trwały, jeżeli *średnia* energia potencjalna posiada dostatecznie wielką wartość ujemną. W istocie «odległość» jest to w mechanice kwantowej wielkość statystyczna; stan układu charakteryzujemy prawdopodobieństwem, aby cząstki znajdowały się w tej czy innej odległości od siebie. Jeżeli przeto prawdopodobieństwo znalezienia cząstek w okolicy, gdzie energia potencjalna jest znaczna, posiada stosownie wielką wartość, warunek trwałości może być spełniony. Dokładna postać funkcji, wyrażającej zależność energii potencjalnej  $V$  od odległości nie posiada w teorii deuteronu wielkiego znaczenia; możemy np. założyć, że mamy do czynienia z «dołem prostokątnym», tj. że mamy  $V = -V_0$  (gdzie  $V_0 > 0$ ) dla  $r < r_0$  oraz  $V = 0$  dla  $r > r_0$ , gdzie  $V_0$  jest to stała, tzw. «głębokość dołu»,  $r_0$  zaś zasięg działania sił. Te założenia oraz znajomość energii wiązania wystarczają do rozwiązania zagadnienia deuteronu. Znajdujemy, że średnia odległość  $d$  między neutronem i protonem wynosi  $4,6 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$ . Co się tyczy zasięgu  $r_0$ , to możemy obrać wartość dowolną, lecz małą wobec  $d$ . Wybór ten określa jednoznacznie głębokość dołu, gdyż musimy mieć  $V_0 r_0^2 = \pi \hbar^2 / 4M$ . Np. kładąc  $r_0 = 2 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$  znajdujemy  $V_0 = 25 \text{ Mev}$ . Oczywiście hipoteza dołu prostokątnego może być zastąpiona inną, np. możemy założyć, że  $V = -V_0 e^{-r/r_0}$  lub  $V = -V_0 e^{-r^2/r_0^2}$ , wszelako zależność między  $r_0$  i  $V_0$  zachowuje tę samą postać, mianowicie mamy  $V_0 r_0^2 = \text{const}$ ; tylko współczynnik liczbowy przybiera nieco inną wartość. W celu usunięcia dowolności w wyborze zasięgu  $r_0$  posługujemy się rozważaniami, w których bierzemy pod uwagę energię wiązania jąder położonych w układzie periodycznym poza deuteronom, tj. jąder  ${}^3\text{H}$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$ . Nie wchodząc w szczególności tych rozważań zaznaczymy tylko, że wyjątkowo wielka trwałość jądra helu ( $28 \text{ Mev}$ ) zmusza nas do przyjęcia wielkiej wartości  $V_0$ , a zatem małego zasięgu  $r_0$ ; w celu wytłumaczenia tej trwałości wystarcza bowiem przyjąć, że w jądrze helu cząstki elementarne są umieszczone bliżej od siebie niż w deuteronie, a zatem są bliższe okolicy, w której energia potencjalna jest wielka. Usiłowano na podstawie teorii

deuteronu opracować teorię ogólną, obejmującą jądra bardziej złożone; pomimo jednak wielkiej liczby prac poświęconych temu zagadnieniu, wyniki nie są zupełnie zadowalające. Teoria daje w gruncie rzeczy tylko ogólną postać zależności pomiędzy energią wiązania oraz liczbami  $N$  i  $Z$ ; natomiast współczynniki liczbowe muszą być wyznaczone doświadczalnie. Wzór (4), którym posługiwaliśmy się poprzednio, jest to uproszczona postać ogólnego wzoru, wynikającego z tych rozważań.

#### D. Złożone jądro (*Bohr*).

W ustępie o selektywnej absorpcji neutronów była mowa o wzorze *Breita* i *Wignera*, wyrażającym zależność czynnego przekroju w pochłanianiu neutronów przez jądra od energii neutronu. Ten wzór stosuje się do reakcji jądrowych dowolnego typu, spowodowanych przez neutrony, protony, deuterony, cząstki  $\alpha$  lub fotony. We wszystkich tych przypadkach przekrój osiąga znaczną wartość wówczas, gdy zachodzi rezonans, przez co rozumiemy, że suma energii kinetycznej (lub energii kwantowej fotonu) oraz energii wiązania cząstki w jądrze jest dokładnie równa energii wzbudzonego stanu «jądra złożonego».

Koncepcja złożonego jądra stanowi charakterystyczny rys teorii reakcji jądrowych *Bohra*. Wyłożymy w krótkości podstawy tej teorii.

Reakcje jądrowe stanowią szczególnie przypadek rozległej klasy zjawisk noszących nazwę zderzeń atomowych. Dawną klasyczną teorię tych zjawisk zastąpiła teoria oparta na mechanice kwantowej, która daje znacznie lepszą zgodność z doświadczeniem, zwłaszcza w zastosowaniu do zderzeń wywołujących zmiany w zewnętrznej, tj. elektronowej powłoce atomu. Zgodnie z założeniami teorii cząstka wpadająca do atomu porusza się w polu sił atomowych. Tor cząstki (w obrazie klasycznym) lub jej funkcja (w interpretacji kwantowej) ulega zaburzeniom pod działaniem pola; zmianę toru lub funkcji falowej opisujemy jako *rozproszenie*. W przypadku, gdy następstwem zderzenia jest odłączenie się jednego z elektronów od atomu, rozumowanie jest zupełnie podobne, choć niekiedy bywa rzeczą korzystną obrać jako podstawę rozważania pole charakteryzujące *jon atomowy*, tj. atom pozostały po usunięciu elektronu wybiegającego w następstwie zderzenia.

Usiłowano, bez wielkiego powodzenia, zastosować tę samą metodę do zderzeń jądrowych. *Bohr* zwrócił uwagę na to, że między zderzeniami elektronowymi i jądrowymi istnieje zasadnicza różnica. W pierwszym przypadku elektron lub inna naładowana cząstka biegnie w obszarze nieomal pustym; oddziaływania, których doznaje, są na ogół słabe, co pozwala traktować te działania jako «zaburzenia» w znaczeniu, jakie to słowo posiada w zwykłej teorii zaburzeń. Teoria kwantowa opisuje taki stan rzeczy za pomocą funkcji falowej, która jest iloczynem funkcji cząstki oraz atomu (lub cząstki padającej, wysyłanego elektronu oraz

jonu atomowego). W zderzeniach jądrowych dzieje się zupełnie inaczej. Energia oddziaływania jest w tym przypadku tego samego rzędu wielkości, co energia kinetyczna cząstki, gęstość środowiska, do którego cząstka przenika, jest tak wielka, że prawdopodobieństwo przelotu — w odróżnieniu od zderzeń elektronowych — jest znikomo małe. Ruch cząstki zostaje niejako zniszczony, nie możemy dzielić funkcji falowej na wyrazy reprezentujące osobno cząstkę i jądro, co matematycznie znaczy, że utworzyło się nowe «złożone» jądro. Złożone jądro przejmuje razem z cząstką całą jej energię, mianowicie energię kinetyczną oraz energię wiązania; ta energia nie zostaje jednak przekazana bezpośrednio żadnej innej cząstce jądrowej; liczne i silne oddziaływania sprawiają raczej, że nadmiar energii zostaje podzielony pomiędzy wszystkie cząstki układu, który wskutek tego znajduje się w stanie wybitnie wzbudzonym. W tych warunkach nie możemy opisywać zderzenia li tylko jako *zaburzenia* stanu początkowego. Co więcej, musimy wyrzec się obrazu statycznego pola, w którym porusza się nadbiegająca cząstka. W istocie jądro nie posiada ani środka, ani żadnego innego określonego geometrycznie elementu, który umożliwiłby konstrukcję tego pola; wszystkie cząstki jądrowe w równym stopniu biorą udział w wytwarzaniu pola i w równym stopniu ulegają jego działaniu. Innymi słowy zagadnienie budowy jądra oraz zderzeń jądrowych jest to typowe zagadnienie «*n* ciał»; metody mechaniki niebios, biorące za podstawę zagadnienie dwóch ciał, nie mogą być stosowane w tym przypadku. Cząstka przenikająca do jądra traci energię kinetyczną, która wyróżniała ją spośród innych cząstek i staje się po prostu jednym z wielu elementów nowego układu, tj. «jądra złożonego». Jak to zaznaczaliśmy, złożone jądro powstaje w stanie silnie wzbudzonym. Ten stan jest nietrwały i po upływie bardzo krótkiego czasu następuje przejście do stanu ostatecznego. Jeżeli mamy do czynienia z syntezą ciężkiego jądra drogą wchłonięcia nadbiegającej cząstki, to stanem końcowym jest podstawowy (normalny) stan utworzonego jądra; zdarza się jednak również, że wzbudzone jądro ulega rozpadowi na jądro prostsze, oraz cząstkę jednego ze znanych nam typów. Mogłoby wydawać się, że koncepcja złożonego jądra jest użyteczna tylko w zagadnieniach syntezy; *Bohr* jednak wykazał, że nawet wówczas, gdy mamy do czynienia z reakcjami «podwójnej wymiany», tj. reakcjami:  $(n, \alpha)$ ,  $(n, p)$ ,  $(d, n)$ ,  $(d, \alpha)$ ,  $(d, p)$ ,  $(p, n)$ ,  $(p, \alpha)$ ,  $(\alpha, n)$ ,  $(\alpha, p)$ , możemy mówić o złożonym jądrze jako o dobrze określonym utworze przejściowym. W istocie skoro początkowa energia wzbudzenia rozkłada się równomiernie pomiędzy wszystkimi cząstkami jądrowymi, to emisja jakiejś cząstki może nastąpić tylko wtedy, kiedy energia zostanie skupiona na tej cząstce, a zatem po upływie pewnego czasu, którego długość może być określona tylko statycznie, mianowicie jako średni czas trwania złożonego jądra.

Znany nam wzór *Breita* i *Wignera* może być traktowany jako mate-

matyczne ujęcie tego obrazu reakcyj jądrowych. Podobieństwo tego wzoru do wzoru dyspersji optycznej wynika z tego, że niema istotnej różnicy między przebiegiem reakcji jądrowej w rozumowaniu *Bohra*, a pochłonięciem fotonu przez atom. Jeżeli w reakcji danego typu zależność między przekrojem czynnym i energią została zbadana doświadczalnie, to wzór *Breita* i *Wignera* pozwala wyliczyć wartości współczynników  $\Gamma$ , tj. całkowitego prawdopodobieństwa zaniku stanu początkowego w jednostce czasu, oraz prawdopodobieństw *częściowych* odpowiadających różnym sposobom przejścia z tego stanu do stanu końcowego. Rachunek ten można wykonać np. w przypadku zjawisk spowodowanych przez powolne neutrony. Znajdujemy, że współczynnik  $\Gamma$  całkowitego zaniku jest rzędu wielkości  $1/10 \text{ eV}$ , skąd wyliczamy, że średni czas życia  $\tau$  wynosi

$$\tau = \frac{h}{2\pi\Gamma} = \frac{6,60 \cdot 10^{-27}}{6,28 \cdot 0,11 \cdot 6 \cdot 10^{-12}} = 6,6 \cdot 10^{-15} \text{ sek.}$$

Z drugiej strony, jak to zaznaczaliśmy w rozdziale o neutronach, czas życia «neutronowy»  $\tau_n$  jest bardzo długi w porównaniu z całkowitym czasem życia, co znaczy, że prawdopodobieństwo reemisji neutronu (tj. rozproszenia sprężystego) jest bardzo małe wobec prawdopodobieństwa syntezy jądrowej.

Długość czasu  $\tau_n$  możemy oznaczyć na  $10^{-13} \text{ sek}$ , a chociaż rachunek jest tylko z gruba przybliżony, to jednak posiada wielkie znaczenie, gdyż stanowi uzasadnienie koncepcji złożonego jądra. W istocie, gdyby ta koncepcja była niesłuszna i gdyby można było mówić z niejakim prawdopodobieństwem o przejściu neutronu przez jądro, to czas, w ciągu którego neutron pozostawałby w jądrze, byłby rzędu wielkości «średnicy jądra» podzielonej przez prędkość neutronu, tj. w przypadku ciepłych neutronów zbliżony do  $10^{-12}/2 \cdot 10^5 = 5 \cdot 10^{-18} \text{ sek}$ . Widzimy jednak, że neutron pozostaje w jądrze w ciągu czasu wielokrotnie dłuższego. Z tego wynika, że przejściowy stan związania neutronu z uderzonym jądrem nie jest to bynajmniej błahy epizod w kolejności skutków zderzenia. Chociaż rzeczywisty czas życia złożonego jądra w stanie wzbudzonym jest znacznie krótszy od życia «neutronowego» ( $10^{-15} \text{ sek}$ ), to jednak jest wystarczający do tego, abyśmy mogli traktować złożone jądro jako układ zorganizowany, charakteryzujący się istnieniem dobrze określonych stanów statecznych.

We wzorze *Breita* i *Wignera* bierzemy pod uwagę tylko jeden stan stateczny; jest to wzór analogiczny do dyspersyjnych wzorów ciał posiadających tylko jeden prążek absorpcyjny. Jest jednak rzeczą jasną, że jądro musi posiadać pewną liczbę stanów statecznych. Możemy nawet twierdzić, że te stany są niezmiernie liczne. W istocie, jak to już zaznaczaliśmy poprzednio, selektywna absorpcja powolnych neutronów w większości pierwiastków o średnim ciężarze atomowym nie

może być sprawą przypadku, lecz świadczy o tym, że odstępny energetyczne pomiędzy stanami statecznymi są bardzo wąskie, tj. że gęstość poziomów jest bardzo wielka. Do tego samego wniosku prowadzą również rozważania teoretyczne. Wobec znacznej liczby cząstek elementarnych w jądrze, istnieje wielka obfitość kombinacji odpowiadających poziomom o nieznacznie tylko różniące się energii wzbudzenia — oczywiście jeżeli mamy do czynienia ze stanem silnie wzbudzonym.

Z powyższego wynika, że wzór *Breita* i *Wignera* stanowi tylko pierwsze przybliżenie i musi być zastąpiony wzorem ogólniejszym, biorącym pod uwagę istnienie wielu poziomów. Wzór tego rodzaju, otrzymany przez *Bethego* i *Placzeka*, ma postać następującą:

$$\sigma = \frac{\lambda^2}{4\pi(2i+1)(2s+1)} \sum (2J+1) \left| \sum \frac{H_{pP}^{rJ} H_{qQ}^{rJ}}{E_p - E_0 + \frac{1}{2}i\Gamma} \right|^2. \quad (5)$$

W tym wzorze wielkości  $H$  są to wyrazy macierzowe, których kwadraty modułów są analogiczne do współczynników  $\Gamma$  wzoru *Breita* i *Wignera*. Każdy wyraz  $H_{qQ}^{rJ}$  odpowiada przejściu z danego stanu statecznego złożonego jądra do stanu końcowego, rozważanego bądź jako inny stan tego samego jądra, bądź jako wynik rozpadu tego jądra na emitowaną ( $Q$ ) cząstkę oraz na prostsze jądro. Wyrazy  $H_{pP}^{rJ}$  oznaczają przejście ze stanu początkowego, w którym mamy do czynienia z pierwotnym jądrem oraz nadbiegającą cząstką  $P$ , do jednego ze stanów złożonego jądra. Litera  $rJ$  oznaczają liczby kwantowe złożonego jądra:  $J$  jest to liczba azymutalna (spin),  $r$  reprezentuje pozostałe liczby kwantowe;  $p$  oraz  $q$  są to symbole zbioru liczb kwantowych jądra pierwotnego oraz jądra utworzonego;  $P$  i  $Q$  odnoszą się do cząstki nadbiegającej i cząstki emitowanej, wreszcie  $i$  i  $s$  oznaczają spin jądra pierwotnego i cząstki wywołującej reakcję. Wzór wyraża reakcję określonego typu, tj. prowadzącą do emisji określonej cząstki  $Q$  (która może być identyczna z cząstką  $P$ ) oraz określonego energetycznego stanu utworzonego jądra. Czynności sumowania wynikają z tego, że cząstka  $P$  może być przejściowo związana na różnych poziomach, tj. w różnych stanach ( $r, J$ ) złożonego jądra. Wreszcie współczynniki  $(2i+1)$ ,  $(2s+1)$ ,  $(2J+1)$  wyrażają stopień «zwyróżnienia» jądra pierwotnego, cząstki oraz złożonego jądra, tj. mówiąc prościej, liczby możliwych orientacji odpowiadające wartościom spinów  $i$ ,  $s$  i  $J$ . Wzór *Breita* i *Wignera* stanowi przypadek szczególny tego ogólnego wzoru; należy założyć, że  $i = s = J = 0$ , przyjmując, że istnieje tylko jeden stan  $rJ$  i wykonać operację  $||^2$ , tj. obliczyć kwadrat modułu wyrażenia w nawiasie.

Wzór *Bethego* i *Placzeka* tłumaczy, dlaczego na ogół nie dostrzegamy rezonansu w przypadku szybkich cząstek oraz ciężkich jąder. W istocie założymy, że energia  $E_p$  jest wielka wobec średniego odstepu między poziomami. Ponieważ nie mamy nigdy do czynienia z cząstkami, których energia jest dokładnie jednakowa i ponieważ wyraz  $\lambda^2$  zmienia się wraz z energią w sposób ciągły i powolny, przeto możemy mówić tylko o średniej wartości przekroju czynnego w pewnym przedziale energetycznym  $\Delta E_p$ . Będziemy przeto mieli do czynienia z sumowa-

niem (oraz całkowaniem) wyrazów, z których nieliczne odpowiadają dokładnemu rezonansowi i są wielkie, inne zaś małe wobec tego, że warunek rezonansu nie jest spełniony. Jest zatem rzeczą zrozumiałą, że  $\sigma$  zmienia się w zależności od  $E$  w sposób monotoniczny bez wyraźnych maximów lub minimów.

W wielu innych przypadkach użyteczność wzoru (5) jest stosunkowo niewielka, ponieważ nie mamy sposobu teoretycznego obliczenia lub wyznaczenia drogą doświadczalną wielkości, które figurują w tym wzorze. Gdyby jednak było rzeczą możliwą posługiwać się średnimi wartościami współczynników charakteryzujących poziomy należące do wąskiego przedziału energii i gdyby gęstość poziomów, tj. ich liczba na jednostkę odstępu była znana, to można by było wyznaczyć te współczynniki doświadczalnie. W następnym ustępie zajmiemy się niezmiernie oryginalną metodą, której twórcą jest *Niels Bohr* i która pozwala obliczyć w przybliżony sposób rozmieszczenie poziomów jądra.

#### E. Termodynamiczna teoria jądra.

*Bohr* rozpatruje jądro jako układ zdolny do wykonywania drgań swobodnych. Musimy przy tym obrać pewien model mechaniczny. Najprostszy taki model to kropla «cieczy jądrowej». Dla uzasadnienia tej analogii możemy przytoczyć szereg faktów: gęstość jąder podobnie jak kropel określonej cieczy jest (w pierwszym przybliżeniu) niezależna od ich wielkości; odległości między cząstkami jądra są małe w stosunku do rozmiarów jądra, podobnie jak odległości między drobinami cieczy w stosunku do rozmiarów kropli; wreszcie w obu przypadkach siły spójności są wywierane na siebie wzajemnie tylko przez elementy sąsiadujące ze sobą.

Na podstawie hydrodynamiki możemy obliczyć «normalne» częstości drgania kropli i liczbę tych drgań na jednostkę przedziału częstości. Teoria kwantów podporządkowująca każdej częstości  $\nu$  energię  $h\nu$  zamienia zagadnienie możliwych stanów drgających na zagadnienie możliwych stanów energetycznych. Jak widzimy, zagadnienie to jest w zasadzie identyczne z zagadnieniem ciepła właściwego, co nasuwa myśl o posługiwaniu się metodami termodynamiki i mechaniki statystycznej. Metody te rozwinęli w zastosowaniu do jądra *Frenkel*, *Weisskopf* i *Bethe*.

Jądro wzbudzone możemy traktować jako układ w równowadze cieplnej, posiadający określoną temperaturę. Zero tej skali temperatur jądrowych jest to zgodnie z umową temperatura stanu podstawowego. Wyłania się typowe zagadnienie termodynamiczno-statystyczne, które możemy rozwiązać, jeżeli zależność między energią  $U$  i temperaturą  $T$  jest znana. W istocie możemy wówczas obliczyć entropię  $S$  na podstawie wzoru  $dS = dU/T$  oraz energię swobodną  $F = U - ST$ . Znając entropię wyliczamy gęstość poziomów w następujący sposób.

