Seria: MATEMATYKA-FIZYKA z. 60

Nr kol. 999

Andrzej ZASTAWNY

ZJAWISKA JONIZACYJNE W GAZACH, GAZOWE DETEKTORY PROMIENIOWANIA JONIZUJĄCEGO

<u>Streszczenie</u>. W sposób przeglądowy przedstawia się wyniki prac naukowych w Zakładzie Zastosowań Radoizotopów, w latach 80. – na temat zjawisk jonizacyjnych w gazach i gazowych liczników promienjowania jonizującego. Omawia się wyniki badań niesamoistnego wyładowania elektrycznego i przejścia w samoistne w powietrzu w komorach cylindrycznych, nowy licznik igłowy promieniowania jonizującego i liczniki proporcjonalne do pomiarów radioaktywności radiowęgla.

1. WSTĘP

W latach 60. prowadzono prace [1-6] poświęcone poznaniu zjawisk jonizacyjnych towarzyszących działaniu liczników proporcjonalnych. Liczniki proporcjonalne (LP) mają na ogół geometrię cylindryczną. Katodą jest rura o średnicy od kilku mm do kilkunastu cm, anodą nić o średnicy od setnych do dziesiątych części mm rozciągnięta wzdłuż osi katody. Napięcie V (rzędu kilowolta) przyłożone do licznika wytwarza w odległości r od osi anody pole elektryczne o nateżeniu

$$E = \frac{V}{r^* \ln \left(r_k / r_a \right)}$$
 (1)

 r_k i r_i są odpowiednio promieniami katody i anody licznika. Gząstka promieniowania jonizującego wytwarza w liczniku, w gazie, określoną liczbę elektronów i jonów pierwotnych. Elektrony dryfują do nici anodowej, a w jej pobliżu natężenie pola elektrycznego jest na tyle duże, że elektrony uzyskują energie kilkunastu eV i inicjują lawinową jonizację gazu. Jonizacja jest opisywana współczynnikiem (pierwszym) jonicacji Townsenda (WJT) a zdefiniowanym jako liczba aktów jonizacji wywołanych przez jeden elektron na jednostce długości drogi. Jeżeli nie występują inne procesy jonizacyjne, to całkowita ilość elektronów wytworzona przez jeden elektron

$$A_{\rm T} = -\int_{\rm T}^{\rm T} \frac{\alpha \cdot dr}{r} \, . \tag{2}$$

r_i jest odległoscią od osi licznika, w której rozpoczyna się lawinowa jonizacja. Wielkość A nazywana jest współczynnikiem wzmocnienia gazowego (WWG), indeksem † wyróżniono przypadek odpowiadający wzorowi (2), bowiem w ogólnym przypadku mają miejsce dodatkowe zjawiska, z powodu których A jest inne od At.

W pracach [1-3] zwrócono uwagę, że w zakresie słuszności wzoru (2) WZG winien być dla danego gazu jednoznaczną funkcją zredukowanego natężenia pola elektrycznego przy nici anodowej S∝ i wykazano eksperymentalnie, że tak jest dla gazów i zakresów napięć V stosowanych w LP. Przy czym zredukowane natężenie pola elektrycznego S=E/p, gdzie p jest ciśnieniem gazu w liczniku, zredukowanym do warunków normalnych. Zależność tę można zapisać ng w formie

$$\ln A \pi / \rho \cdot r \cdot S_a = F(S_a) \tag{3a}$$

przy czym- zależność

$$F(S) = \int_{S_1}^{S} \frac{\alpha}{\rho} \cdot \frac{1}{s^2} \cdot dS$$
(3b)

jest dla danego gazu charakterystyczna; Si jest wartością S dla r.

W następnych pracach nad wzmocnieniem gazowym LP.(np. [4-9]) zawsze nawiązuje się do zależności zapisanej równaniem (3). Charakterystyczna dla powietrza zależność F(S) jest przedstawiona na rys.1.



Rys.1. Wykres zależności F(S) dla powietrza [10-12]. Fig.1. Plot of the F(S) function for air [10-12].