Załóżmy, że jądro znajduje się w równowadze cieplnej z otoczeniem, np. z promieniowaniem czarnym, wypełniającym pewien zamknięty obszar i posiadającym temperaturę  $T$ . Średnia energia jądra  $U$  będzie to funkcja temperatury  $U=f(T)$ ; będziemy jednak mieli do czynienia z fluktuacjami tej energii; średni kwadrat fluktuacji  $\Delta U$  jest dany przez wzór:

$$(\Delta U)^2 = 2\pi T^2 dU/dT,$$

jeżeli temperatura jest zdefiniowana na mocy założenia, że stała *Boltzmann*  $k = 1$ .

W układzie «skwantowanym», którego stany tworzą zbiór nieciągły, istnienie fluktuacyj interpretujemy w ten sposób, że układ może znajdować się w dowolnym stanie statecznym o energii zawartej w przedziale  $\Delta U$ . Z drugiej strony, zgodnie ze statystyczną definicją entropii, mamy  $S = \lg N$  (jeżeli  $k = 1$ ), gdzie  $N$  jest to całkowita liczba stanów o energii mniejszej od  $U$ . Jak wiemy, te stany tworzą zbiór skupiony w najbliższej okolicy maksymalnej energii  $U$ ; nie popełnimy przeto wielkiego błędu rozpatrując  $N$  jako liczbę stanów zawartych w przedziale fluktuacyj  $\Delta U$ . Gęstość rozmieszczenia tych stanów, tj. ich liczba na jednostkę odstepu energetycznego, wynosi  $\rho = N/\Delta U$ ; mamy zatem:

$$\rho = e^S (2\pi)^{-1/2} T^{-1} \left( \frac{dU}{dT} \right)^{-1/2}. \quad (6)$$

W celu uzupełnienia tych rozważań termodynamicznych musimy zbadać zależność energii od temperatury. Jak to już zaznaczyliśmy, jest to zagadnienie analogiczne do zagadnienia ciepła właściwego lub gęstości promieniowania czarnego w zależności od temperatury.

Nie wchodząc w szczegóły ograniczymy się do stwierdzenia, że model kropli «cieczy jądrowej» pozwala wyliczyć tę zależność w założeniu, że kropla wykonywa drgania «normalne» dwóch rodzajów: drgania objętościowe i drgania powierzchniowe; w ujęciu kwantowym drgania pierwszego typu odpowiadają energii objętościowej (tj. głównemu wyrazowi energii wiązania), drgania zaś drugiego typu — energii powierzchniowej. Znając postać funkcji  $U = f(T)$  i  $S = \varphi(T)$  obliczamy gęstość poziomów na podstawie wzoru (6). Poniższa tablica, zapożyczona z dzieła *Bethego* «Nuclear Physics, Theoretical Part», zawiera temperatury odpowiadające stanom wzbudzenia jąder o różnym ciężarze atomowym oraz gęstości poziomów w okolicy tych stanów wzbudzenia. Temperatury są wyrażone w milionach elektronowoltów, podobnie jak energie stanów, co wynika z tego, że położyliśmy  $k = 1$ .

Zauważmy najpierw, że temperatury jądrowe wahają się w stosunkowo znacznie mniejszych granicach niż energie stanów wzbudzonych. Na ogół danej energii wzbudzenia odpowiada tym niższa temperatura, im ciężar atomowy jest większy, co jest zrozumiałe, ponieważ energia zostaje wówczas podzielona między większą liczbę cząstek elementarnych.



TABLICA

	Ciążar atomowy $A$	10	20	50	100	200
Temperatura w $Mev$	$U = 5 Mev$	1,12	1,43	1,11	0,92	0,75
	$U = 10 Mev$	2,18	1,82	1,41	1,17	0,97
	$U = 20 Mev$	2,78	2,31	1,81	1,49	1,15
Odległość między sąsiednimi poziomami w $ew$	$U = 5 Mev$	$1,1 \cdot 10^5$	$3,6 \cdot 10^4$	$5,9 \cdot 10^3$	$1,1 \cdot 10^3$	150
	$U = 10 Mev$	$1,3 \cdot 10^4$	$2,7 \cdot 10^3$	180	16	0,9
	$U = 20 Mev$	440	33	0,55	0,015	$1,5 \cdot 10^{-4}$

Odstępy pomiędzy sąsiednimi poziomami zmniejszają się bardzo szybko w miarę jak wzrasta energia wzbudzenia oraz ciężar atomowy. Wytlumaczenie tego faktu jest również bardzo proste. Gęstość poziomów jest proporcjonalna do wykładniczego wyrazu  $e^5$ , entropia zaś jest to wzrastająca funkcja energii oraz liczby cząstek jądrowych.

Porównyując tę teorię z doświadczeniem musimy pamiętać o tym, że jest to teoria statystyczna, a zatem stosująca się z niejaką dokładnością tylko do układów zawierających wielką liczbę cząstek, np. zbliżoną do 100. Tablica pokazuje, że odległość między sąsiednimi poziomami energetycznymi jąder o masie atomowej tego rzędu wielkości wynosi ok.  $20e\omega$ , jeżeli energia wzbudzenia wynosi  $10 Me\omega$ , tj. nieco więcej niż energia udzielona jądru wskutek wchłonięcia powolnego neutronu.

Do tego samego rzędu wielkości odstępów między poziomami prowadzi rozważania oparte na częstości występowania selektywnej absorpcji neutronów wśród pierwiastków o «średnim» ciężarze atomowym. Natomiast teoria statystyczna nie nadaje się w równym stopniu do interpretacji zjawisk rezonansu, obserwowanych przy emisji protonów przez jądra bombardowane cząstkami  $\alpha$ . W istocie odstęp między poziomami, np. w przypadku glinu bombardowanego cząstkami  $\alpha$ , są rzędu wielkości  $300000 e\omega$ . Energia wzbudzenia złożonego jądra fosforu ( $^{27}Al + ^4He \rightarrow ^{31}P$ ) jest rzędu wielkości  $10 Me\omega$ , gdyż do kinetycznej energii cząstki  $\alpha$  (ok.  $6 Me\omega$ ) należy dodać energię wiązania cząstki  $\alpha$  w jądrze, wynoszącą ok.  $4 Me\omega$ . Tablica daje w tym przypadku ( $U = 10 Me\omega$ ,  $20 < A < 50$ ),  $D < 2700 e\omega$ . Ta rozbieżność wynika, być może, z tego, że lekkie jądra, do których ograniczamy się w doświadczeniach z cząstkami  $\alpha$ , zawierają zbyt małą liczbę cząstek, aby można było mówić o poprawnym stosowaniu metody statystycznej.

Wszelako nawet w przypadku lekkich pierwiastków teoria Bohra tłumaczy szereg faktów, które dotąd wydawały się zupełnie niezrozumiałe. W reakcjach, którym towarzyszy emisja cząstki jądrowej, stwier-

dzamy na ogół istnienie kilku grup izokinetycznych; cząstki najszybsze unoszą całkowitą energię wydzieloną w transmutacji, innym grupom odpowiadają mniejsze wartości energii kinetycznej, co wynika z tego, że część energii zostaje przekazana jądru w postaci energii wzbudzenia. Uderzający jest jednak fakt, że najszybsza grupa występuje zawsze ilościowo najslabiej, a niekiedy jest nawet niedostrzegalna. Przeoczenie tej grupy prowadzi, rzecz prosta, do mylnego szacowania bilansu energetycznego reakcji.

Z punktu widzenia teorii statystycznej grupy nie mogą być dokładnie izokinetyczne, gdyż każdy poziom końcowy musi być rozumiany jako zbiór poziomów o zbliżonych wartościach energii. Dla większej ogólności założymy, że gęstość poziomów jest tak wielka, iż wysyłane cząstki tworzą w przybliżeniu ciągle widmo prędkości. Jeżeli energia wydzielona w reakcji wynosi  $Q$ , cząstki, których energia jest  $E$ , opuszczają jądro w stanie o energii  $Q - E$ . Założymy, że prawdopodobieństwo emisji jest proporcjonalne do energii kinetycznej wybiegającej cząstki; wówczas liczba cząstek  $dv$ , których energia jest zawarta między  $E$  i  $E + dE$  będzie proporcjonalna do  $E\rho(Q - E)dE$ , gdzie  $\rho(Q - E)$  jest to gęstość stanów odpowiadających wzbudzeniu  $Q - E$ . Jak wiemy,

$$\rho \sim T^{-1} \left( \frac{dU}{dT} \right)^{-1/2} e^S = \varphi(Q - E) e^{\psi(Q - E)},$$

gdzie  $T$ , tj. temperatura stanu końcowego, jak również  $dU/dT$  i  $S$  są to funkcje energii tego stanu ( $Q - E$ ).  $\varphi$  jest to funkcja zmniejszająca się na ogół powoli wraz z energią, możemy przeto w pierwszym przybliżeniu zaniedbać jej zmienność wobec funkcji wykładniczej, zwłaszcza dla małych wartości  $E$ ; będziemy wówczas mieli

$$dv \sim E e^{\psi(Q - E)} dE = E e^{\psi(Q) - \frac{d\psi}{dU} E} dE = E e^{S - E/T} dE,$$

czyli  $dv \sim E e^{-E/T} dE$ , gdzie  $T$  jest to temperatura złożonego jądra w chwili początkowej. To wyrażenie równa się zero dla  $E = 0$ , przechodzi przez maximum dla  $E = T$  i następnie dąży do zera wraz ze wzrostem  $E$ . Jak to jednak zaznaczaliśmy, temperatury odpowiadające stanom wzbudzenia są na ogół «niskie», mianowicie rzędu wielkości  $2 \text{ Mew}$ , nawet wtedy, gdy energia wzbudzenia jest zbliżona do  $20 \text{ Mew}$ . Stąd wynika, że największa liczba cząstek wybiega ze stosunkowo małą energią kinetyczną; liczba zaś cząstek posiadających całkowitą energię wydzieloną w reakcji jest bardzo mała.

Interesujące potwierdzenie tej teorii znajdujemy w energetycznym rozkładzie neutronów wysyłanych przez beryl bombardowany cząstkami  $\alpha$  polonu. Na podstawie wartości masy atomowej oraz energii cząstek  $\alpha$  wyliczamy, że neutrony powinny posiadać energię  $11 \text{ Mew}$ . W rzeczywistości jednak liczba tych najszybszych neutronów jest znikomo mała;

przeważają zaś neutrony stosunkowo powolne i wskutek tego średnia energia wynosi tylko 4 *Mew*.

Jeżeli wysyłane cząstki są naładowane, np. jeżeli są to protony biorące początek w transmutacji wywołanej przez cząstki  $\alpha$ , to należy wziąć pod uwagę, że bariera potencjału prawie zupełnie nie wypuszcza cząstek, których prędkość jest zbyt mała. I w tym przypadku maximum krzywej rozkładu przypada na protony o energii wynoszącej tylko ułamek całkowitej rozporządzalnej energii, maximum to jest jednak przesunięte w stronę większych wartości.

Podobne rozważania stosują się również do promieniowania  $\gamma$ , towarzyszącego pochłanianiu powolnych neutronów przez jądra. Ponieważ energia wydzielona w reakcji typu  $(n, \gamma)$  jest zbliżona do 8 *Mew*, fotony  $\gamma$  powinny by posiadać energię tego rzędu wielkości. W rzeczywistości jednak dzieje się inaczej: emisja zachodzi najczęściej w kilku etapach. Najpierw wybiega foton o małej energii, jądro zaś zachowuje znaczną część początkowego wzbudzenia; następuje emisja innego fotonu i proces ten powtarza się aż do zupełnego zużycia energii nagromadzonej w jądrze. Emisja fotonu unoszącego całkowitą energię wzbudzenia jest zjawiskiem stosunkowo rzadkim; *Griffiths* i *Szilard* wykazali, że absorpcji jednego neutronu odpowiada zazwyczaj emisja kilku fotonów o średniej energii 2 do 3 *Mew*.

Zajmowaliśmy się dotąd rolą, jaką w reakcjach jądrowych odgrywa gęstość poziomów w stanie końcowym (lub przynajmniej stanowiących zakończenie pierwszego etapu reakcji); powiemy teraz kilka słów o roli gęstości poziomów w początkowym stanie złożonego jądra. Jeżeli ta gęstość jest wielka, wzór *Bethego* i *Placzeka* upraszcza się w znacznym stopniu w zastosowaniu do szybkich cząstek. Po pierwsze, jak to już zaznaczaliśmy, energia nie jest dokładnie oznaczona, lecz jest zawarta w pewnym przedziale  $\Delta E$ . Możemy przeto zdefiniować przekrój czynny, jako wielkość średnią na podstawie wzoru  $\sigma = \int \sigma_E dE / \Delta E$ , gdzie  $\sigma_E$  jest to przekrój odpowiadający dokładnie energii  $E$ . Po wtóre możemy uprościć sumowanie tworząc iloczyn liczby wyrazów  $\rho \Delta E$  w przedziale  $\Delta E$ , gdzie  $\rho$  jest to gęstość poziomów, przez średnią wartość wyrazu. (Ściśle biorąc, należy tę operację wykonywać osobno dla wszystkich możliwych wartości  $J$  obrotowego momentu złożonego jądra). W ostatecznym wyniku  $\Delta E$  znika i po wykonaniu całkowań znajdujemy  $\sigma = \rho \lambda^2 \Gamma_P \Gamma_Q / 2\Gamma$ .

W tej postaci wzór *Bethego* i *Placzeka* posiada bardzo proste znaczenie fizyczne. Możemy go rozdzielić na dwa czynniki, z których pierwszy, mianowicie  $\rho \lambda^2 \Gamma_P / 2$ , oznacza całkowity przekrój czynny, odpowiadający schwytności cząstki  $P$  i utworzeniu złożonego jądra, drugi zaś, tj.  $\Gamma_Q / \Gamma$ , jest to prawdopodobieństwo, że zanik stanu początkowego zachodzi w postaci emisji cząstki  $Q$ . Jeżeli są możliwe różne sposoby przejścia ze stanu początkowego do końcowego, np. jeżeli może zachodzić emisja cząstek  $Q_1, Q_2$  itd. (pomiędzy którymi znajdujemy zawsze

pierwotną cząstkę  $P$ ), to mamy  $\Sigma \Gamma_{Q_i} = \Gamma$ , co oznacza, że suma przekrojów czynnych charakteryzujących emisję poszczególnych cząstek jest równa całkowitemu przekrojowi czynnemu reakcji. Wynik ten jest zresztą oczywisty *a priori*.

Wreszcie należy zaznaczyć, że czynnik  $\rho \lambda^2 \Gamma_p / 2$  przybiera niezmiernie prostą postać w przypadku szybkich cząstek, które zgodnie z zasadą korespondencji powinny zachowywać się w sposób bardziej zbliżony do klasycznego niż cząstki powolne. W tym bowiem przypadku czynnik ten jest, jak tego można dowieść, równy  $\pi R^2 \xi$ , gdzie  $R$  jest to promień jądra,  $\xi$  zaś prawdopodobieństwo przyłgnięcia do jądra cząstki padającej na jego «powierzchnię». Ten sposób wyrażenia przekroju czynnego nasuwa analogię pomiędzy pochłonięciem cząstki i kondensacją drobiny pary na kropli, a także emisją cząstki ze wzbudzonego jądra oraz parowaniem kropli cieczy. Współczynnik  $\xi$  jest analogiczny do «prawdopodobieństwa przyłgnięcia», wielkości dobrze znanej w teorii parowania cieczy. Ten współczynnik dąży na ogół do jedności, w miarę jak energia nadbiegającej cząstki wzrasta.

## ROZDZIAŁ IV

### SZTUCZNA PROMIENIOTWÓRCZOŚĆ

#### A. Uwagi ogólne.

Jak to zaznaczaliśmy kilkakrotnie, reakcje jądrowe prowadzące do powstawania nietrwałych jąder mogą być badane w szczególnie dogodny sposób za pomocą promieniotwórczości utworzonych pierwiastków. Tej cennej metodzie zawdzięczamy odkrycie licznych faktów wielkiej doniosłości, np. pochłaniania selektywnego powolnych neutronów oraz niesprężystego rozpraszania prędkich neutronów, poznanie własności gazu neutronowego itp. Metoda polega na mierzeniu ilości radiopierwiastka utworzonego w określonych warunkach doświadczalnych, ilości, która jest *ceteris paribus* proporcjonalna do natężenia czynnika wywołującego reakcję. W ten sposób możemy badać zmiany natężenia, tj. liczby cząstek w zależności od zmiennych warunków doświadczalnych.

W innych bardzo licznych przypadkach chemiczne rozpoznanie radiopierwiastka pozwala ustalić rodzaj reakcji jądrowej, w której ten pierwiastek został utworzony.

W tym rozdziale będziemy rozpatrywali sztuczną promieniotwórczość z innego punktu widzenia, mianowicie zwrócimy uwagę na związek pomiędzy podstawowymi faktami nowej i dawnej promieniotwórczości.

Liczba znanych sztucznych radiopierwiastków jest bardzo wielka. Dziełko *Bethego* i *Livingstona* «Nuclear Physics. Experimental Part», ogłoszone w roku 1937, podaje 218 tych radiopierwiastków; w chwili obecnej znamy ich znacznie więcej<sup>1)</sup>. Z wyjątkiem wodoru oraz pierwiastków o liczbie atomowej zawartej między 84 (*Po*) i 88 (*Ra*), których silna promieniotwórczość naturalna uniemożliwia badania tego rodzaju, zdołano otrzymać radioizotopy wszystkich innych pierwiastków, a nawet znamy radiopierwiastki o liczbach atomowych 43 i 61, nie reprezentowanych, jak wiadomo, przez trwałe pierwiastki. We wszystkich przypadkach, w których zdołano wyznaczyć liczbę masy radioizotopu w spo-

---

<sup>1)</sup> Spis znanych obecnie sztucznych radiopierwiastków jest podany w tablicy II Uzupelnień.

sób zupełnie pewny, liczba ta jest różna od wszystkich liczb masy przysługujących trwałym izotopom tego samego pierwiastka<sup>1)</sup>. Natomiast liczba radioizotopów o danej wartości  $Z$  bywa niekiedy tak znaczna, że nie ma możliwości przypisywania każdemu z nich różnej masy; ten fakt doprowadził do odkrycia tzw. izomerii jądrowej, tj. istnienia par pierwiastków posiadających jednakowe liczby masy i liczby atomowe i różniących się tylko cechami promieniotwórczości.

Radiopierwiastki sztuczne ulegają najczęściej przemianie, której towarzyszy emisja promieni  $\beta$  lub pozytonów. Na ogół jest rzeczą możliwą określić *a priori*, na podstawie wartości  $Z$  i  $A$  radiopierwiastka, który z tych rodzajów przemiany zachodzi. Jeżeli radiopierwiastek posiada tylko jeden izobar trwały, to mamy do czynienia z przemianą  $\beta$  w przypadku, kiedy liczba atomowa tego izobaru jest większa od liczby atomowej radiopierwiastka, z przemianą pozytonową zaś w przypadku przeciwnym. Jeżeli istnieją dwa izobary trwałe — których liczby atomowe, jak to najczęściej się zdarza, różnią się o 2 — to najczęściej zachodzi przemiana  $\beta$ , z wyjątkiem przypadku, gdy izobar z większym  $Z$  jest najlżejszy spośród izotopów tej samej liczby  $Z$ ; wówczas mamy do czynienia z przemianą pozytonową lub z rozgałęzieniem, tj. z obiema przemianami równocześnie.

Przemiany sztucznych radiopierwiastków są prawie zawsze pojedyncze, tj. prowadzą bezpośrednio do utworzenia pierwiastka trwałego. Fakt ten tłumaczy się tym, że wszystkim liczbom całkowitym od 1 do 200 odpowiadają trwałe izotopy, a ponadto istnieje znaczna liczba par izobarów. Jedyny może wyjątek od tej zasady stanowią podwójne przemiany  $^{83}\text{Se} \rightarrow ^{83}\text{Br} \rightarrow ^{83}\text{Kr}$  oraz  $^{129}\text{Te} \rightarrow ^{129}\text{I} \rightarrow ^{129}\text{X}$  składające się z dwóch kolejnych przemian  $\beta$ . Natomiast z pierwiastków najcięższych, a zatem naturalnie promieniotwórczych, można otrzymać drogą doświadczalną radiopierwiastki stanowiące pierwsze wyrazy rodzin promieniotwórczych.

Sposób powstawania tych radiopierwiastków, biorących początek w *podziale* jądra uranu lub toru, będzie opisany w ustępie D.

## B. Promieniowanie.

Promienie  $\beta$  lub pozytony wysyłane przez radiopierwiastki tworzą widma ciągłe, posiadające dobrze określoną górną granicę energii  $Q$ . Zgodnie z teorią promieniowania  $\beta$  wielkość  $Q$  jest równa energii wydzielonej w przemianie *jądra*.

Z punktu widzenia doświadczalnego interesujemy się nie tyle tą ostatnią wartością, ile energią  $W$  wydzieloną w przemianie *pierwiastka*, gdyż tylko znajomość tej energii  $W$  pozwala wyliczyć różnicę mas atomowych pierwiastka macierzystego i pochodnego. W przypadku prze-

<sup>1)</sup> W ostatnich czasach znaleziono niektóre wyjątki od tej zasady.

miany  $\beta$ ,  $W = Q$ , natomiast w przemianie pozytonowej  $W = Q + 2mc^2$ . W istocie po przemianie jądra atom zawiera liczbę elektronów o 1 większą lub o 1 mniejszą od liczby odpowiadającej zmienionej wartości  $Z$ , musi przeto utracić lub przyłączyć jeden elektron; z drugiej strony w przemianie powstaje zawsze cząstka o masie elektronu  $m$  (pozyton lub elektron). Z tego wynika, że w przypadku przemiany  $\beta$  mamy:

$$W = Q + mc^2 - mc^2 = Q,$$

w przypadku emisji pozytonu:

$$W = Q + mc^2 + mc^2 = Q + 2mc^2.$$

Widzimy zatem, że przemiana pozytonowa wymaga większej ilości energii rozporządzałnej niż przemiana  $\beta$ , oczywiście w założeniu, że górna granica  $Q$  widma jest w obu przypadkach jednakowa. Tej okoliczności należy zapewne przypisać znacznie większą obfitość przemian  $\beta$ .

W poniższej tablicy podajemy górne granice niektórych widm radiopierwiastków.

Jak widzimy,  $Q$  zmienia się w szerokich granicach, największe wartości  $Q$  znajdujemy w przemianach  ${}^8\text{Li}$  i  ${}^{12}\text{B}$ .

TABLICA IV

Pierwiastek	$Q$	$\tau$ (sek)
${}^{13}\text{N}$	1,28 <i>Mew</i>	660
${}^{17}\text{F}$	2,5	70
${}^{27}\text{Mg}$	1,89	620
${}^8\text{Li}$	11,1	0,5
${}^{12}\text{B}$	13,2	0,02
${}^{24}\text{Na}$	2,1	54000
${}^{28}\text{Al}$	4,0	180

Zgodnie z teorią opisaną w streszczeniu w książce p. Curie, istnieje zależność pomiędzy stałą przemiany radiopierwiastka a górną granicą jego widma  $\beta$  lub pozytonowego.

Przemiana, której towarzyszy emisja promieni  $\beta$  (lub pozytonów), polega na tym, że neutron (proton) zamienia się w proton (neutron), jednocześnie zaś tworzy się i wybiega elektron (lub pozyton) i neutrino. Suma energii obu lekkich cząstek, tj. elektronu (pozytonu) i neutrino, równa się górnej granicy widma  $Q$ . Prawdopodobieństwo tego potrójnego procesu — czyli stała przemiany promieniotwórczej — daje się przedstawić jako iloczyn trzech wielkości. Pierwszą z nich piszemy jako  $g^2$ , gdzie  $g$  jest to tzw. stała Fermiego. Drugą wielkość  $P$  jest to prawdopodobieństwo przemiany neutron-proton (lub odwrotnej). Wreszcie

trzecia wielkość jest to prawdopodobieństwo  $W$  utworzenia i emisji elektronu (pozytonu) oraz neutrino. Mamy przy tym  $W = \int \omega dE$ , gdzie  $\omega$  jest to prawdopodobieństwo emisji elektronu (pozytonu) o energii  $E$  i neutrino o energii  $Q - E$ . Częstkowe prawdopodobieństwo  $\omega$  wyliczamy za pomocą następujących rozważań. Zgodnie ze statystyką kwantową istnieje pewna maksymalna gęstość gazu osiągnięta wówczas, gdy gaz jest w danej temperaturze zupełnie zwyrodniały, tj. gdy wszystkie stany kwantowe są obsadzone. Wyobraźmy sobie, że jądro jest otoczone zwyrodniałym gazem elektronów (pozytonów) oraz takim samym gazem neutrino w temperaturze dosyć wysokiej, aby niektóre elektrony (pozytony) posiadały energię równą granicy widma promieni  $\beta$  danego radiopierwiastka. Gęstość i rozkład energetyczny obu gazów byłyby dokładnie określone; w szczególności można by obrachować liczby  $\rho_e dE$  i  $\rho_n dE$  cząstek obu rodzajów o energii zawartej w przedziale  $E, E + dE$ . Otóż prawdopodobieństwo  $\omega$  jest to szybko rosnąca funkcja fikcyjnych gęstości  $\rho_e$  i  $\rho_n$ ; dokładna postać tej funkcji jest różna w różnych odmianach teorii przemian  $\beta$ .  $W = \int \omega dE$  zależy tylko w nieznacznym stopniu od liczby atomowej, mianowicie tylko z tego powodu, że fikcyjne gęstości elektronów wzrastają wraz z ładunkiem jądra. Natomiast wielkość  $P$  jest w bardzo znacznym stopniu zależna od tego, czy przemiana neutron-proton (lub odwrotna) jest to proces dozwolony (w znaczeniu dobrze znanym w teorii widm optycznych) lub wzbroniony, tj. czy w tej przemianie zmienia się lub pozostaje niezmienna liczba kwantowa  $j$  momentu obrotowego jądra. Jeżeli  $\Delta j = 0$ ,  $P$  jest zbliżone do 1, jeżeli  $\Delta j = 1$  (większe zmiany zdarzają się rzadko), rząd wielkości  $P$  jest około 100 razy mniejszy<sup>1)</sup>.

Możemy podzielić przemiany  $\beta$  (pozytonowe) na dwie grupy. W pierwszej grupie moment obrotowy jądra pozostaje bez zmiany, w drugiej zmienia się o 1. W każdej grupie iloczyn średniego czasu życia i wielkości  $W$ , stanowiącej określoną funkcję energii przemiany, posiada wartość, z gruba biorąc, stałą; w drugiej grupie ta wartość jest około 100 razy większa niż w pierwszej.

Podajemy tablicę (str. 548), z której widać, w jakim stopniu te wnioski zgadzają się z doświadczeniem.

W celu otrzymania krzywej, przedstawiającej liczbę elektronów (pozytonów) w zależności od ich energii kinetycznej, możemy posługiwać się metodą *Gurney'a* (Promieniotwórczość, str. 240). Krzywa na rys. 10 przedstawia rozkład pozytonów  $^{206}\text{Ag}$ , krzywa rys. 11 — rozkład elektronów  $^{32}\text{P}$  (15 dni), w zależności od iloczynu  $HR$ ; krzywa ta jest zupeł-

<sup>1)</sup> Odkrycie ciężkiego elektronu (mezonu), o którym wspominaliśmy w ustępie o siłach jądrowych, zmieniło pogląd na istotę przemian związanych z emisją cząstek  $\beta$  i pozytonów. Zakładamy obecnie, że pierwotne zjawisko w tej przemianie polega na emisji ujemnego (dodatniego) mezonu przez neutron (proton); mezon jest to cząstka nietrwała i natychmiast po utworzeniu rozpada się na elektron i neutrino. Ogniwo pośrednie nie może być obserwowane i zgodnie z postulatami mechaniki kwantowej nie musi spełniać zasady zachowania energii. Natomiast ta zasada stosuje się do całkowitej przemiany, z czego wynika, że wnioski, do których prowadzi nowa teoria są w zasadzie identyczne z wnioskami teorii *Fermiego*.



nie podobna do znanych nam krzywych naturalnego promieniowania  $\beta$ . Jej maximum przypada w punkcie, którego odcięta  $E$  wynosi w przybliżeniu  $Q/3$ , gdzie  $Q$  jest to granica widma. Należy zaznaczyć, że zgodnie z teorią *Fermiego*, krzywa powinna posiadać postać bardziej symetryczną, mianowicie maximum w okolicy  $E=Q/2$ . Natomiast teoria zmody-

TABLICA V

$\Delta j = 0$		$\Delta j = 1$	
Pierwiastek	$\tau W$	Pierwiastek	$\tau W$
$^{13}N$	$4 \cdot 10^4$	$^8Li$	$15 \cdot 10^6$
$^{17}F$	$13 \cdot 10^4$	$^{12}B$	$26 \cdot 10^6$
$^{27}Mg$	$28 \cdot 10^4$	$^{24}Na$	$34 \cdot 10^6$
		$^{28}Al$	$7 \cdot 10^6$
		$^{31}S$	$6 \cdot 10^6$

fikowana przez *Konopińskiego* i *Uhlenbecka* tłumaczy w sposób zadowalający wspomnianą dysymetrię. Niemniej interesująca jest część krzywej w okolicy górnej granicy widma. Jak widzimy, krzywa zbliża się ku osi  $x$ -ów w ten sposób, że jest w granicy do niej styczna. Ta sprawa posiada wielkie znaczenie dla zagadnienia masy neutrino. Udowodniono,



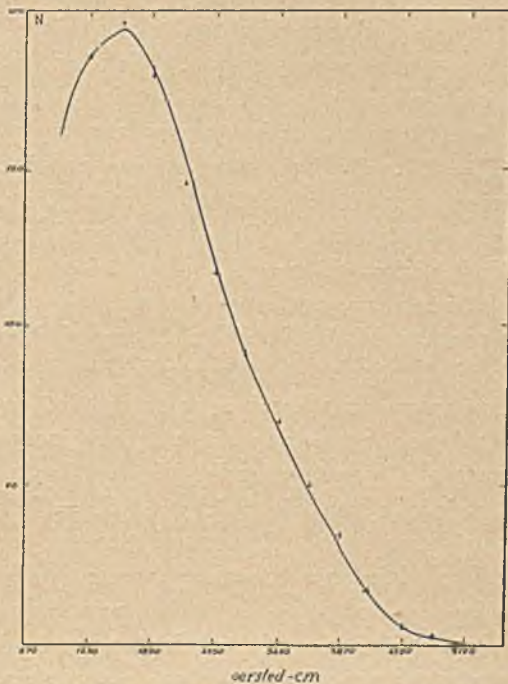
Rys. 10.

że gdyby masa neutrino była różna od zera, styczna do krzywej powinna w granicy tworzyć z osią  $x$ -ów kąt różny od zera, tym większy, im domniemana masa neutrino jest większa. Wnosimy zatem, że masa spoczynkowa neutrino jest równa zeru. Dodajmy, że jest to jedyna mniej więcej pewna wiadomość, jaką posiadamy o właściwościach neutrino.

Promieniowaniu  $\beta$  lub pozytonowemu sztucznych radio-pierwiastków towarzyszy niekiedy promieniowanie  $\gamma$ , którego energia kwantowa jest tego samego rzędu wielkości, co w przypadku radiopierwiastków naturalnych. Jest rzeczą prawdopodobną, że w związku z tym promieniowaniem  $\gamma$  zachodzą zjawiska konwersji wewnętrznej, a zatem występuje widmo prążkowe promieni  $\beta$ ; dotąd nie zdołano jednak ujawnić tego widma, zapewne dlatego, że całkowite natężenie promieniowania jest zbyt słabe.

Od jądrowych promieni  $\gamma$  należy odróżnić promieniowanie  $\gamma$ , wynikające z dematerializacji pozytonów, które dostrzegamy w przypadku pierwiastków ulegających przemianie pozytonowej, np.  $^{30}\text{P}$ .

Z teorii *Fermiego* wynika bardzo interesujący wniosek. Przemiana  $Z + 1 \rightarrow Z$ , której zazwyczaj towarzyszy emisja pozytonu, może również zachodzić drogą schwywania elektronu położonego w pobliżu jądra, np. na poziomie *K*, oraz jednoczesnej emisji neutrino. Jeżeli energia wydzielona w przemianie zostaje przekazana neutrino, to przemiana przebiega bez żadnego dostrzegalnego działania, z wyjątkiem promieniowania *X*, należącego do serii *K* przeobrażonego atomu i powstającego wskutek przejścia jednego z zewnętrznych elektronów na opróżnione miejsce poziomu *K*. Może również zdarzyć się, że jądro po schwyтaniu elektronu *K* zachowa część energii w postaci wzbudzenia; w tym przypadku będziemy mieli do czynienia z emisją promieniowania  $\gamma$ . Zgodnie z teorią, stosunek prawdopodobieństwa tego nowego typu przemiany jądrowej do prawdopodobieństwa emisji pozytonu wzrasta szybko wraz z liczbą atomową i jest tym większy, im całkowita energia przemiany jest mniejsza. Jak dotąd stwierdzono, w niektórych przypadkach przemiana drogą schwywania elektronu zachodzi w ilości porównywalnej z przemianą pozytonową. Tak np. radioizotopy  $^{48}\text{V}$  (okres 16 dni),  $^{67}\text{Ga}$  (82 godz) i  $^{180}\text{T}$  (8,2 godz), przechodzące w pierwiastki trwale  $^{48}\text{Ti}$ ,  $^{67}\text{Zn}$  i  $^{180}\text{Hf}$ , wysyłają oprócz pozytonów promieniowanie *X*, należące do serii *K* tytanu, cynku i hafnu. Promieniowanie to można wykryć drogą obserwacji elektronów *Comptona*, wytworzonych przez fotony *K* w komorze *Wilsona*; można również posługiwać się licznikiem *Geigera-Müllera*, którego ścianki dostarczają elektronów *Comptona*. Względna liczba przemian związanych ze schwyтaniem elektronu (tj. stosunek tej liczby do liczby przemian pozytonowych) jest większa w przypadku  $^{180}\text{T}$  niż  $^{48}\text{V}$ , co pozostaje w zgodności ze wspomnianymi rozważaniami teoretycznymi. Podobne fakty zachodzą również w przemianie  $^{106}\text{Ag}$ ; zjawiska te są jednak skomplikowane i jeszcze niezupełnie wyjaśnione.



Rys. 11. Widmo promieni  $\beta$   $^{22}\text{P}$ .

C. Sztuczne radiopierwiastki. Izomeria jądrowa. Chemia sztucznych radiopierwiastków.

Dany radiopierwiastek można zazwyczaj otrzymać kilkoma różnymi sposobami. W niektórych przypadkach bezpośrednia analiza chemiczna wystarcza zarówno do dokładnej identyfikacji radiopierwiastka, jak i do wyjaśnienia typu reakcji, w której dany pierwiastek został utworzony. Dzieje się to wówczas, gdy naświetlamy pierwiastek, składający się z tylko jednego izotopu i ulegający przemianie na pierwiastek o innym typie chemicznym. Tak np. z  $^{27}\text{Al}$  ( $Z = 13$ ) bombardowanego szybkimi neutronami powstaje pierwiastek promieniotwórczy o okresie 10,2 *min*; analiza chemiczna wykazuje, że jest to izotop magnezu ( $Z = 12$ ). Reakcja musi zatem należeć do rodzaju  $(n,p)$ ; możemy bowiem wyłączyć możliwość reakcji  $(n,d)$ , która nie została dotąd nigdy dostrzeżona. Utworzony radiomagnez, musi to być izobar glinu:  $^{27}\text{Al} + {}^1_0\text{n} = {}^{27}\text{Mg} + {}^1_1\text{H}$ .

Jeżeli naświetlany pierwiastek składa się z kilku izotopów, to dla zupełnej identyfikacji chemicznej konieczna jest znajomość kilku reakcyj dających ten sam radiopierwiastek. Tak np. w magnezie bombardowanym cząstkami  $\alpha$  powstaje izotop glinu o okresie 2,38 *min*. Ponieważ magnez składa się z trzech izotopów o masie atomowej 24, 25, 26, przeto utworzony radioglin mógłby posiadać masę atomową 28 lub 29 zgodnie z reakcją  $^{25,26}\text{Mg} + {}^4_2\text{He} = {}^{28,29}\text{Al} + {}^1_0\text{n}$  (masa 27 należy do izotopu trwałego). Z drugiej strony, ten sam radiopierwiastek powstaje drogą działania powolnych neutronów oraz deuteronów na glin. Jak wiadomo, powolne neutrony powodują reakcję  $(n,\gamma)$ , deuterony zaś mogą przeobrażać pierwiastek izotopowo tylko drogą reakcji  $(d,p)$ . Z tych rozważań wynika z zupełną pewnością, że radiopierwiastek o okresie 2,38 *min* jest to  $^{28}\text{Al}$ .

Na szczególną uwagę zasługuje przypadek, gdy powstaje izotop naświetlanego pierwiastka. Jeżeli do wywołania transmutacji użyto deuteronów, to wiemy na pewno, że jest to reakcja  $(d,p)$ . Promienie  $\gamma$  dają tylko reakcję  $(\gamma,n)$ , neutrony powolne zaś reakcję  $(n,\gamma)$ ; w przypadku prędkich neutronów może zachodzić zarówno  $(n,\gamma)$  jak i  $(n,2n)$ . Często zdarza się, że radiopierwiastek utworzony w reakcji izotopowej można również otrzymać z pierwiastków o większej lub mniejszej liczbie atomowej za pomocą jednej z następujących reakcyj:  $(\alpha,n)$ ,  $(\alpha,p)$ ,  $(d,n)$ ,  $(d,\alpha)$ ,  $(p,n)$ ,  $(n,p)$  i  $(n,\alpha)$ .

W wielu przypadkach stwierdzamy istnienie kilku radioizotopów tego samego pierwiastka; identyfikacja każdego z nich wymaga wówczas wzięcia pod uwagę całego szeregu okoliczności. W rozważaniach tego rodzaju kierowano się najpierw zasadą, zgodnie z którą dwóm różnym pierwiastkom muszą odpowiadać różne pary liczb  $A$  i  $Z$ . Doświadczenie wykazało jednak, że ta zasada nie jest słuszna: w licznych przypadkach

musimy dwóm różnym izotopom przypisać jednakowe pary wartości  $A$  i  $Z$ . Pary radioizotopów tego rodzaju otrzymały nazwę *izomerów jądrowych*.

Dla wyjaśnienia tego zagadnienia rozpatrzmy grupę radioizotopów bromu, której badanie dostarczyło pierwszego dowodu istnienia izomerii jądrowej. Naświetlając brom neutronami otrzymujemy 4 różne izotopy, mianowicie o okresach: *a)* 6,3 min, *b)* 18 min, *c)* 4,5 godz, *d)* 36 godz. Neutrony powolne dają tylko okresy *b)*, *c)* i *d)*, natomiast za pomocą prędkich neutronów otrzymujemy *a)*, *b)* i *c)* z małą domieszką *d)*. Te same okresy *a)*, *b)* i *c)*, lecz bez *d)* powstają również w bromie naświetlanym promieniami  $\gamma$  o energii 17 Mev, pochodzącymi ze źródła  ${}^7\text{Li} + {}^1\text{H}$ . Trudność identyfikacji tych pierwiastków wynika z tego, że brom posiada tylko dwa trwałe izotopy: 79 i 81. Okresy *b)*, *c)* i *d)* otrzymywane za pomocą reakcji  $(n, \gamma)$  mogą zatem należeć tylko do  ${}^{80}\text{Br}$  i  ${}^{82}\text{Br}$ , gdy tymczasem okresy *a)*, *b)* i *c)* wzbudzone działaniem promieni  $\gamma(\gamma, n)$  należą oczywiście do  ${}^{78}\text{Br}$  i  ${}^{80}\text{Br}$ . Wyniki otrzymane za pomocą prędkich neutronów prowadzą do wniosków zgodnych z poprzednimi, ponieważ prędkie neutrony dają reakcję  $(n, 2n)$ , której następstwa są dokładnie takie same, jak reakcji  $(\gamma, n)$ . Jest przeto rzeczą niewątpliwą, że pierwiastki o okresach *b)* i *c)*, tj. 18 min i 4,5 godz, posiadają jednakowy ciężar atomowy 80 i jednakową liczbę atomową 35 — są to izomery jądrowe. Wkrótce po odkryciu izomerii bromu znaleziono kilka analogicznych przykładów wśród innych pierwiastków. Obecnie znamy sporą liczbę par izomerycznych ( ${}^{106}\text{Ag}$ , okresy 25 min i 8 dni,  ${}^{104}\text{Rh}$ , okresy 44 sek i 3,9 min,  ${}^{116}\text{In}$ , okresy 13 sek i 54 min).