2. WYŁADOWANIE JONIZACYJNE W POWIETRZU

W pracach [10-12] badano jonizacyjne prądy elektryczne w powietrzu w komorach cylindrycznych o średnicach katody 12.1 i 3.4 mm oraz średnicach anod 0.1, 0.056 i 0.032 mm, w zakresie ciśnień powietrza od 0.5 do jednej atmosfery i w zakresie prądów jonizacyjnych do wyładowania samoistnego. Celem badan było ustalenie zależności ilościowych między wielkościami charakteryzującymi wyładowanie oraz określenie możliwości wykorzystania tego wyładowania do detekcji domieszek gazowych w powietrzu.

W rozpatrywanym przypadku obok zjawiska opisanego we wstępie, trzeba uwzglednić dwa dodatkowe. Pierwszym z nich jest zjawisko przyklejania się elektronów o energiach mniejszych od leV do molekuł tlenu [13-14]. Ujemne jony tlenu o wiele dłużej dryfują do nici anodowej i dopiero w polu o natężeniu większym od Si uzyskują energię dostateczną do oderwania się elektronu od molekuły i inicjacji lawinowej jonizacji. Drugim efektem jest wpływ drugiego współczynnika jonizacji Townsenda (DWJT) 7. który jest określony jako średnia liczba elektronów wytworzonych w innych procesach aniżeli jonizacja lawinowa, przypadających na jeden elektron wytworzony w jonizacji lawinowej. Głównym przyczynek do współczynnika z wnosi zjawisko fotoelektryczne i rekombinacja jonów dodatnich na katodzie. oraz fotojonizacja gazu. Wzmocnienie gazowe A jest równe wtedy

$$A = \frac{A\tau}{1 - \gamma \cdot A\tau} . \tag{4}$$

Oba mechanizmy wywołują rozciągnięcie w czasie impulsu prądu jonizacyjnego a w przypadku gdy iloczyn γ·Aτ staje się bliski jedności, wyładowanie przekształca się w samoistne. Wyniki doświadczalne dowiodły a teoretycznie wyjaśniono, że w zakresie niższych wzmocnień gazowych, kiedy iloczyn y•Ar jest zaniedbywalny, efektywne wzmocnienie gazowe jest w przybliżeniu równe

$$A = A_{T} \cdot \left(\frac{r_{\alpha} \cdot S_{\alpha}}{r_{k} \cdot S_{n}}\right)^{2} .$$
 (5)

We wzorze wielkość Sn jest równa w przybliżeniu 1.50V/(m•Pa), natomiast AT jest WWG określonym równaniami (1-2). Tutaj przez A rozumie się iloraz



Rys. 2. Doświadczalna zależność Sc+F(Sc) od (p•ro)⁻¹ przejścia wyładowania niesamoistnego w samoistne w powietrzu [10-12]. 1 - p = 1000 hPa, rk = 6.05 mm. 2 - p = 978 hPa, rk = 1.7 mm. 3 - ra = 0.027 mm. rk = 6.05 mm. $r_a = 0.027 \text{ mm}, r_k = 1.7 \text{ mm}.$

Fig.2. Experimental dependance of Sc+F(Sc) versus (p+rc) for discharge change over from a non-self-maintained to self-maintained, in air [10-12].

natężenia prądu jonizacyjnego przez natężenie prądu jonizacji pierwotnej w przypadku jednorodnej objetościowej jonizacji gazu w komorze. Jest to wielkość różna od ilorazu odpowiednich ładunków elektrycznych pojedynczych impulsów.

Dalej wyniki doświadczalne wykazały, że kiedy czynnik $\gamma \cdot A\tau$ staje się istotný, efektywny przekrój czynny na przyklejanie elektronów maleje i w obszarze przechodzenia wyładowania w samoistne efekt molekuł tlenu jest pomijalny. Jeżeli przez Se oznaczy się wartość Sa, przy której wyładowanie staje się samoistne, to w całym zbadanym zakresie otrzymuje się prosty, liniowy zwiazek między iloczynem Se F(Se) a ($\rho \cdot ra$)⁻¹, mianowicie

 $S_{c} \cdot F(S_{c}) = \ln(1/\gamma) \cdot (\rho \cdot r_{a})^{-1}$ (6)

llustrują to wyniki pokazane na rys.2. Zastąpienie w (6) współczynnika proporcjonalności przy zmiennej niezależnej wyrazem $\ln(1/\gamma)$ odzwierciedla interpretacje teoretyczną zagadnienia. Wyznaczony stąd DWJT γ jest równy $9 \cdot 10^{-4}$.