Wytłumaczenie izomerii jądrowej nie nastęrczałoby żadnej trudności, gdyby można było założyć, że liczby  $A$  i  $Z$  nie wystarczają do jednoznacznego określenia budowy jądra, np. gdyby oprócz neutronów i protonów istniały jeszcze inne cząstki elementarne. Gamow przypuszczał, że mogą to być ujemne protony, tj. cząstki o masie 1 i o ujemnym ładunku elementarnym. Na korzyść tej hipotezy nie można jednak przytoczyć żadnego faktu doświadczalnego; podejmowane wielokrotnie próby wykrycia ujemnego protonu nie dały żadnego wyniku. Obecnie zapatrujemy się inaczej na to zagadnienie. Sądzymy, że izomeryczne jądra posiadają ten sam skład, lecz różnią się stanami kwantowymi. W istocie jądro promieniotwórcze może powstać w stanie wzbudzonym. Na ogół taki stan zanika natychmiast, gdyż następuje przejście do stanu normalnego, związane z emisją promieni  $\gamma$ . Może jednak zdarzyć się, że początkowy stan wzbudzenia jest metatrwały, tj. że przejście z tego stanu do stanu normalnego jest wzbronione; emisja fotonu jest wówczas niemożliwa lub przynajmniej znacznie opóźniona; jądro może utracić nagromadzoną energię wzbudzenia tylko w zjawisku bardziej skomplikowanym, mianowicie w przemianie na jądro

trwałe<sup>1)</sup>. Promieniowanie  $\beta$  towarzyszące tej przemianie wyzwała nie tylko energię wzbudzenia, lecz również energię «normalnej» przemiany promieniotwórczej. Innymi słowy, przemiana  $\beta$  (lub pozytonowa) może nastąpić zanim energia wzbudzenia ulegnie rozproszeniu w zwykły sposób. Ta przemiana przebiega inaczej niż przemiana biorąca początek w normalnym stanie jądra i dlatego granice widma promieniowania  $\beta$ , a zatem i okresy przemiany są w obu przypadkach różne.

*Chemia sztucznych radiopierwiastków.* Chemiczna analiza sztucznych radiopierwiastków stanowi uderzający przykład przydatności analizy promieniotwórczej, której początki znajdujemy w podstawowych pracach p. Curie i która w obecnej postaci opiera się głównie na zużytkowaniu zjawiska izotopii. Do pierwiastka naświetlanego dodajemy niewielką ilość domniemanego trwałego izotopu powstającego radiopierwiastka i strącamy go za pomocą zwykłych metod chemii analitycznej. Jeżeli radiopierwiastek ulega również strąceniu, wnosimy, że przypuszczenie było słuszne. Oprócz rozpoznania radiopierwiastka zyskujemy w ten sposób możliwość otrzymywania preparatów o znacznej promieniotwórczości specyficznej, tj. skoncentrowanej w bardzo małej ilości substancji. Jest to szczególnie użyteczne w przypadku, gdy transmutacja jest spowodowana przez neutrony lub promienie  $\gamma$ , gdyż przenikliwość tych obu rodzajów promieniowania pozwala działać na wielkie ilości materii, a zatem otrzymywać stosunkowo znaczne ilości radiopierwiastka. W celu należytego wykorzystania wytworzonej promieniotwórczości musimy ją jednak skoncentrować, ponieważ promienie  $\beta$  są na ogół mało przenikliwe, np. działanie grubej warstwy radiopierwiastka nie różni się zbyt od działania cienkiej warstwy.

Jako przykład przytoczymy rozpoznanie magnezu  $^{27}\text{Mg}$  (okres 10,2 min), utworzonego z  $^{27}\text{Al}$  w reakcji ( $n, p$ ). Naświetlamy blachę glinową, po czym rozpuszczamy ją w ługu sodowym; dodajemy nieco magnezu, który strącamy w postaci fosforomolibdenianu. Osad porywa znaczną część aktywności.

Jeżeli radiopierwiastek nie może być oddzielony drogą dodania żadnego pierwiastka umieszczonego w układzie periodycznym w okolicy pierwiastka naświetlanego, to wnioskujemy, że badana reakcja jądrowa

<sup>1)</sup> Możliwe jest jednak również przejście ze stanu metatrwałego do stanu normalnego; w tym przypadku izomer metatrwały wysyła tylko promienie  $\gamma$ , promienie  $\beta$  zaś należą do «normalnego» izomeru. *Segré* znalazł, że jeden z izomerów bromu, posiadający dłuższy okres (4,5 godz.), zamienia się na drugi (18 min) drogą emisji promieniowania  $\gamma$ . Jest to możliwe w założeniu, że stan metatrwały odpowiada długiemu okresowi. Doświadczenie polegało na tym, że izomer krótkotrwały zdolano oddzielić od długotrwałego za pomocą metody *Chalmersa* i *Szilarda* (p. str. 553) w kilka godzin po ukończeniu naświetlania preparatu, tj. w chwili, kiedy preparat nie powinien był już zawierać dostrzegalnej ilości ciała o okresie 18 min; obecność tego ciała świadczyła zatem o tym, że jest ono wytwarzane przez ciało o okresie 4,5 godz.

należy do rodzaju reakcyj izotopowych, tj. że radiopierwiastek jest izotopem pierwiastka, z którego został otrzymany. Posługując się tą metodą *Fermi* zdołał udowodnić, że wiele transmutacyj spowodowanych przez powolne neutrony posiada charakter izotopowy.

Z początku sądzono, zgodnie z ogólnymi wiadomościami o izotopach, że w tym przypadku oddzielenie ciała promieniotwórczego jest niemożliwe. *Chalmers* i *Szilard* obmyślili niezmiernie użyteczną metodę pozwalającą oddzielić oba izotopy, trwały i nietrwały, w przypadku gdy naświetlany pierwiastek znajduje się w postaci związku organicznego. Nieco później *Fermi* wraz ze współpracownikami uogólnił tę metodę stosując ją do pierwiastków, które w roztworze wodnym mogą występować w dwóch trwałych i nie reagujących ze sobą odmianach, mianowicie jako jony proste oraz jako jony utlenione. Ta tzw. «reakcja *Chalmersa* i *Szilarda*» została zastosowana najpierw do izotopów chloru, bromu i jodu. *Chalmers* i *Szilard* naświetlali neutronami związek organiczny badanego chlorowca, np.  $BrC_2H_5$ . Atom, w którym zachodzi transmutacja wskutek schwywania ( $n, \gamma$ ) lub utraty ( $n, 2n$ ) neutronu, uzyskuje na ogół energię kinetyczną, wystarczającą do rozluźnienia wiązania chemicznego i oddziela się od drobin jako swobodny atom. W przypadku reakcji ( $n, 2n$ ) źródłem tej energii jest pęd neutronu, w reakcji ( $n, \gamma$ ) mamy zapewne do czynienia z odskokiem towarzyszącym emisji fotonu  $\gamma$ . Po naświetleniu bromek etylu zawiera nieco swobodnego aktywnego bromu; dodajemy kilka mg zwykłego bromu i oddzielamy go za pomocą dobrze znanych metod (np. drogą wytrąsania z roztworem  $AgNO_3$ ). Podobnie postępujemy w przypadku, gdy dla otrzymania radiobromu posługujemy się promieniami  $\gamma(\gamma, n)$  lub deutronami ( $d, p$ )<sup>1)</sup>. *Fermi* i jego współpracownicy naświetlali bromiany, chlorany i jodany. Radioizotopy powstają wówczas w postaci jonów  $Cl'$ ,  $Br'$ ,  $J'$  i mogą być oddzielone jako takie. W podobny sposób można otrzymać radiomangan z naświetlonego nadmanganianu potasowego po dodaniu małej ilości  $MnO_2$  lub kilku kropel alkoholu, redukującego  $KMnO_4$  na  $MnO_2$ . Radioarsen można strącić jako siarczek z kwasu kakodylowego.

Radioizotopy wymienionych pierwiastków mogą być również oddzielane za pomocą metod porywania i adsorpcji. Jako adsorbenty nadają się: aktywny węgiel, koloidalny wodzian żelazowy, siarczan baru itp.

#### D. Sztuczna promieniotwórczość uranu i toru.

W ust. A, str. 545 była mowa o tym, że uran i tor poddane działaniu neutronów uzyskują przemijającą promieniotwórczość, która oczywiście nie ma nic wspólnego z naturalną promieniotwórczością

<sup>1)</sup> Ta sama metoda może być zastosowana do oddzielania izomerów w przypadku, gdy jeden z nich powstaje z innego drogą emisji promieniowania  $\gamma$ ; odskok towarzyszący emisji fotonu może bowiem wystarczyć do dysocjacji drobin chemicznej (por. str. 552).

tych pierwiastków. Zachodzą przy tym zjawiska bardzo zawile, które zdołano wyjaśnić dopiero w ostatnich czasach. Na podstawie dawniejszych prac sądzono, że w naświetlanym uranie powstają «sztuczne» rodziny promieniotwórcze, składające się z pierwiastków pozauranowych, tj. posiadających liczby atomowe większe niż 92, z toru zaś powstają rodziny złożone z izotopów toru, radu, aktynu i protaktynu. Nowsze prace doprowadziły do wniosku, że sposób powstawania nowych radiopierwiastków różni się zasadniczo od sposobów opisanych w poprzednich ustępach Uzupełnień. Jądro uranu lub toru po schwytaniu neutronu może ulec prawdziwej eksplozji, której następstwem jest podział na dwa lżejsze jądra, różniące się między sobą nieznacznie masą i liczbą atomową. Ta reakcja jądrowa nowego typu jest obecnie badana usilnie w wielu laboratoriach; w niniejszym ustępie ograniczymy się do historycznego zarysu wiadomości o tej dziedzinie i do podania niektórych nowych wyników.

Sztuczna promieniotwórczość uranu i toru została odkryta przez *Fermiego* i jego współpracowników. Ci uczeni stwierdzili, że wszystkie ciała powstające pod działaniem neutronów w uranie i torze wysyłają promienie  $\beta$ ; okresy są bardzo różne i wahają się od kilku sekund do kilkunastu godzin. Spośród radiopierwiastków wytworzonych z uranu zdołano wyróżnić z pewnością jeden izotop uranu; pozostałe pierwiastki wykazywały jednak własności nie spotykane wśród znanych pierwiastków zajmujących ostatnie miejsca w układzie pierwiastków, natomiast w pewnym stopniu analogiczne do własności renu i platynowców; *Fermi* założył, że są to wyższe homologe tych pierwiastków, między innymi zaś ekaren ( $Z=93$ ), powstający z  $^{239}\text{U}$  drogą przemiany  $\beta$ . W następstwie *O. Hahn*, *L. Meitner* i *F. Strassmann* otrzymali wyniki, które doprowadziły ich do wniosku, że pierwiastki «pozauranowe» istotnie powstają, a nawet są liczniejsze niż to przypuszczał *Fermi*. Dzisiaj wiemy, że chociaż te doświadczenia były wykonane bardzo starannie, interpretacja była zupełnie błędna; możemy stąd wyprowadzić wniosek, że metody czysto radiochemiczne mogą okazać się nie wystarczające wówczas, gdy chodzi o wykrywanie nowych pierwiastków i powinny być uzupełniane doświadczeniami innego rodzaju. Argumentacja *Hahna*, *p. Meitnerówny* i *Strassmanna* opierała się głównie na tym, że pierwiastki «pozauranowe» zachowywały się w reakcjach elektrochemicznych i w reakcji strącania siarkowodorem w sposób zupełnie podobny do renu oraz do grupy *Os*, *Ir*, *Pt*. Wspomniani autorzy opracowali zupełny schemat przemian, obejmujący trzy rodziny promieniotwórcze wywodzące się od uranu; schemat ten zawierał okresy, liczby atomowe i związki genetyczne wszystkich «transuranów». Ponieważ dane te mają obecnie znaczenie tylko historyczne, ograniczymy się do stwierdzenia, że pierwszymi wyrazami rodzin są niewątpliwie izotopy uranu o okresach 10 sek., 40 sek. i 23 min oraz że istnieją między innymi radiopierwiastki o okresach 16 min., 59 min., 2,5 godz., 5,7 godz. i 66 godz.

Najbardziej uderzającym rysem tego schematu było to, że składał się ze stosunkowo długich szeregów kolejnych przemian  $\beta$ . W rodzinach radiopierwiastków naturalnych nie znamy takich szeregów; na ogół spotykamy po dwie kolejne przemiany  $\beta$  (w wyjątkowych przypadkach trzy), po których następują przemiany  $\alpha$ , wskutek czego stosunek liczby protonów do neutronów w jądrze przybiera wartość bardziej zbliżoną do wartości charakteryzującej układ trwały. Natomiast w szeregach «pozaauranowych» ładunki jądrowe kolejnych wyrazów, a zatem również stosunki liczb protonów do liczb neutronów, osiagają wartości nadmiernie wielkie.

Liczne radiopierwiastki powstają również z toru naświetlanego neutronami, nie tworzą jednak takich długich szeregów, jak w przypadku uranu. Sztuczna promieniotwórczość toru była badana bardzo starannie przez *I. Curie*, *Preiswerka* i *H. Halbana* oraz przez *p. Meitner*, *Hahna* i *Strassmanna*.

Schematy przemian opracowane na podstawie badania sztucznej promieniotwórczości uranu i toru nie były wolne od zastrzeżeń natury teoretycznej, ujmowały jednak w sposób zadowalający wszystkie znane fakty z tej dziedziny. Dopiero w r. 1938 *I. Curie* i *Savitch* dokonali odkrycia, które trudno było interpretować na gruncie tych schematów, mianowicie wydzielili z naświetlonego uranu nowe ciało o okresie 3,5 godz, które, jak się wydawało zrazu, posiadało własności zbliżone do aktynu. Próby frakcjonowania lantanu, użytego do porywania tego ciała, wykazały jednak, że nowe ciało oddziela się wyraźnie od aktynu i towarzyszy niezmiennie lantanowi w jego reakcjach. W następstwie tego odkrycia *Hahn* i *p. Meitner*, później zaś *Hahn* i *Strassmann* wykonali szereg nowych doświadczeń, które doprowadziły do zupełnej zmiany poglądów na sztuczną promieniotwórczość uranu i toru. Najpierw okazało się, że ciało odkryte przez *I. Curie* i *Savitcha* składa się z kilku pierwiastków, niewątpliwie izotopów lantanu, jak to już wydawało się prawdopodobne na podstawie wspomnianych prób frakcjonowania. Ponadto stwierdzono, że w uranie naświetlanym neutronami powstaje również kilka izotopów baru. Te fakty były zadziwiające, ponieważ lantan i bar są to pierwiastki położone w układzie periodycznym daleko od uranu i należałoby raczej spodziewać się powstawania ich wyższych homologów: radu i aktynu. Wobec tej trudności *Hahn* i *Strassmann* podjęli próby frakcjonowania baru zawierającego domniemane izotopy, do którego dodawali niewielkie ilości znanych izotopów radu: toru *X* i mezotoru 1. Okazało się, że mezotor i tor *X* można było oddzielić zwykłymi sposobami, natomiast nowe ciała towarzyszyły barowi w stałym stosunku. Według *Hahna* i *Strassmanna* izotopy lantanu powstają z izotopów baru drogą przemiany  $\beta$  i tworzą następujące 4 szeregi:

1.  $Ba$  (1 min)  $\xrightarrow{\beta}$   $La$  (30 min)  $\xrightarrow{\beta}$
2.  $Ba$  (14 min)  $\xrightarrow{\beta}$   $La$  (2,5 godz)  $\xrightarrow{\beta}$
3.  $Ba$  (300 godz)  $\xrightarrow{\beta}$   $La$  (40 godz)  $\xrightarrow{\beta}$
4.  $Ba$  (86 min)  $\xrightarrow{\beta}$ .



W przypadku toru stwierdzono, że pierwiastki rozpatrywane dawniej jako izotopy radu i aktynu są w rzeczywistości izotopami baru i lantanu.

Jest rzeczą oczywistą, że żadna z reakcyj jądrowych, o których była mowa w poprzednich ustępach, nie może prowadzić do powstawania *Ba* lub *La* z uranu lub toru. Dla wytłumaczenia tego faktu musimy założyć, że jądra *U* oraz *Th*, silnie wzbudzone wskutek przyłączenia do nich neutronu, stają się siedliskiem reakcji wybuchowej i dzielą się na dwa lżejsze jądra. Wkrótce po ogłoszeniu pracy *Hahna* i *Strassmanna*, *L. Meitner*, *F. Joliot* i *N. Bohr* wyrazili niezależnie od siebie myśl, że rozszczepienie jądra uranu jest nie tylko możliwe ze względu na stosunki energetyczne, ale nawet może być wytłumaczone teoretycznie w stosunkowo prosty sposób. Jeżeli bar ( $Z = 56$ ) stanowi jeden z produktów eksplozji jądrowej, to jest rzeczą prawdopodobną, że jednocześnie powstaje krypton ( $Z = 36$ ). (Można również założyć, że eksplozja przebiega w inny sposób). Zarówno bar jak i krypton zajmują w układzie periodycznym miejsca w okolicy, w której masy atomowe czystych izotopów są bardzo zbliżone (nieznacznie mniejsze) do liczb całkowitych, gdy tymczasem ciężar atomowy uranu (składającego się prawie wyłącznie z jednego izotopu) wynosi 238,14. Rachunek wykazuje, że podziałowi jądra uranu na jądra kryptonu i baru powinno towarzyszyć wydzielenie się energii w ilości przekraczającej 200 *Mew*, a zatem energii tego samego rzędu wielkości, co energia cząstek promieniowania kosmicznego. Jądra unoszące tę energię w postaci energii kinetycznej, powinny posiadać zasięg zbliżony do zasięgu cząstek  $\alpha$ . Na tej podstawie można otrzymywać w czystej postaci (tj. bez substancji podłoża) radio-pierwiastki powstające wskutek eksplozji. W istocie *F. Joliot* wykazał, że na powierzchni ciała nie aktywującego się pod działaniem neutronów (np. bakielitu lub innej substancji organicznej), umieszczonego w odległości kilku *mm* od warstwy uranu naświetlanej neutronami, powstaje promieniotwórczość zanikająca z czasem. Ustawiając ekrany absorpcyjne między takim receptorem i warstwą uranu, *Joliot* stwierdził, że zasięg wyrzucanych jąder jest zbliżony do 3 *cm* w powietrzu. Podobne doświadczenia zostały wykonane również w innych laboratoriach. Ponadto znaleziono, że bardzo cienka warstwa uranu, umieszczona w komorze jonizacyjnej, wysyła podczas naświetlania neutronami cząstki bardzo silnie jonizujące, których całkowita energia kinetyczna, zmierzona za pomocą wzmacniacza proporcjonalnego, jest rzędu wielkości 100 *Mew*.

Wreszcie zaznaczymy, że zdołano sfotografować w komorze *Wilsona* tory tych cząstek (*F. Joliot*).

Zupełnie podobne zjawiska zaobserwowano w przypadku toru. Rozbicie jądra toru zachodzi jednak tylko wówczas, gdy tor poddajemy działaniu prędkich neutronów, gdy tymczasem w przypadku uranu czynne są zarówno prędkie, jak i powolne, a nawet «cieplne» neutrony. Te ostatnie są znacznie skuteczniejsze. Przekrój czynny jądra uranu w zja-

wisku rozbicia ciepłymi neutronami jest rzędu wielkości  $10^{-24} \text{ cm}^2$ , gdy tymczasem prędkim neutronom odpowiada przekrój czynny rzędu wielkości  $10^{-26} \text{ cm}^2$  (zarówno w przypadku uranu, jak i toru).

Bardzo ważna jest sprawa związku między promieniotwórczymi produktami rozpadu i rzekomymi pierwiastkami «pozauranowymi». Jest rzeczą jasną, że jądra wynikające z rozpadu  $^{239}\text{U}$  muszą zawierać znacznie więcej neutronów, niż to spotykamy wśród trwałych pierwiastków o tej samej liczbie atomowej. Stan trwały może być osiągnięty tylko drogą kolejnych przemian  $\beta$ , z których każda powiększa liczbę atomową, a zatem zmniejsza stosunek liczby neutronów do liczby protonów. Gdyby pierwiastki rozpatrywane dawniej jako pozauranowe pochodziły w rzeczywistości od produktów rozpadu, istnienie długich łańcuchów przemian  $\beta$ , stanowiące trudność dawniejszej koncepcji, byłoby zupełnie zrozumiałe. Niewątpliwie pierwiastki opisane przez *Hahna* i innych jako pozauranowe, są różne od izotopów baru i lantanu, jest jednak rzeczą możliwą, że istnieją różne sposoby rozpadu jądra uranu. Sprawa nie jest jeszcze w zupełności wyjaśniona, większość jednak badaczy skłania się do wniosku, że pierwiastki «pozauranowe» są to w rzeczywistości izotopy pierwiastków zwykłych, np. — oprócz wymienionych już baru i lantanu — kryptonu, rubidu, strontu, ksenonu, cezu, antymonu, teluru, bromu i jodu. Ta obfitość tłumaczy się zapewne z jednej strony istnieniem licznych przemian  $\beta$ , z drugiej zaś strony tym, że rozpad może przebiegać w różny sposób. Badania radiochemiczne i analiza krzywych rozpadu są obecnie ułatwione dzięki stosowaniu cyklotronu i generatorów wysokich napięć do wytwarzania neutronów. Całkowite rozwiązanie tego zagadnienia będzie wymagało wielu wysiłków; spośród otrzymanych już wyników wspomniemy tylko o tym, że zdołano już zidentyfikować niektóre «transurany» jako izotopy zwykłych pierwiastków, np. rzekomy «ekairyd» o okresie 66 *godz* jest to izotop teluru.

Inne interesujące pytanie dotyczy natury bezpośrednich produktów rozpadu. Spośród szeregu możliwych par takich produktów wymienimy: bar (56) i krypton (36), stront (38) i ksenon (54), brom (35) i lantan (57). Powstawanie gazu (zapewne mieszaniny ksenonu i kryptonu) w zjawisku rozpadu udowodniono w ten sposób, że przepuszczano prąd powietrza przez naświetlany roztwór uranu i stwierdzono, że prąd porywa ciała promieniotwórcze, które można zebrać w płuczce lub w stosownym absorbencie (węgiel).

Inna metoda polega na tym, że prąd gazu przechodzi najpierw przez uran, następnie zaś przez licznik *Geigera-Müllera* (*Wertenstein*).

Wspominaliśmy już, że jądra powstające w następstwie rozpadu posiadają znaczny nadmiar neutronów. Tak np. w przypadku podziału jądra uranu na jądra kryptonu i baru najprawdopodobniejsze liczby neutronów w tych jądrach wynosiłyby 55 i 92, gdy tymczasem najcięższe trwałe izotopy tych pierwiastków zawierają tylko 50 i 82 neutronów.

Z tej nadmiernej obfitości neutronów wynika, że jądro uranu w chwili wybuchu posiada skłonność do pozbywania się neutronów, co jest tym bardziej zrozumiałe, że to jądro znajduje się w stanie bardzo silnego wzbudzenia. W celu wykrycia tej wtórnej emisji neutronów *Halban*, *Joliot* i *Kowarski* naświetlali roztwór azotanu uranylu w wielkiej ilości wody neutronami małej energii ( $< 0,5$  *Mew*), otrzymywanymi działaniem promieni  $\gamma$  radu na beryl i badali rozmieszczanie neutronów w roztworze za pomocą detektora powolnych neutronów (dysprozu, aktywującego się bardzo wydatnie cieplnymi neutronami). Stwierdzono, że roztwór zawiera istotnie więcej neutronów, niż to zachodzi w nieobecności uranu. Ponadto stwierdzono, że neutrony wtórne są prędsze od pierwotnych, np. wytwarzają endoergiczną reakcję  $Cl(n, p)S$ , wymagającą energii neutronów ok. 2 *Mew*. Badając to samo zagadnienie *Rotblat* stwierdził, że działanie aktywujące prędkich neutronów jest zwiększone, jeżeli neutrony przechodzą przez warstwę uranu, co również świadczy o wtórnej emisji neutronów. Według *Halbana*, *Joliot* i *Kowarskiego* średnia liczba neutronów wysyłanych w chwili wybuchu jądra uranu wynosi ok. 4. Zjawisko to jest bardzo interesujące z tego powodu, że stwarza w zasadzie możliwość wybuchowej reakcji łańcuchowej, tj. takiej, w której neutrony wtórne, pochodzące z rozpadu jąder uranu, są chwytywane przez inne jądra, wywołują nowe rozpady itd. Obliczono (*F. Perrin*), że w odpowiednio dobranych warunkach wielka masa uranu, naświetlana dowolnym źródłem neutronów, powinna ulec całkowitemu rozpadowi, wydzielając przy tym olbrzymią ilość energii.

#### E. Chemiczne i biologiczne zastosowania sztucznych radiopierwiastków.

Jak wiadomo, radiopierwiastki naturalne, posiadające izotopy wśród pierwiastków trwałych, okazały się wielce użyteczne jako wskaźniki wielu reakcyj chemicznych i procesów fizyczno-chemicznych. W ten sposób zdołano zbadać zachowanie się tych pierwiastków w przypadkach, w których posługiwanie się zwykłymi metodami byłoby niedogodne lub zgoła niemożliwe. Przytoczymy jako przykłady dyfuzję w stanie stałym, adsorpcję, zjawiska wymiany itp.

Małżonkowie *Joliot-Curie* pierwsi zwrócili uwagę na to, że sztuczne radiopierwiastki są powołane do odegrania analogicznej roli w chemii pierwiastków zwykłych. Użyteczność tych radiopierwiastków może być bardzo wielka, gdy zważymy, że spotykamy je we wszystkich miejscach układu periodycznego.

Jak dotąd badania tego typu znajdują się w stadium początkowym. Radioizotopy *Br* i *J* znalazły zastosowanie w zjawiskach wymiany między jonową i drobinową postacią bromu i jodu w roztworach wodnych (*Lind* i *Shiflett*, *Herszfinkel* i *Grünstein* i inni). Należy zaznaczyć, że możność oddzielania radiopierwiastków metodą *Chalmersa* i *Szilarda*

wynika z tego, że radiopierwiastek powstaje w modyfikacji nie ulegającej wymianie z pierwiastkiem naświetlanym.

*Zastosowania biologiczne.* Małżonkowie *Joliot-Curie* wyrazili również poglądy, że nowe radiopierwiastki powinny znaleźć zastosowanie w biologii. Myśl ta została podjęta przez *Hevesy*'ego, który w szeregu interesujących prac posługiwał się radiopierwiastkami jako wskaźnikami procesów zachodzących w organizmie. Do tego celu nadaje się m. i. radiofosfor, otrzymywany dzisiaj w stosunkowo znacznej ilości za pomocą cyklotronu lub silnych preparatów berylowo-radowych (albo berylowo-radonowych). W istocie z jednej strony fosfor należy do pierwiastków o dużym znaczeniu biologicznym, z drugiej zaś strony długi okres (15 dni) radiofosforu  $^{32}P$  umożliwia badanie przemian zwykłego fosforu w organizmach roślinnych i zwierzęcych. Przytoczymy następujący przykład ilustrujący charakter doświadczeń tego rodzaju. Słonecznik został umieszczony bezpośrednio po wykiełkowaniu w kulturze odżywczej, zawierającej zwykły fosfor. Po rozwinięciu się pewnej liczby liści roślinę przeniesiono do zupełnie podobnej kultury, do której dodano nieco radiofosforu. Roślina rozwijała się nadal; liście wyrastały w górnej części rośliny. Oznaczono osobno zawartość fosforu w górnych i dolnych liściach i zmierzono promieniotwórczość specyficzną, tj. względną zawartość radiofosforu w obu frakcjach. Okazało się, że promieniotwórczość jest w przybliżeniu jednakowa, co świadczy o tym, że odżywczy fosfor nie zostaje związany w sposób trwały, lecz że zachodzi nieustanne krążenie atomów fosforu w całym organizmie rośliny.

---

## TABLICA I

Dokładne masy atomowe lekkich pierwiastków trwałych i nietrwałych.  
Według *Bethego i Livingstona. Rev. of Mod. Phys.*, 9, 373, 1937.

Symbol	Pierwiastek	Masa	Symbol	Pierwiastek	Masa
${}^1n$	Neutron	1,00895	${}^{19}F$	Fluor	19,00452
${}^1H$	Wodór	1,00813	${}^{20}F^*$	„	~ 20,007
${}^2H$	Deuter	2,01472	${}^{20}Ne$	Neon	19,99886
${}^3H$		3,01705	${}^{21}Ne$	„	20,99968
${}^3He$	Hel	3,01707	${}^{22}Ne$	„	21,99864
${}^4He$	Hel	4,00389	${}^{22}Na^*$	Sód	22,0002
${}^5He$	Hel	5,0137	${}^{23}Na$	„	22,9961
${}^6He^*$	„	6,0208	${}^{24}Na^*$	„	23,9974
${}^6Li$	Lit	6,01686	${}^{24}Mg$	Magnez	23,9924
${}^7Li$	„	7,01818	${}^{25}Mg$	„	24,9938
${}^8Li^*$	„	~ 8,0251	${}^{26}Mg$	„	25,9898
${}^7Be^*$	Beryl	~ 7,0192	${}^{27}Mg^*$	„	26,9921
${}^8Be$	„	8,00792	${}^{26}Al^*$	Glin	25,9929
${}^9Be$	„	9,01502	${}^{27}Al$	„	26,9899
${}^{10}Be^*$	„	10,01671	${}^{28}Al^*$	„	27,9903
${}^{10}B$	Bor	10,01631	${}^{29}Al^*$	„	28,9904
${}^{11}B$	„	11,01292	${}^{27}Si^*$	Krzem	26,9931
${}^{12}B^*$	„	~ 12,018	${}^{28}Si$	„	27,9866
${}^{11}C^*$	Węgiel	11,01526	${}^{29}Si$	„	28,9866
${}^{12}C$	„	12,00388	${}^{30}Si$	„	29,9832
${}^{13}C$	„	13,00761	${}^{31}Si^*$	„	30,9862
			${}^{30}P^*$	Fosfor	29,9874
			${}^{31}P$	„	30,9843
${}^{13}N^*$	Azot	13,01004	${}^{32}P^*$	„	31,9841
${}^{14}N$	„	14,00750	${}^{32}S$	Siarka	31,9823
${}^{15}N$	„	15,00389	${}^{34}S$	„	33,978
${}^{16}N^*$	„	16,011	${}^{34}Cl^*$	Chlor	33,981
${}^{15}O^*$	Tlen	15,0078	${}^{35}Cl$	„	34,9803
${}^{16}O$	„	16,00000	${}^{37}Cl$	„	36,9779
${}^{17}O$	„	17,00450	${}^{38}Cl^*$	„	37,981
${}^{18}O$	„	18,00369	${}^{38}A$	Argon	37,974
${}^{17}F^*$	Fluor	17,0076	${}^{40}A$	„	39,97550
${}^{18}F^*$	„	18,0056			

*Uwaga 1:* gwiazdki oznaczają pierwiastki promieniotwórcze, ~ znaczy: «w przybliżeniu».

*Uwaga 2:* masy atomowe  ${}^1n$ ,  ${}^1H$ ,  ${}^3H$ ,  ${}^{12}C$ ,  ${}^{20}N$  i  ${}^{40}A$  zostały nieznacznie poprawione; są to średnie wartości wynikające z prac *Mattaucha, Bainbridge'a i Astona*.

## TABLICA II

## Tablica sztucznych radiopierwiastków

*R* — symbol radiopierwiastka, *T* — okres w sekundach (*s*), minutach (*m*), dniach (*d*) lub latach (*l*), *S* — rodzaj przemiany: przemiana  $\beta$  (—), pozytonowa (+), przemiana ze schwytaniem elektronu (*K*), której może towarzyszyć jądrowe promieniowanie  $\gamma$  ( $\gamma$ ). To ostatnie promieniowanie występuje także w przemianie wyższego izomeru na izomer w stanie podstawowym.

<i>R</i>	<i>T</i>	<i>S</i>	<i>R</i>	<i>T</i>	<i>S</i>	<i>R</i>	<i>T</i>	<i>S</i>
<sup>6</sup> He	0,8 s	—	<sup>46</sup> Sc	1 l	—	<sup>72</sup> Ga	0,9 d	—
<sup>8</sup> Li	0,85 s	—, $\alpha$	„	85 d	—	<sup>67</sup> Ge?	195 d	+
<sup>7</sup> Be	43 d	$\gamma$ , <i>K</i> ?	„?	102 m	—	<sup>69</sup> Ge?	1,5 d	+
<sup>10</sup> Be	10 l	—	<sup>48</sup> Sc	1,7 d	—	„	30 m	+
<sup>12</sup> B	0,02 s	—	<sup>51</sup> Ti	2,8 m	—	<sup>71</sup> Ge?	1,1 d	+
<sup>11</sup> C	20,5 m	+	<sup>54</sup> Ti	72 d	—	<sup>75</sup> Ge	78 m	—
<sup>13</sup> N	10,3 m	+	<sup>47</sup> V	600 d	—	<sup>77</sup> Ge	480 m	—
<sup>16</sup> N	8 s	—	<sup>48</sup> V	16,2 d	+ , <i>K</i>	<sup>71</sup> As	2,1 d	+
<sup>15</sup> O	2,1 m	+	<sup>49</sup> V	33 m	+	<sup>74</sup> As	13,5 d	$\pm$
<sup>19</sup> O	31 s	—	<sup>50</sup> V	202 m	—	<sup>76</sup> As	1,1 d	—
<sup>17</sup> F	1,15 m	+	<sup>52</sup> V	3,9 m	—	<sup>77</sup> As	50 d	—
<sup>18</sup> F	108 m	+	<sup>53</sup> V?	330 m	—	<sup>78</sup> As	80 m	—
<sup>20</sup> F	10 s	—	<sup>49</sup> Cr?	2,83 d	+	<sup>75</sup> Se	105 m	+
<sup>23</sup> Ne	33 s	—	<sup>51</sup> Cr?	180 d	+	<sup>79</sup> Se	1,3 m	—
<sup>22</sup> Na	3 l	+	<sup>51</sup> Mn	46 m	+	<sup>81</sup> Se	57 m	—
<sup>24</sup> Na	0,61 d	—	<sup>52</sup> Mn	21 m	+	<sup>83</sup> Se?	17 m	—
<sup>23</sup> Mg	0,66 d	+	„	6,5 d	+	<sup>78</sup> Br	6,3 m	+
<sup>27</sup> Mg	10,3 m	—	<sup>54</sup> Mn	310 d	$\gamma$ , <i>K</i>	<sup>80</sup> Br	272 m	$\gamma$
<sup>25</sup> Al	20 m	+	<sup>56</sup> Mn	155 m	—	„	18,5 m	—
<sup>26</sup> Al	7 s	+	<sup>53</sup> Fe	8,9 m	+	<sup>82</sup> Br	1,4 d	—
<sup>28</sup> Al	2,56 m	—	<sup>59</sup> Fe	47 d	—	<sup>83</sup> Br?	152 m	—
<sup>29</sup> Al	11 m	—	<sup>55</sup> Co	0,75 d	+	<sup>81</sup> Kr?	0,75 d	+
<sup>27</sup> Si	6,6 m	+	<sup>56</sup> Co?	180 d	$\pm$	<sup>85</sup> Kr?	270 m	—
<sup>31</sup> Si	144 m	—	<sup>58</sup> Co	11 m	—	<sup>87</sup> Kr?	74 m	+
<sup>30</sup> P	2,5 m	+	<sup>60</sup> Co	10 l	—	<sup>82</sup> Rb	1,5 m	+
<sup>32</sup> P	14,5 d	—	<sup>57</sup> Ni	1,5 d	+	<sup>83</sup> Rb	9,8 m	+
<sup>31</sup> S	26 m	+	<sup>59</sup> Ni?	180 m	+	<sup>86</sup> Rb?	18 m	—
<sup>35</sup> S	80 d	—	<sup>63</sup> Ni	156 m	—	<sup>88</sup> Rb?	18 d	—
<sup>34</sup> Cl	33 m	+	<sup>58</sup> Cu	1,33 m	+	<sup>89</sup> Sr	55 d	—
<sup>38</sup> Cl	37 m	—	<sup>60</sup> Cu	7,9 m	+	„	180 m	—
<sup>39</sup> A	4 m	—	<sup>61</sup> Cu	204 m	+	<sup>88</sup> Y	120 m	+
<sup>41</sup> A	110 m	—	<sup>62</sup> Cu	10 m	$\pm$ , <i>K</i>	<sup>90</sup> Y	2,5 d	—
<sup>38</sup> K	7,7 m	+	<sup>64</sup> Cu	768 m	—	<sup>92</sup> Y?	2,9 d	—
<sup>42</sup> K	750 m	—	<sup>66</sup> Cu	5 m	—	<sup>89</sup> Zr?	2,9 d	+
<sup>44</sup> K?	18 m	—	<sup>63</sup> Zn	38 m	+	<sup>93</sup> Zr?	63 d	—
<sup>39</sup> Ca	4,5 m	+	<sup>65</sup> Zn	235 d	$\pm$	<sup>95</sup> Zr?	0,71 d	—
<sup>45</sup> Ca	144 m	—	<sup>69</sup> Zn	60 m	—	<sup>92</sup> Nb	11 d	—
<sup>41</sup> Sc	53 m	+	<sup>71</sup> Zn	30 d	+	<sup>94</sup> Nb	7,5 m	—
<sup>43</sup> Sc	240 m	+	<sup>64</sup> Ga?	48 m	+	<sup>91</sup> Mo	17 m	+ , <i>K</i>
<sup>44</sup> Sc	2,17 d	+	<sup>66</sup> Ga	552 m	+ , <i>K</i> ?	<sup>199</sup> Mo	2,67 d	—
„	246 m	+	<sup>67</sup> Ga	3,2 d	+ , <i>K</i>	<sup>101</sup> Mo	25 m	—
			<sup>68</sup> Ga	66 m	+	<sup>96</sup> 43?	31 m	—

TABLICA II  
(ciąg dalszy)