Przy napięciu progowym Ve natężenie prądu rośnie skokowo od wartości rzedu 10⁻¹⁴ A, jezeli nie ma wymuszonej jonizacji pierwotnej lub 3-4 rzędy wiekszej_iody taka jonizacja ma miejsce, do ułamków μ A lub więcej, w zalezności od wymiarów komory i parametrów układu elektrycznego zasilającego komorę. Przykłady takich zależności są pokazane na rys.3.



Rys.3. Typowa charakterystyka pradowo-napięciowa komory w okolicy przejścia wyładowania w samoistne [10]. Fio.3. Typical current - voltage dependance of a chamber in the region of discharge change to self-maintained.

- 192 -

Współczynnik y może wyrażnie maleć w obecności domieszki gazowej, która istotnie zwiększa pochłanianie fotonów nadfioletu lub rosnąć w przypadku molekuł ulegających fotojonizacji. Domieszka może też wyrażnie zmienić wielkość lawinowej jonizacji. Stąd bierze się możliwość zmian progowego napięcia Ve w funkcji stężenia określonej domieszki gazu w powietrzu. Na rys.4 pokazane są wyniki dla niektórych domieszek.



Rys.4. Zależność zmian ΔVc napięcia progowego od stężenia wybranych domieszek gazów w powietrzu [10]. Fig.4. Dependance of ΔVc versus concentration of some gas admixtures in air [10].

3. LICZNIK IGŁOWY PROMIENIOWANIA JONIZUJĄCEGO.

Mimo dużego rozwoju detektorów promieniowania jonizującego. pomlary radioaktywności beta ciał stalych nastreczają bezwzgledne truoności.Podjęto prace nad opracowaniem gazowego detektora do pomlarów bezwzglednych radioaktywności beta, nisko radioaktywnych, malvch próbek substancji ciał stałych. W wyborze detektora nawiązano do idei gazowego detektora igłowego opisanego i z powodzeniem zastosowanego w pracy [16]. Byly też wcześniejsze próby stosowania takiego detektora. Wszystkie próby ograniczały się do liczników typu G-M wypełnianych konwencjonalną mieszaniną (argon + 10% par alkoholu), do ciśnienia około 13 kPa, z 💧 igłą anodową o możliwie małym promieniem krzywizny czubka stożkowego ostrza, bez analizy pola elektrycznego i zjawisk jonizacyjnych w detektorze. W pracach [17-18] przedstawiono licznik igłowy, którego geometrię przedstawia rys.5.



Rys.5. Geometria podwójnego licznika igłowego. 2·ra= 0.25 mm, 2·rk= 19 mm, d = 10 mm, l = 7 mm. Fig.5. Geometry of a double needle counter.

Mierzona próbka o geometrii płaskiego krążka lub naniesiona na stosowną płytke jest umieszczona na przeciw końca igły anodowej. Czubek igły ma kształt kulisty. Licznik jest wypełniony techniczną mieszaniną propan – butan pod ciśnieniem około 2 kPa większym od atmosferycznego przepływającą z predkością około 0.2 cm³/min. Licznik może pracować w reżimach od komory jonizacyjnej przy napięciu około jednego kilowolta przez zakres licznika proporcjonalnego w zakresie napieć 2-3 kV do zakresu głęboko ograniczonej proporcjonalności przy napięciu bliskim 4 kV.

Pole elektryczne blisko anody można aproksymować geometrią pośrednią miedzy cylinoryczna i kulista, tzn. natężenie pola *ECr*) w odległości r od środka krzywizny czubka igły jest równe

$$E(r) = (c - 1) \cdot r^{c-1} \cdot \frac{V}{r^{c}}$$
(7)

odzie V jest wartościa przyłożonego napiecia, natomiast 1<c<2 jest stałą charakteryzująca geometrie pola. W granicznych przypadkach pola cylindrycznego lub kulistego c jest równe i lub 2. Analogicznie do wzorów (3-4) można dla analizowanej sytuacji określić zależność

$$\frac{\ln A}{\rho \cdot \mathbf{r}_{\alpha} \cdot \mathbf{S}_{\alpha}^{1/c} / c} = \int_{S_{1}}^{S_{\alpha}} \frac{dS}{\rho} \cdot \frac{dS}{\mathbf{S}^{(1+1/c)}}$$
(B)

na wzmocnienie gazowe.