<i>R</i>	<i>T</i>	<i>S</i>	<i>R</i>	<i>T</i>	<i>S</i>	<i>R</i>	<i>T</i>	<i>S</i>
<sup>98</sup> 43?	30 <i>s</i>	—	<sup>70</sup> Ga	19,8 <i>m</i>	—	<sup>171</sup> Er	306 <i>m</i>	—
<sup>99</sup> 43	360 <i>m</i>	γ	<sup>122</sup> Sb?	2,3 <i>d</i>	—	<sup>170</sup> Tu	240 <i>d</i>	—
<sup>100</sup> 43?	50 <i>d</i>	—	<sup>124</sup> Sb?	60 <i>d</i>	+	<sup>175</sup> Yb	0,58 <i>d</i>	—
<sup>101</sup> 43?	81 <i>d</i>	—	<sup>121</sup> Te	120 <i>d</i>	+, K	<sup>175</sup> Yb	126 <i>m</i>	—
<sup>97</sup> Ru	1,8 <i>m</i>	+	<sup>127</sup> Te	90 <i>d</i>	γ	<sup>176</sup> Lu	7 <i>d</i>	—
<sup>103</sup> Ru	240 <i>m</i>	—	<sup>127</sup> Te	10 <i>h</i>	—	„	216 <i>m</i>	—
<sup>105</sup> Ru	0,83 <i>d</i>	—	<sup>129</sup> Te	30 <i>d</i>	γ	<sup>181</sup> Hf	180 <i>d</i>	—
<sup>104</sup> Rh	4,2 <i>m</i>	—	<sup>129</sup> Te	70 <i>m</i>	—	<sup>180</sup> Ta	492 <i>m</i>	+, K?
<sup>104</sup> Rh	44 <i>s</i>	—	<sup>131</sup> Te	1,2 <i>d</i>	γ	„	30 <i>m</i>	+
<sup>105</sup> Rh	45 <i>d</i>	—	<sup>131</sup> Te	25 <i>m</i>	—	<sup>182</sup> Ta	97 <i>d</i>	—
<sup>103</sup> Pd	3 <i>m</i>	+	<sup>124</sup> I	4 <i>d</i>	+	<sup>187</sup> W	1 <i>d</i>	—
<sup>109</sup> Pd	0,54 <i>d</i>	—	<sup>126</sup> I	13 <i>d</i>	—	<sup>186</sup> Re	0,83 <i>d</i>	—
<sup>111</sup> Pd	17 <i>m</i>	—	<sup>128</sup> I	25 <i>m</i>	—	<sup>188</sup> Re	3,5 <i>d</i>	—
<sup>106</sup> Ag	8,2 <i>d</i>	±?, K	<sup>130</sup> I	0,52 <i>d</i>	—	<sup>191</sup> Os	1,7 <i>d</i>	—
„	24,5 <i>m</i>	+	<sup>131</sup> I	8' <i>d</i>	—	<sup>192</sup> Jr	60 <i>d</i>	—
<sup>108</sup> Ag	225 <i>d</i>	—	<sup>134</sup> Cs	90 <i>m</i>	+	<sup>194</sup> Ir	0,8 <i>d</i>	—
„	2,3 <i>m</i>	—	<sup>139</sup> Ba	85,6 <i>m</i>	—	„	1,5 <i>m</i>	—
<sup>110</sup> Ag	22 <i>s</i>	—	<sup>138</sup> La	132 <i>m</i>	+	<sup>196</sup> Ir	28 <i>m</i>	—
<sup>111</sup> Ag	7,5 <i>d</i>	—	<sup>140</sup> La	1,3 <i>d</i>	—	<sup>193</sup> Pt	53 <i>m</i>	+
			<sup>139</sup> Ce	2,1 <i>m</i>	—	<sup>197</sup> Pt	3,3 <i>d</i>	—
<sup>112</sup> Ag	192 <i>m</i>	—	<sup>141</sup> Ce	144 <i>m</i>	—	„	0,75 <i>d</i>	—
<sup>107</sup> Cd	402 <i>m</i>	+, K?	<sup>140</sup> Pr	3,5 <i>m</i>	+	<sup>199</sup> Pt	31 <i>m</i>	—
<sup>109</sup> Cd	33 <i>m</i>	+	<sup>142</sup> Pr	0,7 <i>d</i>	—	<sup>196</sup> Au?	4-5 <i>d</i>	—
<sup>115</sup> Cd	258 <i>m</i>	—	<sup>147</sup> Nd	3,5 <i>d</i>	—	„?	0,54 <i>d</i>	—
<sup>117</sup> Cd	2,17 <i>d</i>	—	<sup>149</sup> Nd	120 <i>m</i>	—	<sup>198</sup> Au	2,7 <i>d</i>	—
<sup>111</sup> In	20 <i>m</i>	+	<sup>151</sup> Nd	21 <i>m</i>	—	<sup>199</sup> Au	3,3 <i>d</i>	—
<sup>112</sup> In	1,2 <i>m</i>	—	<sup>144</sup> Gd	0,52 <i>d</i>	—	<sup>197</sup> Hg	43 <i>m</i>	+
<sup>114</sup> In	50 <i>d</i>	—	<sup>151</sup> Sm	21 <i>m</i>	—	<sup>205</sup> Hg	1,07 <i>d</i>	—
<sup>115</sup> In	246 <i>m</i>	γ	<sup>153</sup> Sm	1,9 <i>d</i>	—	<sup>204</sup> Tl	50 <i>m</i>	—
<sup>116</sup> In	54 <i>m</i>	—	<sup>150</sup> Eu	1,1 <i>d</i>	±, K	<sup>206</sup> Tl	5 <i>m</i>	—
„	13 <i>s</i>	—	<sup>152</sup> Eu	550 <i>m</i>	—	<sup>209</sup> Pb	80 <i>m</i>	—
<sup>117</sup> In	138 <i>m</i>	—	<sup>159</sup> Gd	0,7 <i>d</i>	—	<sup>233</sup> Th	26 <i>m</i>	—
<sup>113</sup> Sn	20 <i>m</i>	+	„	3,5 <i>m</i>	—	<sup>239</sup> U	23 <i>m</i>	—
<sup>113</sup> Sn	50 <i>d</i>	+, K	<sup>158</sup> Tb	3,6 <i>m</i>	+	„	40 <i>s</i>	—
<sup>121</sup> Sn?	1,17 <i>d</i>	—	<sup>160</sup> Tb	198 <i>m</i>	—	„	10 <i>s</i>	—
<sup>125</sup> Sn	9 <i>m</i>	—	<sup>159</sup> Dy	2,2 <i>m</i>	—			
<sup>120</sup> Sb	15 <i>m</i>	—	<sup>165</sup> Dy	150 <i>m</i>	—			
			<sup>164</sup> Ho	47 <i>m</i>	?			
			<sup>166</sup> Ho	1,25 <i>d</i>	—			
			<sup>165</sup> Er	1,1 <i>m</i>	—			
			<sup>169</sup> Er	0,5 <i>d</i>	—			

## SKOROWIDZ NAZWISK «PROMIENIOTWÓRCZOŚCI»

### A

Adameczewski 278  
 Ahmad i Stoner 252  
 Anderson 256, 423  
 Andrade, p. Rutherford  
 Antonoff 107, 355  
 Arrhenius 1  
 Aston 32, 53, 55, 56, 57, 361, 394  
 Aston, p. Ellis  
 Auger 95, 204  
 Auger, p. Perrin

### B

Bainbridge 57  
 Bardwell, p. Lind  
 Barkla 63, 70  
 Barton 247  
 Baxter, p. Richards  
 Becker 47  
 Becker, p. Bothe  
 Becquerel 99, 100, 154, 232, 279, 283, 297  
 Behounek 412  
 Bémont 103  
 Bethe 215, 223, 245  
 Bieler, p. Chadwick  
 Black 234  
 Blackett 308  
 Blackett i Occhialini 256, 423  
 Blanc 112  
 Blau i Rona 224  
 Bloch E. 25  
 Bloch F. 215  
 Bohr 71, 73, 89, 91, 214, 216, 217, 220, 245  
 Boltwood 103, 107, 356, 390  
 Bormann 153  
 Bose 98  
 Bothe 123, 216, 272, 284, 391  
 Bothe i Becker 312  
 Bothe i Fräntz 205, 310  
 Bothe i Kolhörster 422  
 Braddick i Cave 193  
 Bragg 66, 170

Bragg i Kleeman 169, 181  
 Bragg i Peirce 75, 253  
 Bravais 65  
 Brickwedde, p. Urey  
 Briggs 189  
 Broglie L. de 48, 96  
 Broglie M. de 77, 105  
 Bronsted i Hevesy 59  
 Bruhat 126  
 Bruzan 255

### C

Cameron, p. Millikan  
 Cameron, p. Ramsay  
 Campbell i Wood 406  
 Cave, p. Braddick  
 Chadwick 220, 238, 258, 310, 313, 316, 330  
 Chadwick i Bieler 225  
 Chalmers 241  
 Chamié 285  
 Chamié, p. Curie I.  
 Chao 256  
 Clay 424  
 Cockcroft i Walton 317, 318  
 Compton 65, 75, 79, 81, 82, 84  
 Compton i Doan 70  
 Cosyns, p. Piccard  
 Cotelle, p. Curie Maria  
 Cotton 183  
 Coulomb 3  
 Crane, Lauritsen i Soltan 187  
 Crookes 42  
 Curie I. 169, 185, 218  
 Curie I. i Chamié 123  
 Curie I. i Joliot 205, 257, 312, 316, 317, 320  
 Curie J. i Curie P. 10  
 Curie Maria 100, 101, 103, 110, 116, 154,  
 156, 165, 169, 180, 270, 272, 280  
 Curie Maria i Cotelle 358  
 Curie Maria i Curie P. 102  
 Curie Maria i Debierne 103, 108, 281, 288  
 Curie Maria i Fournier 325  
 Curie Maria i Yovanovitch 295



Curie Maria i Kammerlingh Onnes 155  
 Curie Maurice 297, 395  
 Curie Maurice i Joliot 408  
 Curie P. 127, 154, 278, 285, 297  
 Curie P. i Curie Maria 140, 155, 236, 281,  
 282, 285  
 Curie P. i Danne 124  
 Curie P. i Dewar 199, 293  
 Curie P. i Laborde 292  
 Curie P. i Sagnac 63  
 Czapek 109

## D

Dadourian 390  
 Danlos 301  
 Danne, p. Curie  
 Danysz 234, 265  
 Darwin 425  
 Debierne 103, 124, 125, 126, 127, 139, 140,  
 280  
 Debierne, p. Curie Maria  
 Debye 3, 93  
 Debye i Hardmeier 226  
 Debye i Scherrer 69  
 Demarçay 103, 285  
 Dempster 56  
 Dewar 292  
 Dewar, p. Curie P.  
 Dirac 50, 257  
 Doan, p. Compton  
 Dominici 303  
 Donat i Philipp 247  
 Dorabialska, p. Świętosławski  
 Dorn 232  
 Duane i Scheuer 289, 291  
 Duncanson i Miller 311  
 Dupouy, p. Rosenblum

## E

Ebert 415  
 Einstein 75, 86, 87  
 Ellis 234, 261, 265  
 Ellis i Aston 266  
 Ellis i Wooster 269, 294  
 Elster i Geitel 155, 408, 413  
 d'Espine 234, 265  
 Eve 268

## F

Fajans 346  
 Fajans i Gohring 107, 355  
 Fermi 98, 321

Flamm 216  
 Fournier 231, 325  
 Fournier i Guillot 231  
 Fournier, p. Maria Curie  
 Fowler 215, 217  
 Francis, p. Tcheng  
 Franz, p. Bothe  
 Frilley 260

## G

Gamow 227, 273, 274, 327, 329  
 Geiger 153, 189  
 Geiger i Marsden 219  
 Geiger i Nuttall 190  
 Geiger, p. Rutherford  
 Geitel, p. Elster  
 Gentner 256  
 Gerdien 415  
 Giesel 111, 116, 285  
 Gleditsch 357  
 Gockel 420  
 Godlewski 111  
 Gohring, p. Fajans  
 Graf 234  
 Gray 253, 258  
 Gray, p. Ramsay  
 Gray, p. Tarrant  
 Grégoire 194, 198  
 Grosse 109, 360, 373  
 Guillot 338  
 Guillot, p. Fournier  
 Gurney, 177, 240

## H

Hahn 103, 107, 111, 112, 265, 355  
 Hahn i Meitner 103, 109, 148, 234, 372  
 Hardmeier, p. Debye  
 Harkins 59  
 Heisenberg 96  
 Henderson 188, 215  
 Henderson, p. Lawrence  
 Henriot 407  
 Herzfeld 343  
 Hess 420  
 Hess, p. Meyer  
 Hevesy 155, 345, 406  
 Hevesy i Pahl 407  
 Hevesy i Paneth 341  
 Hevesy, p. Bronsted  
 Himstedt 127, 410  
 Hitchins, p. Soddy  
 Hittorf 1

Hoffmann 407  
 Holmes 408  
 Holmes, Lawson i Kirsch 398  
 Holweek 77, 301  
 Horovitz, p. Hönigschmid  
 Hönigschmid 105, 395  
 Hönigschmid i Horovitz 358  
 Huggins 281  
 Hull, p. Richards

## J

Jacobsen 247  
 Jaffé 278  
 Jędrzejowski 287  
 Joliot 206, 245, 247  
 Joliot, p. I. Curie  
 Joliot, p. Curie Maurice  
 Joly 287, 408, 427  
 Jovanovitch (Yovanovitch) 111, 234  
 Jovanovitch i d'Espine 236

## K

Kailan 291  
 Kammerlingh Onnes, p. Curie Maria  
 Kaufmann 233  
 Kelvin 30, 425  
 Kirsch i Pettersson 307  
 Kirsch, p. Holmes  
 Kleeman, p. Bragg  
 Klein i Nishina 81, 253  
 Klein i Rosseland 95  
 Knudsen 126  
 Kohlrausch 153, 252, 415  
 Kolhörster, p. Bothe  
 Kovarik 259

## L

Laborde, p. Curie P.  
 Lacassagne 300, 301  
 Lacassagne i Lattès 299  
 Langevin 22, 24, 25, 26, 86, 197  
 Langmuir 27  
 Laporte 21  
 Laporte i da Silva 22  
 Lattès, p. Lacassagne  
 Laue 65  
 Lawrence, Livingston i White 319  
 Lawrence, Livingston, White i Henderson 318  
 Lawson, p. Holmes  
 Lecoin 241  
 Lenard 38

Lerch 147, 340  
 Lind 285, 291  
 Lind i Bardwell 286, 289  
 Lisle 119  
 Livingston, p. Lawrence  
 Lorentz 83, 85

## M

Mac Coy 352, 354, 356  
 Mac Coy i Ross 352  
 Mache 127  
 Mano 216  
 Marckwald 108, 340  
 Mardsen, p. Geiger  
 Mäder 177  
 Meitner 256, 265  
 Meitner, p. Hahn  
 Merton 402  
 Meyer 286, 358  
 Meyer i Hess 294  
 Meyer i Paneth 354  
 Meyer i v. Schweidler 232  
 Michl 178  
 Miller, p. Duncanson  
 Millikan 31, 77  
 Millikan i Cameron 420  
 Moseley 71, 72, 93  
 Mott 227  
 Mott, p. Taylor  
 Möller 245  
 Mund 208, 289, 291  
 Murphy, p. Urey  
 Mühlestein 285

## N

Naïdu 177  
 Nernst 2, 341  
 Nishina, p. Klein  
 Nuttall, p. Geiger

## P

Pahl, p. Hevesy  
 Paneth, p. Hevesy  
 Paneth, p. Meyer  
 Paschen 91, 341  
 Pauli 98, 328  
 Peirce, p. Bragg  
 Perrin J. 32, 38, 155, 308  
 Perrin F. 328  
 Perrin F. i Auger 221  
 Pettersson, p. Kirsch  
 Philipp, p. Donat

Piccard i Cosyns 421  
 Piccard i Stahel 155  
 Planck 83  
 Poincaré 99, 100  
 Pose 310  
 Prout 56  
 Przibram 286

## R

Ramsay 139  
 Ramsay i Cameron 289  
 Ramsay i Gray 126  
 Ramsay i Soddy 199  
 Ramstedt 128  
 Rasmussen 137  
 Rausch v. Traubenberg 127, 178  
 Regner 420, 421  
 Richards i Baxter 395  
 Richards i Hull 401  
 Rona, p. Blau  
 Rosenblum 184  
 Rosenblum i Dupouy 186  
 Rosenblum i Valadarès 274  
 Ross, p. Mac Coy  
 Rosseland, p. Klein  
 Röntgen 60, 99  
 Rutherford 125, 139, 154, 186, 188, 194,  
 199, 219, 225, 226, 276, 306  
 Rutherford i Andrade 259  
 Rutherford i Geiger 153, 192, 196, 353  
 Rutherford i Robinson 185, 294  
 Rutherford i Royds 137  
 Rutherford i Soddy 112, 129, 140  
 Rutherford, Ward i Wynn-Williams 175

## S

Sagnac 63  
 Sagnac, p. Curie  
 Sargent 241  
 Scheuer, p. Duane  
 Schmidt 100  
 Schrödinger 96  
 v. Schweidler 151  
 Sell 415  
 Siegbahn 73  
 Skobielecyn 262, 266, 422  
 Smekal 267  
 Soddy 55, 339, 346, 357, 395  
 Soddy i Cranston 109

Soddy i Hitchins 358  
 Soddy, p. Ramsay  
 Soddy, p. Rutherford  
 Sommerfeld 93  
 Soltan, p. Craue  
 Stahel, p. Piccard  
 Stetter 225  
 Stokes 64  
 Strutt 399, 408

## Ś

Świętosławski i Dorabialska 294

## T

Tarrant 256  
 Tarrant i Gray 257  
 Taylor i Mott 329  
 Tcheng da Tcheng 373  
 Tcheng i Francis 360  
 Thibaud 70, 77, 260, 266  
 Thomson J. J. 18, 29, 31, 42, 46, 53, 55,  
 64, 81, 84, 217  
 Thomson J. J. i Thomson G. P. 19  
 Townsend 16, 22, 25, 29, 33

## U

Urey, Brickwedde i Murphy 57

## V

Valadarès 260, 261  
 Valadarès, p. Rosenblum  
 Villard 250

## W

Walling 353  
 Walton, p. Cockcroft  
 Ward, p. Rutherford  
 Weiss 155  
 Wertenstein 139, 207, 247  
 White, p. Lawrence  
 Wilson 30, 31, 167  
 Wooster, p. Ellis  
 Wourtsel 289, 291  
 Wynn-Williams, p. Rutherford

## Z

Zecman 281

## SKOROWIDZ PRZEDMIOTÓW

- Absorpcja 336
  - promieni  $\alpha$  169
  - promieni  $\beta$  229
  - promieni  $\gamma$  250
  - promieni ciał promieniotwórczych 166
  - promieni katodowych 44
  - promieni kosmicznych 421
  - promieniowania elektromagnetycznego w ogóle 83
- absorpcja radonu przez węgiel 128
- Adsorpcja 129, 338
- Aktywność 103, 110, 373
  - aktywność  $A, B, C, C', C''$  144, 377
  - aktywność 111, 121, 124, 377
  - aktywność uranu 106, 378
  - aktywność  $X$  111, 374, 377
  - aktywność osad 111, 144, 377
  - aktywność 103, 373
  - aktywność 111, 374
- Aktywność rodziny 109, 372
- Aktywność 140
- Aktywność nasycona 140
- Aktywność osady, p. osady aktywne
- Aktywność potasu 406
- Aktywność źródeł 411
- $\alpha$  cząstki (promienie) 98, 169
  - absorpcja w gazach 176
  - anormalne rozproszenie 225
  - fluktuacje zasięgu 217
  - grupy główne 170
  - grupy długiego zasięgu 275
  - jonizacja całkowita 177, 217
  - jonizacja kolumnowa 197
  - jonizacja wtórna 217
  - krzywa Bragga 170
  - liczba jonów wytwarzanych przez jedną cząstkę 191
  - liczenie cząstek  $\alpha$  195, 196
  - ładunek 191
  - masa i energia 186
  - metoda scyntylacyjnej 175
  - metoda ogniskowania 183
  - odchylenie magnetyczne 181
  - $\alpha$  cząstki (promienie)
    - odchylenie elektryczne 185
    - odskok  $\alpha$  205
    - prawo Geigera 189
    - prawo Geigera-Nuttalla 191
    - promienie  $\delta$  203
    - promienie  $X$  wtórne 204
    - równoważnik powietrzny 178
    - rozproszenie 219
    - rozproszenie złożone 216
    - stosunek  $e/m$  185
    - strata ładunku 187
    - strata prędkości 213
    - subtelna budowa 184
    - teoria przechodzenia przez materię 208
    - teoria przemiany  $\alpha$  326
    - transmutacje wywołane przez cząstki  $\alpha$  308, 312, 320
    - wytwarzanie helu 193, 199
    - zależność zasięgu od prędkości 189
    - zasięg 169
    - zasięg ekstrapolowany 171
    - zasięg najprawdopodobniejszy 218
    - zderzenia wyjątkowe 220
    - zdolność hamowania 180
- $\alpha$  promienie, p.  $\alpha$  cząstki
- Amalgamat radu 105
- Analiza mas 54
- Analiza mas ołowiu 394
  - krzywych dezaktywacji 161
  - widm promieni  $X$  67
  - widmowa baru radonośnego 103
- Aniony 1
- Anormalna absorpcja promieni  $\gamma$  331
- Anormalne rozproszenie cząstek  $\alpha$  225
- Antykataloda 37
- Atmosfera jonizacja 416
- Atmosferyczna promieniotwórczość 416
- Atom
  - atomowa liczba 58
  - atomowa zdolność hamowania 180
  - atomowy ciężar chemiczny 58

- Atom  
 atomowy współczynnik absorpcji promieni  $X$  45  
 teoria Bohra 71, 89  
 Autoradiologiczny obraz 299  
 Autunit 101, 114
- Bar radonośny 103, 116  
 Bariera potencjału 327  
 Bekierelit 114  
 $\beta$  cząstki (promienie) 228  
 absorpcja 230  
 granica widma ciągłego 241  
 grupy 235  
 konwersja wewnętrzna 239, 265  
 liczenie cząstek  $\beta$  238  
 ładunek promieni  $\beta$  238  
 metody badania 229  
 odchylenia skrzyżowane 233  
 odchylenie magnetyczne 232  
 odskok  $\beta$  247  
 pasma wielkiej energii 236  
 stosunek  $e/m$  233  
 strata prędkości 241, 245  
 teoria przechodzenia przez materię 243  
 widmo ciągłe 240  
 widmo prążkowe 235  
 zasięg 242  
 zdolność jonizacyjna 242, 246
- Betafit 114  
 Bieg własny 7  
 Bilans cieplny ziemi i słońca 424  
 Blenda smolista 102, 114, 115, 395, 399  
 Bröggerit 114, 395, 399
- Cechowanie komór jonizacyjnych 135  
 Chalkolit 101, 114  
 Chemiczne własności radiopierwiastków 146, 337  
 adsorpcja 337  
 porywanie (indukowane strącanie) 337  
 własności elektrochemiczne 340
- Ciemnia Crookesa 35  
 Ciemnia Faradaya 34  
 Ciepne działania ciał promieniotwórczych 295
- Ciężar atomowy  
 chemiczny 58  
 ołówów pochodzenia promieniotwórczego 393  
 protaktynu 347  
 radonu 126  
 radu 104, 105, 347
- Ciężar atomowy  
 toru 347  
 uranu 347
- Curie 131  
 Curieterapia 301  
 Cykle magmatyczne 427  
 Cytokaustyczność 300  
 Czas bezwzględny 86  
 Czas własny 86  
 Czas zredukowany 131  
 Czas życia (średni) 150  
 Cząstki  $\alpha$  169  
 $\beta$  228  
 $H$  225
- Cząstkowa krystalizacja radonośnego chlorku baru 116  
 Częstość graniczna serii 91  
 Częstość podstawowa 71  
 Czulość ładunkowa 8  
 Czulość napięciowa 8
- Dawkowanie promieni  $X$  82  
 Dematerializacja 257  
 Deuterony 319  
 Dezaktywacja 161  
 Długość fali  
 elektronów 48  
 promieni  $\gamma$  260  
 promieni  $X$  65, 71
- Dopelniające się krzywe 131  
 Dyfrakcja elektronów 48  
 Dyfrakcja promieni  $\gamma$  259  
 Dyfrakcja promieni  $X$  65  
 Dyfuzja emanacyj 124  
 jonów elektrolitycznych 2  
 jonów gazowych 22  
 w stanie stałym 350
- Działania promieni ciał promieniotwórczych 277  
 biologiczne 297  
 chemiczne 288  
 cieplne 292  
 fotograficzne 283  
 jonizacyjne 277  
 lecznicze 301  
 świetlne 281
- Dziedzina promieni pośrednich 77
- Efekt ekranu elektrostatycznego 93  
 Efekt fotoelektryczny złożony 95  
 Efekt gazu 82, 267, 419  
 Efekt ścianek 82, 267, 419  
 Efekt wiązania 57

- Elektrochemiczne oddzielanie składników osadów aktywnych 147  
 Elektrochemiczne własności radiopierwiastków 340, 342, 345  
 Elektromagnetyczna teoria promieniowania 83  
 Elektrometr kwadrantowy 8  
 — nitkowy 8  
 Elektronowy współczynnik rozpraszania promieni  $\gamma$  254  
 Elektrony 24  
 blonka promieniowania 87  
 dyfrakcja 48  
 elektron 1, 25, 43  
 elektron dodatni (pozyton) 49, 320, 423  
 elektronowolt 51  
 emisja fotoelektryczna 26  
 emisja termionowa 27  
 energia wypromieniowana 87  
 masa elektromagnetyczna 85  
 potencjał opóźniony 85  
 pozyton, p. elektron dodatni  
 promieniowanie elektronu 85  
 pulsacja 84  
 stosunek  $e/m$  42, 233  
 zdolność jonizacyjna 48  
 Elektrony Comptona 82, 254, 262, 419  
 Elektroskop listkowy 7  
 Elektrostatyczne przyrządy 6  
 Eman 411  
 Emanacja 121  
 Emisja promieniowania 83, 95  
 Energetyczne poziomy 73  
 Energia  
 kinetyczna cząstek  $\alpha$  186  
 poziom 90  
 promieni  $\beta$  242  
 promieniowania 88  
 wiązania jądrowego 57  
 Euksenit 115  
 Ewolucja aktynu 378  
 radu 369  
 toru 388  
 uzupełniająca 161  
  
 Fabrykacja radu 116  
 Fala de Broglie'a 48  
 Fala przyśpieszenia 88  
 Falowa mechanika 96  
 Ferganit 115  
 Filtrowanie promieni  $X$  i  $\gamma$  62, 303  
 Fluktuacje promieniotwórczości 151  
 odchylenie bezwzględne 152  
 Fluktuacje zasięgu cząstek  $\alpha$  217  
 Fluorescencja spowodowana przez promienie ciał promieniotwórczych 283  
 Fluorescencja związków uranowych 100  
 Fotoelektrony 63, 261  
 Fotometryczna metoda badania promieniowania 284  
 Fotony 75, 98  
 Fosforescencja pod działaniem promieni ciał promieniotwórczych 282  
 Fosforu jonizacyjne działanie 101  
 Frakcjonowanie lantanu dla otrzymania aktynu 110  
 Frakcjonowanie w fabrykacji radu 116  
 Funkcja własna 97  
  
 Gałąź aktynu pochodnych uranu 109  
 Gałąź radu pochodnych uranu 107  
 $\gamma$  promienie 250  
 absorpcja 252  
 absorpcja jądrowa (materializacja) 256  
 badanie rozkładu energii za pomocą elektronów Comptona 262  
 całkowita jonizacja 268  
 dematerializacja 257  
 długość fali  
 wyznaczana na podstawie dyfrakcji 260  
 wyznaczana na podstawie widma fotoelektronów 261  
 efekty gazu i ścianek 267  
 grupy 252  
 jonizacyjne działanie 267  
 konwersja wewnętrzna 264  
 liczenie fotonów 259  
 metody badania 250  
 natężenie 266  
 prawo Bragga i Peirce'a 253  
 promienie wtórne 258  
 rozproszenie (zjawisko Comptona) 253  
 wzór Kleina-Nishiny 254  
 Gazów jonizacja 4  
 Gazów naturalnych promieniotwórczość 410  
 Gazy promieniotwórcze 103  
 Gęstość prądu 1  
 Granica serii 91  
 Grupy promieni  $\alpha$  170, 275  
      $\beta$  234, 235  
      $\gamma$  252  
  
 $H$  cząstki 222, 225  
 Halo pleochroiczne 287  
 Hel  
 wytwarzanie helu przez cząstki  $\alpha$  193, 199

## Hel

w minerałach promieniotwórczych 393,  
397

w źródłach i gazach naturalnych 410

Hipotezy o pochodzeniu promieniotwórczo-  
ści 155

Indukowane strącanie 337

Infekcja promieniotwórczością 405

Inhalacje gazów promieniotwórczych 302

Instytut Radowy w Paryżu 10, 114, 428

Iskra 34

Iskrzenia potencjał 34

Izobary 58

Izomorfizm 338

Izotopia w związku z radiochemią 339

Izotopowe ołówie 400

Izotopów próby oddzielania 59

Izotopy 55

Jachymów (Joachimstal) 102

Jądro atomu 71, 89, 322

bariera potencjału 327

budowa jądra 323

elektrony jądrowe 324

jądrowe poziomy energii 273

Jednostki w nauce o promieniotwórczo-  
ści

curie 131

eman 411

jednostka Machego 412

milicurie 131

rentgen 82

Jon (pierwiastek) 103, 358

Jonizacja elektrolitów

aniony 1

dyfuzja 2

kationy 1

ruchliwość 2

Jonizacja gazów 4

atmosfery 416

wytworzona przez elektrony 48

cząstki  $\alpha$  217

cząstki  $\beta$  242

promienie  $\gamma$  267

promienie ko-  
smiczne 420

w zamkniętym naczyniu 418

zderzeniowa 33

dyfuzja jonów 5, 22

jonizacyjne działanie promieniowania na

gazy, ciecze i ciała stałe 277

komora jonizacyjna 5, 6

## Jonizacja

kondensacja pary wodnej na jonach 29

potencjał jonizacyjny 33, 76

prąd nasycenia 13

rekombinacja 14

współczynnik dyfuzji 22

współczynnik rekombinacji 17

Karnotyt 115, 395

Kalorymetryczne metody 293

Kąpiele radowe 302

Kasolit 114

Katodowe promienie 35

absorpcja i rozpraszanie 44

działanie pola elektrycznego i magne-  
tycznego 36

katodowa warstwa 35

oscylograf katodowy 40

pomiary prędkości 40

półkula fosforescencji 37

rozpylanie 38

stosunek  $e/m$  43

strata prędkości 47

zdolność jonizacyjna 48

Katodowy spadek potencjału 34

Kenotron 28

Kinematyka Lorentza-Einsteina 87

Kiuryt 114

Klasyfikacja radiopierwiastków

na podstawie rodzin 333

w układzie periodycznym 347

Kleweit 114, 395, 398

Komora jonizacyjna 5, 6, 67, 228, 418

Komora rozprężeń 82, 167, 263, 422

Kondensacja pary wodnej na jonach 29

Kondensacja radonu 129

Kongres radiologii w Brukseli 270

Kongres radiologii w Sztokholmie 82

Konwersja wewnętrzna 239, 264

Końcowe produkty przemian 393

Kosmiczne promienie

metody badania 422

przenikliwość 420

snopy 423

wpływ szerokości geograficznej 424

zmiany z wysokością 421

Kwantowa mechanika 96

Kwanty energii 75, 83, 84

Kwarc piezoelektryczny 10

Lantan 110

Liczba atomowa 58

Liczba Avogadro 32, 193, 197

- Liczba cząstek  $\alpha$  wysyłanych przez 1 curie 193, 196  
 Liczba jonów wytwarzanych przez jedną cząstkę  $\alpha$  197  
 Liczba fotonów wysyłanych przez 1 g  $Ra$  259  
 Liczba protonowa 322  
 Liczby kwantowe 93, 94  
 Liczenie cząstek  $\alpha$  195  
 Liczenie fotonów 259  
 Licznik Geigera-Müllera 258, 270, 422  
 Licznik igłowy 195, 258  
  
 Ładunek elementarny 32  
 Ładunek jonów  $^{22}, ^{29}, ^{31}$   
 Ładunek odskoku  $\alpha$  207  
 Ładunek promieni katodowych 38  
 Ładunek przenoszony przez cząstki  $\alpha$  191  
 Ładunek przenoszony przez cząstki  $\beta$  238  
 Łuk elektryczny 36  
  
 Magma 427  
 Magneton Bohra 94  
 Masa atomowa 55  
 Masa elektromagnetyczna 85  
 Masa elektronu 92  
 Masa spoczynkowa 85  
 Masowy współczynnik absorpcji 45, 62  
 Materializacja 257  
 Mechanika falowa (kwantowa) 96  
 Meteoryty 409  
 Metody doświadczalne  
   destylacji nieodwracalnej (oddzielanie izotopów) 58  
   kalorymetryczna 293  
   koincydencyj 422  
   kompensacji (pomiaru elektrostatycznej) 9  
   mikrofotometryczna 284  
   obracanego kryształu (dyfrakcja promieni  $X$ ) 67  
   odchyień skrzyżowanych (oznaczanie  $e/m$ ) 42, 233  
   ogniskowania (promieni korpuskularnych) 183, 233, 238  
   płukania w temperaturze pokojowej (oznaczanie radonu) 133  
   prądu gazowego 14, 20, 124  
   scyntylacyj 175  
   stałego odchylenia 11  
   śladów (torów mgielkowych Wilsona) 31, 167, 239, 315, 422  
   wrzenia (oznaczanie radonu) 134  
  
 Metody doświadczalne  
   wskaźników promieniotwórczych 350  
   wplywu (oznaczanie ciężaru atomowego emanacji) 126  
 Mezotor 106, 381, 388  
 Minerale promieniotwórcze 114  
   hel w mineralach 399  
   minerale torowo-uranowe 120  
   minerale uranowe 115  
   olow w mineralach 395  
   promieniotwórcza analiza mineralow 359  
   wiek mineralow 397  
   zwyklych mineralow promieniotwórczość 409  
 Minimum aktywności 131  
 Miotełkowe wyladowanie 35  
 Moment sprzężony 98  
 Monazyt 114, 120, 400  
  
 Neutrino 328  
 Neutrony 313  
   działania transmutacyjne 316  
   masa 316  
   przenikliwość 315  
   rola w budowie jądra 323  
 Niebezpieczeństwa promieniotwórczości 304  
  
 Objętość atomowa 401  
 Objętość jednego curie 139  
 Obrazy radioskopowe i radiograficzne 60  
 Ochrona od promieniowania 304  
 Odchylenie promieni katodowych 38, 41  
 Odchylenie promieni  $\alpha$  181  
 Odchylenie promieni  $\beta$  232  
 Odskok lekkich atomów 221  
 Odskok promieniotwórczy  $\alpha$  147, 205  
   absorpcja odskoku 207  
   ładunek 207  
   zdolność jonizacyjna 207  
 Odskok promieniotwórczy  $\beta$  247  
 Ognisko (promieni  $X$ ) 37  
 Ognisko (w curioterapii) 302  
 Ogniskowania metoda 183, 234, 238  
 Okres 106, 122, 151  
 Ołowie izotopowe 400  
 Ołów pochodzenia promieniotwórczego 394  
 Osady aktywne 121, 141  
   aktynu 145, 377  
   długotrwały radu 141, 144, 365  
   krótkotrwały radu 364  
   toru 145, 386  
   w atmosferze 412



- Oscylograf katodowy 40  
 Ostyganie ziemi 425  
 Otrzymywanie czystego radonu 136  
 Otrzymywanie radu 115  
 Oznaczanie radu  
   za pomocą radonu 132  
   za pomocą promieni  $\gamma$  270  
 Oznaczanie substancyj promieniotwórczych  
   za pomocą promieni  $\alpha$  200  
   za pomocą promieni  $\beta$  248  
   za pomocą promieni  $\gamma$  270
- Pierwiastki macierzyste 106  
 Pierwiastki pochodne toru 111  
 Pierwiastki pochodne uranu 107  
 Polon 103, 108, 338, 342, 365, 367  
 Porywacze 337  
 Porywanie radiopierwiastków 336  
 Potencjał  
   elektrochemiczny 340  
   iskrzenia 34  
   jonizacyjny 33, 76, 91  
   opóźniony 85  
   rezonansowy 76, 91  
   równoważny 43  
 Potencjału bariera 327  
 Pozorne parowanie 208  
 Pozytony (elektrony dodatnie) 49, 320, 423  
 Prawdopodobieństwo przejścia przez barierę potencjału 327  
 Poświata ujemna 35  
 Potasu promieniotwórczość 101, 406  
 Powstawanie radu 357  
 Poziomy energii 73  
 Poziomy jądrowe 273  
 Poziomy rezonansowe 311  
 Prawo Bragga i Peirce'a 75, 253  
 Prawo Geigera 189  
 Prawo Geigera-Nuttalla 190, 327, 334  
 Prawo przesunięcia wartościowości 346  
 Prawo równoważności jonochemicznej 290  
 Prawdopodobieństwo przemiany 150  
 Prąd nasycenia 13  
 Produkty końcowe 393  
 Promienie Becquerela 100  
 Promienie  $\alpha$ , p.  $\alpha$  cząstki  
 Promienie  $\beta$ , p.  $\beta$  cząstki  
 Promienie  $\gamma$ , p.  $\gamma$  promienie  
 Promienie kosmiczne, p. kosmiczne promienie  
 Promienie Röntgena lub  $X$ , p.  $X$  promienie  
 Promieniotwórczość 100  
   atmosfery 412  
   gleb i skał 408
- Promieniotwórczość  
   sztuczna 320  
   wzbudzona 140  
   źródła 412  
 Promieniowanie elektromagnetyczne 83  
 Protaktyn 103, 372  
 Proton 55, 329  
 Przekształcenie Lorentza 85  
 Przemiany promieniotwórcze 150  
 Przewodnictwo gazów 3  
 Przypływ dodatni 35  
 Przypuszczenia o pochodzeniu promieniotwórczości 155  
 Przyspieszenie elektronów 83, 88  
 Pulsacja 84
- Rad 103  
   odkrycie 103  
   okres 108  
   otrzymywanie 116  
   oznaczanie za pomocą promieni  $\gamma$  270  
   oznaczanie za pomocą radonu 132  
   powstawanie 357  
   stan metalowy 105  
   wzorec 271  
   zawartość w glebie i skałach 409  
 Rad *A, B, C, C', C''* 108, 141, 364  
 Rad *D, E, F* 144, 365  
 Radioaktywność 111, 374  
 Radioaktywność, radioaktywny, p. promieniotwórczość, promieniotwórczy  
 Radiochemia 285  
 Radioolów, p. rad *D*  
 Radiopierwiastek 106  
 Radiopierwiastki sztuczne 320  
 Radiopierwiastki w wodach i gazach naturalnych 410  
 Radioterapia 61  
 Radiotor 103, 106, 120, 383  
 Radon 104, 108, 122, 363  
   absorpcja w cieczech i ciałach stałych 127  
   ciężar drobinowy 126  
   dyfuzja 124  
   kondensacja 129  
   objętość 1 curie 139  
   otrzymywanie w czystym stanie 136  
   oznaczanie 132  
   powstawanie 130  
   widmo 137  
   własności chemiczne 129  
 Radonośny bar 116  
 Radu rodzina 362  
 Reguła wyłączenia Pauliego 94

- Reguły wyboru 94  
 Rekombinacja jonów 2, 17  
 Relacja nieoznaczoności 97  
 Relatywizacja 91  
 Rentgen 82  
 Rodziny promieniotwórcze 106, 191  
   aktywna, p. aktywna rodzina  
   radowa, p. radu rodzina  
   torowa, p. torowa rodzina  
   uranowa, p. uranu rodzina  
 Rozciągłość fazowa 98  
 Rozpuszczalność radonu 127  
 Rozpuszczalność soli radu 105  
 Rozpylanie katodowe 38  
 Roztwory wzorcowe 135  
 Równanie Diraca 94  
 Równanie Schrödingera 97  
 Równowaga promieniotwórcza 131, 157, 160  
 Równowaga przejściowa 160  
 Równoważność jonochemiczna 290  
 Röntgena promienie, p.  $X$  promienie  
 Rubidu promieniotwórczość 101, 406  
 Ruch jądra 92  
 Ruchliwość jonów 2, 17  
 Rura Coolidge'a 29  
  
 Samarskit 114, 115  
 Samaru promieniotwórczość 110, 407  
 Samoistne wyladowanie 3, 33  
 Scyntylacje 175, 282  
 Serie Balmera, Lymana i Paschena 91  
 Serie  $K$ ,  $L$ ,  $M$  63, 72  
 Siarczek cynku 121, 282  
 Skał promieniotwórczość 409  
 Skok absorpcji 74  
 Skrócenie relatywistyczne 86  
 Skupienia atomów promieniotwórczych 285  
 Skuteczna długość fali 82  
 Snopy 423  
 Spektroskop mas 53, 399  
 Spiu 94  
 Stała  
   Avogadro 32, 193, 197  
   Plancka 75, 83  
   Rydberga 91  
   słoneczna 424  
   zaniku promieniotwórczości 122, 151  
 Statystyka 98  
 Stosunek  $e/m$  39, 42, 53, 185, 233  
 Substancje fluoryzujące i fosforyzujące  
   99, 282  
  
 Średni czas życia 152  
 Średnia droga swobodna 33  
  
 Tantalany 115  
 Teoria budowy atomu 89  
   atom wodoru 89  
   atom z wieloma elektronami 92  
   częstość graniczna 91  
   energia poziomu 90  
   liczba kwantowa azymutalna 93  
   liczba kwantowa całkowita 93  
   magneton Bohra 94  
   potencjał jonizacyjny 91  
   potencjał rezonansowy 91  
   reguła wyłączenia 94  
   reguły wyboru 94  
   ruch jądra 92  
   stan wzbudzony 95  
   teoria wartościowości 95  
   tory stateczne 89  
   wykresy Moseleya 95  
 Teoria budowy jądra 327  
   bariera potencjału 327  
   energia wiązania cząstki  $\alpha$  323  
   liczba protonowa 322  
   rezonans jądrowy 331  
   składniki budowy 323  
   stany wzbudzenia jądra 328  
   statystyka pierwiastków w przyrodzie 324  
   szluczne przemiany 329  
   teoria przemiany  $\alpha$  327  
   teoria przemiany  $\beta$  328  
 Teoria promieniowania 85  
 Teoria przemian promieniotwórczych 150  
   analiza krzywych zaniku 161  
   fluktuacje promieniotwórczości 152  
   niezmiennosc stałych zaniku 154  
   równowaga przejściowa i promienio-  
   twórcza 160  
   stała zaniku i okres 150  
   zagadnienie dwóch substancyj 154  
   zagadnienie trzech i  $n$  substancyj 158  
 Teoria względności 86  
 Termoluminescencja 282  
 Tor 100, 111, 380  
 Tor  $A$ ,  $B$ ,  $C$ ,  $C'$ ,  $C''$  145, 386  
 Tor  $X$  112, 384  
 Torbernit 114  
 Torianit 114, 120, 396, 399, 400  
 Toron 121, 129, 386  
 Torowa rodzina 111, 380  
 Toryty 111, 114, 120, 396, 399  
 Trioda 29  
 Tujamunit 115  
 Tytaniany 115  
  
 Unoszenie jonów 14

- Uran 100, 101, 106, 351  
 Uran I i II 352  
 Uran  $X_1$ ,  $X_2$ , Y, Z, 107, 354  
 Uraninit 114, 395, 399  
 Uranowe wzorce 201, 353  
 Uranu rodzina 351
- Wanadziany 115  
 Warstwa katodowa 35  
 Warstwy wzorcowe 201, 354  
 Wartości własne 97  
 Wartościowość 95, 344  
 Wewnętrzna konwersja 264  
 Węgiel aktywny 129  
 Widma
  - absorpcyjne 73
  - ciągłe promieniowania  $\beta$  240
  - emisyjne 70
  - izotopów 107, 402
  - korpuskularne promieni  $X$  77
  - optyczne 56
  - prążkowe promieniowania  $\beta$  235, 261
  - radonu 137
  - radu 104
  - wielkiej częstości 72
- Wiek mineralów 396  
 Wielkie jony 24  
 Własny czas układu 85  
 Współczynnik
  - aktywności 151
  - dyfuzji jonów 22
  - rekombinacji jonów 16
- Współczynniki absorpcji i rozproszenia, p.  
 absorpcja,  $\alpha$  cząstki,  $\beta$  cząstki,  $\gamma$  promienie, katodowe promienie, kosmiczne promienie i  $X$  promienie
- Wstrzykiwania 302  
 Wyładowanie iskrowe 33
  - miotłkowe 35
  - samoistne 3, 33
- Wzbudzony stan atomu 95  
 Wzbudzony stan jądra 328  
 Wzorce promieniotwórczości 135, 201, 271, 353
- $X$  promienie
  - absorpcja fotoelektryczna 63
  - całkowite odbicie 69
  - dyfrakcja w kryształach 65
  - linie Moseleya 72
  - metoda Debye-Scherrera 69
  - metoda Lauego 65
  - metoda obracanego kryształu 67
  - polaryzacja 70
  - prawo kombinacji 73
  - radiator 62
  - radiodiagnoza i radioterapia 61
  - rentgen 82
  - seria K, L itd. 63
  - skok absorpcji 74
  - widma absorpcyjne 73
  - załamanie 69
  - zjawisko Comptona 79
- Zabarwienia 285  
 Zagadnienie 2, 3,  $n$  substancyj 155 i nast.  
 Zasada nieoznaczoności 97  
 Zasada wyłączenia Pauli'ego 94  
 Zasada względności
  - czas własny 85
  - masa spoczynkowa 85
  - przekształcenie Lorentza 85
  - skrócenie relatywistyczne 86
  - uogólniona teoria względności 86
- Zasięgi
  - cząstek  $\alpha$  169
  - cząstek  $\beta$  242
  - odskoku 207
  - protonów 224, 307
- Zastosowania lecznicze ciał promieniotwórczych 301  
 Zawartość radiopierwiastków w minerałach 403  
 Zawartość radonu w atmosferze 412  
 Zażywanie ciał promieniotwórczych 302  
 Zderzenia
  - cząstek  $\alpha$  209
  - cząstek  $\alpha$  powodujące transmutację 306
  - cząstek  $\beta$  244
  - deuteronów 319
  - jonizujące 33
  - neutronów 316
  - protonów 317
  - wyjątkowe 220
- Zdolność jonizacyjna
  - elektronów 48
  - cząstek  $\alpha$  217
  - cząstek  $\beta$  246
  - odskoku 207
  - promieni  $\gamma$  269
- Źródle promieniotwórcze 411  
 Zjawisko
  - Augera 95
  - Comptona 79
  - fotoelektryczne 95
  - fotoelektryczne złożone 95
- Związek między grupami promieni  $\alpha$  i  $\gamma$  273  
 Związki genetyczne 106

## SKOROWIDZ NAZWISK I PRZEDMIOTÓW UZUPEŁNIEŃ

- Absorpcja neutronów ciepłych w środowiskach wodorowych 508  
 Absorpcja neutronów w borze i licie 520  
 Absorpcja selektywna neutronów 513  
 Aceton w licznikach Geigera-Müllera 482  
 Amaldi i Fermi 503, 506, 508, 509  
 Aparatury dostarczające szybkich cząstek 475
- Bar i lantan z rozbitcia uranu i toru 555  
 Beryl jako źródło neutronów 493, 499, 501  
 Bethe 506, 526, 538, 539  
 Bethe i Bacher 529  
 Bethe i Livingston 544  
 Bethe i Peierls 503  
 Bethe i Placzek 519, 537  
 Biologiczne działania neutronów 499  
 Bohr 492, 493, 497, 500, 534, 535, 538, 540, 556  
 Bor i lit jako absorbenty neutronów 515, 520  
 Bothe i Gentner 523,  
 Breit i Wigner 519, 535, 537  
 de Broglie'a długość fali neutronu 516, 517  
 Budowa deuteronu 533  
 Budowa jądra 525
- Cavendish Laboratory 477, 480  
 Chadwick i Goldhaber 503, 520, 522  
 Chalmers i Szilard 513, 552, 553, 558  
 Chemia sztucznych radiopierwiastków 552  
 Chemiczne zastosowania sztucznych radiopierwiastków 558  
 Chwytnie elektronu  $K$  przez jądro 549  
 Cockcroft i Walton 475, 494  
 Curie, Preiswerk, Savitch 555  
 Curie i Savitch 555  
 Cyklotron 477  
 Czas stracony 483  
 Czas życia neutronów 503
- Dee 504  
 Deuter (deuterium) 495  
 Deuterony 476, 478, 487, 489, 494  
 Dopplera zjawisko w absorpcji neutronów 518  
 Dół prostokątny 533  
 Dyfuzja neutronów 508  
 Działanie cząstek  $\alpha$  na beryl 493  
 Działanie protonów na bor 497
- Ekairyd 557  
 Ekaren 554  
 Emisja neutronów w podziale uranu 558  
 Energia  
   grup neutronów 515  
   kwantowa promieni  $\gamma$  wtórnych źródeł 488, 498  
   kwantowa promieni  $\gamma$  wzbudzanych przez neutrony 521  
   neutronów pierwotnych 488, 493, 499  
   rozporządzalna 493  
   sił jądrowych jako operator 532  
   wiązania jądrowego 528  
 Entropia jądra 538
- Fermi 491, 501, 502, 503, 511, 520, 546, 547, 549, 553, 554  
 Fermi i Amaldi 507, 513  
 Frakcjonowanie baru i lantanu 555  
 Frakcjonowanie ciężkiej wody 496  
 Frenkel 538  
 Frisch, Halban i Koch 522
- Gamow 525, 526, 551  
 Gaszenie wyładowania 481  
 Gaz neutronowy 507  
 Gazy powstające w podziale uranu 557  
 Geiger i Müller 481  
 Generator elektrostatyczny 479  
 Generator impulsowy 475  
 Gęstość stanów jądra 537, 539  
 Grahame i Seaborg 521  
 Grupy neutronów 514  
 Gurney 547

- Hafstad, Tuve, Dahl 480  
 Hahn 557  
 Hahn i Meitner 554  
 Hahn, Meitner i Strassmann 554  
 Hahn i Strassmann 555  
 Halban, Joliot i Kowarski 558  
 Halban i Paxton 518, 519  
 Heisenberg 532  
 Herszfinkiel i Grünstein 558  
 Hevesy 559
- Impuls w liczniku Geigera-Müllera 481, 484  
 Izomeria jądrowa 545, 551  
 Izotopowe reakcje 553  
 Izotopy litu bombardowane oddzielnie 495
- Jądro złożone 493, 500, 534  
 Jądrowe siły 528, 531  
 Johnsona zjawisko 485  
 Joliot 482, 556  
 Joliot i Curie 491, 493, 558, 559  
 Joliot i Kowarski 497  
 Jordan i Bainbridge 526
- Kadm jako absorbent neutronów 507, 513, 514, 520  
 Kikuchi, Aoki i Musimi 521  
 Klasyfikacja reakcyj jądrowych 488, 491  
 Koincydencje przypadkowe 485  
 Koincydencje rzeczywiste 484  
 Komora reakcyjna 477  
 Komora rozprężeń 480  
 Krüger i Schoup 504  
 Krzywa pochłaniania neutronów 519
- Laporte 514  
 Lawrence 477  
 Lea 521  
 Liczba sztucznych radiopierwiastków 544  
 Licznik Geigera-Müllera 481  
 Licznik telefoniczny 483  
 Lind i Shifflett 558  
 Litu reakcje jądrowe 490
- Majorana 532  
 Masa neutrino 548  
 Masy atomowe 489, 495, 526  
 Maszyny elektrostatyczne 479  
 Mattauch 526  
 Meitner 556  
 Metoda koincydencyj 484  
 Metody wykrywania cząstek 480
- Mezon 532, 547  
 Moon i Tillmann 513
- Neher i Harper 484  
 Neutrino 546, 547, 548, 549  
 Neutrony 487, 489, 493, 500 itd.  
 Nowe rodzaje jąder 495
- Oddzielanie izomerów 552, 553  
 Oddzielanie izotopów 553  
 Odskok wskutek podziału ciężkich jąder 556  
 Oppenheimer i Phillips 500  
 Oscylograf 486
- Paneth i Glückauf 523  
 Parafina w źródłach neutronów 507, 512  
 Perrin F. 558  
 Pierścieniowe przegrody 476  
 Pierwiastki pozauranowe 554  
 Plastyceina 476  
 Podział jądra 556  
 Polaryzacja deuteronu 500  
 Powielacz napięcia 475  
 Pozytonowe przemiany 545  
 Prawdopodobieństwo przyłgnięcia 543  
 Prędkości neutronów w grupach 515  
 Proporcjonalny wzmacniacz 485  
 Promieniowanie sztucznych radiopierwiastków 544  
 Protyny 476, 478, 487, 489, 494 itd.  
 Przekroje czynne 513, 516, 517, 537
- Radiopierwiastki 492, 510, 550  
 Reakcja Chalmersa-Szilarda 553  
 Reakcja ( $n, \gamma$ ) 511  
 Reakcje cząstek naładowanych 491  
 Reakcje jądrowe 487, 510, 517, 537  
 Reakcje łańcuchowe 558  
 Reakcje neutronów 510  
 Reakcje protonów i deuteronów 494  
 Reakcje spowodowane przez cząstki  $\alpha$  491  
 Reakcje wielocząstkowe 497  
 Rezonans jądrowy 517, 519  
 Rotblat 523, 558  
 Rozkład energetyczny neutronów 505  
 Rozkład energii w emisji cząstek złożonego jądra 541  
 Rozkład energii w promieniowaniu  $\beta$  547  
 Rozmiary jądra 525  
 Rozmieszczenie neutronów w środowisku wodorowym 504  
 Rozproszenie niesprężyste 501, 521

- Rozproszenie sprężyste 487, 501, 521  
 Rutherford 491, 496  
 Rutherford, Kinsley i Oliphant 495  
 Segré 552  
 Selektywna absorpcja neutronów 513  
 Silnie jonizujące cząstki w rozpadzie uranu i toru 556  
 Siły jądrowe 531  
 Sołtan 521  
 Spektrografia mas 526  
 Srebra promieniotwórczość 511  
 Stała czasu przyrządów do koincydencji 485  
 Stan metatrwały jądra 551  
 Synchronizacja w cyklotronie 478  
 Sztuczna promieniotwórczość 491, 510, 544  
 Sztuczna promieniotwórczość uranu i toru 553  
 Średnia droga dyfuzji neutronów 508  
 Średnia droga swobodna neutronów 508  
 Temperatura jądra 538  
 Teoria deuteronu 533  
 Teoria łączenia się protonów i neutronów 503  
 Teoria przemiany  $\beta$  546  
 Teoria reakcyj jądrowych 534, 537  
 Teoria reakcyj szybkich cząstek 542  
 Termodynamiczna teoria jądra 538  
 Toru sztuczna promieniotwórczość 554  
 Tory mgielkowe cząstek z podziału uranu 556  
 Transmutacje ciężkich jąder 491, 499, 553  
 Transmutacje oddzielnych izotopów 495  
 Trwałość jąder 530  
 Trwałość złożonego jądra 536  
 Uranu sztuczna promieniotwórczość 554  
 Van de Graaff, Compton i Van Atta 480  
 Weisskopf 538  
 Weizsäcker 529  
 Wertenstein 521, 557  
 Wick 529  
 Wigner 532  
 Wilson 480  
 Własności gazu neutronowego 507  
 Wpływ temperatury na absorpcję i reakcje neutronów 520  
 Współczynnik wzmocnienia 512  
 Wyładowanie koronowe 476, 480  
 Wynn-Williams 484  
 Wzbudzenie promieniowania  $\gamma$  przez prędkie neutrony 521  
 Wzór Bethego i Placzeka 537  
 Wzór Breita i Wignera 536, 537  
 Wzór empiryczny na masy atomowe 529  
 Zagadnienie  $n$  ciał w teorii jądra 535  
 Zakres liczenia 481  
 Zasada równoważności masy i energii 488  
 Zasięgi cząstek 489  
 Zderzenia neutronów z protonami 501  
 Zdolność rozdzielcza 482, 486  
 Zjawisko fotojądrowe 522  
 Zwalnianie neutronów 502, 504  
 Związek między energią przemiany  $\beta$  (pozytonowej) i okresem 548  
 Źródła pierwotne neutronów 493  
 Źródła pocisków jądrowych 487  
 Źródła wtórne neutronów 499  
 Źródła wtórne protonów 498



# E R R A T A

<i>Str.</i>	<i>Wiersz:</i>	<i>Wydrukowano:</i>	<i>Powinno być:</i>
2	3 od góry	liczbę	liczbą
6	13 od góry	umieszczoną	umieszczona
12	9 od góry	skutkom	skutkom istnienia
12	10 od góry	których istnienie ujawnia się	które ujawniają się
13	2 od góry	rzyp	przy
21	rys. 18	dosiędnąć	dosięgnąć
24	6 od góry	jest	jest
24	8 od góry	stałą	stałą
24	17 od góry	od-	od
24	1 od dołu	temperatura	temperatury
25	4 od góry	niz	niż
26	3 od góry	prawdopodobną	prawdopodobną
26	10 od góry	skierowany	skierowany równolegle
26	18 od dołu	elektrodami	elektrodami
29	rys. 22	zasilane	zasilanej
32	13 od góry	Ponieważ	Ponieważ
32	23 od góry	następujące	następujące
35	6 od góry	mm	mm
44	2 od góry	0	0
47	17 od góry	zmiejszenie	zmniejszenie
55	11 od dołu	wprowadzić	wprowadzać
56	6 od góry	39 <i>K</i> 10	39 <i>K</i> 19
57	13 od góry	0	0
58	21 od góry	perjodycznym	periodycznym
62	22 od dołu	OO'	OO'
64	3 od dołu	cm	cm
66	21 od góry	<i>B</i> i <i>B</i>	<i>B</i> i <i>B'</i>
68	1 od dołu	2,81,10	2,81.10
69	3 od góry	zoddzielnych	z oddzielnych
73	8 od dołu	ze stałej	stałej
75	3 od góry	<i>Pierce'a</i>	<i>Peirce'a</i>
80	10 od góry	} <i>O</i>	} 0
80	17 od góry		
80	18 od góry		
81	5 od dołu	wiązki, pierwotnej	wiązki pierwotnej
86	9 od góry	$f/\beta, \theta/$	$f(\beta, \theta)$
87	21 od góry	IV	4
88	16 od dołu	0	0
91	1 od dołu	0	0
98	11 od góry	$q + dp$	$q + dq$
103	16 od dołu	dostarczyłaby	dostarczyła
105	2 od dołu	1,4,10	1,4.10
106	11 od dołu	Vb	5b
113	8 od dołu	mg	mg
113	7 od dołu	kilku	kilka
113	4 od dołu	m gradu	mg radu
115	9 od dołu	$Na_2$	$Na_2O$



Str.	Wiersz:	Wydrukowano:	Powinno być:
118	13 od góry	kropkowana	kreskowana
125	10 od dołu	o	0
126	16 od góry	dro-	drobi-
129	odnośnik	absorpcji	adsorpcji
138	1 od dołu	pe-cherzyków	pecherzyków
172	rys. 91	6, 96 cm	6, 96 cm. II
172	rys. 91	Po OB	Po: OB
181	7 od góry	Kleemanna	Kleemana
184	11 od góry	z około	z o około
186	17 od góry	VIIb	7b
187	16 od dołu	VIIa	7a
188	19 od góry	powolniej	szybciej
191	10 od góry	VIIb	7b
198	5 od góry	VIIa	7a
202	1 od góry	promienie	promienie $\alpha$
205	9 od góry	Bethe	Bothe
206	7 od góry	VIIb	7b
217	3 od dołu	wartości	wahań
231	13 od dołu	$\Sigma M_i A_i / \tau_i$	$\Sigma \mu_i A_i / \tau_i$
246	7 od dołu	uzupełniamy	uzupełnimy
265	20 od góry	powstającego	powstającym
273	11 od dołu	jądrowych promieni $\gamma$	jądrowych promieni $\beta$
295	1 od dołu	Yovanowitch	Yovanovitch
307	6 od dołu	Petterson	Pettersson
308	odnośnik	$v^2/v^3$	$v^3/v^3$
318	13 od góry	protonu	protonów
350	1 od góry	15b	5b
370	odnośnik	$Na_{Ra, D}$	$Na_{Ra, 0}$
384	1 od góry	równowadze <i>RTh</i>	równowadze z <i>Rth</i>
386	12 od góry	Tor	Tóron
387	21 od góry	Granice	Górne granice
387	21 od dołu	ostaniego	ostatniego
398	15 od góry	<i>K</i>	<i>K'</i>
410	7 od góry	<i>Himsted</i>	<i>Himstedt</i>
420	18 od góry	wniosków	wniosku
424	20 od góry	spromieni	promieni
425	18 od dołu	promienowanie	promieniowanie
425	12 od dołu	małe, przewodnictwo	małe przewodnictwo
483	17 od dołu	$No/1 + No \tau/$	$No/(1 + No \tau)$
494	19 od dołu	bezpośredniego	bezpośredniego
495	13 od dołu	3,017 <sup>1)</sup>	3,017 <sup>1)</sup>
497	5 od góry	${}^6Li + H$	${}^6Li + {}^2H$
498	21 od dołu	${}^8Be + H$	${}^8Be + hv$
502	8 od góry	str. 256	str. 210
527		B Teoria deuteronu. Trwałość jąder.	B. Trwałość jąder
529	13 od dołu	elektronowoltów	elektronowoltów
531		C. Siły wiązania jądro- wego.	C. Siły wiązania jądro- wego. Teoria deu- teronu.
537	12 od dołu	odpowiadające	odpowiadających



BG Politechniki Śląskiej  
nr inw.: 102 - 135470



**Dyr.1 135470**