W obszarze ograniczonej proporcjonalności wpływ ładunku przestrzennego jonów dodatnich blisko anody można uwzględmić przy następujących założeniach: (1) – linie pola elektrycznego skupiają lawinę, a więc i ładunek jonów blisko anody,więc w przybliżeniu pole elektryczne jonów dodatnich aproksymuje się geometrią kulistą, (ii) – w czasie jonizacji lawinowej jony dodatnie nie zdążą się przemieścić, (iii) – 1/ α jest srednia odległością przebywaną przez elektrony z czoła lawiny do sukcesywnej jonizacji. Jeżeli pole wytworzone przez ładunek jonów dodatnich aproksymować polem kulombowskim, to efektywne zredukowane natężenie pola ma wartość

$$S_{ef}(r) = S(r) - \frac{k \cdot Q_0 \cdot A(r) \cdot a^2(r)}{4\pi \epsilon_0 \cdot \rho} , \qquad (9)$$

We wzorze Qo jest ładunkiem jonizacji pierwotnej, Go+ACr> całkowitym ładunkiem lawiny w odległości r. Bezwymiarowy współczynnik & koryguje liczbowo grube przycliżenie pola od ładunku lawiny modelem kulombowskim. Współczynniki c i & daje się określić metodą najlepszego dopasowania danych doświadczalnych z wyliczonymi.

Na rys.6 i 7 są przedstawione wyniki danych doświadczalnych i wyliczeń. Poprawność modelu ilościowego należy uznać za dobrą. Mała wartość



Rys.6. Pomierzone i wyliczone wartości wzmocnienia gazowego w funkcji napiecia na liczniku. Punkty pełne – pomiary z pomocą linii K aluminium. Punkty puste – pomiary z pomocą linii K manganu. Linia ciągła – wyliczenia wg wzoru (8) bez uwzglednienia poprawki (9). Krzyżyki aproksymowane linia ciągła – wyliczenia wg wzorów (8-9). Przy wyznaczaniu wzmocnienia gazowego przyjmowano pojemność licznika z układami wejsciowymi równą 10 pF. Promień czubka igły anodowej wynosi 0.125 mm.

Fig.6. Results of measurements and calculation of a gas multiplication coefficient (GMC) versus the counter voltage. Full circular points — measurements with Al(K) fotons, empty — with Mn(K) fotons. Smooth line — calculation resulting from eq. (8). The small crosses approximated by a broken line — calculation according to eq.(8-9). For GMC calculation the input electrical capacity was accepted to 10 pF. Radius of the needle top was equal to 0.125 mm.



1

10

10

10

10

24 26 28

Rys.7. Pomierzone – punkty i wyliczone Z8 wzorów (8-9) – linie ciągłe wartości napięcia impulsów elektrycznych w funkcji napięcia na liczniku dla różnych wartości ładunku jonizacji pierwotnej (w elektronach). Strzałki pokazuja początek warunków, w których proces lawinowej jonizacji jest przerywany na skutek ładunku przestrzennego. Np. przy napięciu 3800 V w przypadku jonizacji pierwotnej równej Qo=54e lawina jest przerywana w odległości r = 0.132 mm, gdy ra = 0.125 mm.

30 32 34 35

V. [KV]

38

Fig.7. Experimental results - points, and calculation form eq. (8-7) of the pulse amplitude versus the counter voltage for different values of the primary ionization charge (in electrons). The arrows indicate the beginning of the conditions when avalanche ionization is cut off according to local charge. I.e. if $V_L \approx 3800$ V and $Q_0 = 54$ e the avalanche is cut off at distance r = 0.132 mm, whereas $r_0 = 0.125$ mm.

wyliczonego parametru k dowodzi, że model opisany wzorem (9) nie jest zadowalający i mozna próbować poprawić go.

Licznik ma dobre parametry geometrycznej wydajności. Na rys.8. są przedstawione wyniki pomiarów względnej wydajności detekcji punktowego żrodła ¹⁴C w funkcji napięcia na liczniku i miejsca położenia na powierzchni próbki, stosownie do oznaczeń z rys.5. Przedstawione na rys.8. wyniki dotycza pracy licznika w warunkach głębokiego ograniczenia proporcjonalności. Tło licznika w warunkach osłony materiałowej i licznikowej wynosi około 0.05 cpm. Licznikiem tym pomierzono już kilka interesujących subtelnych efektów [17-19].

Dla pomiarów naturalnych radioaktywności ¹⁴C konstruowano nowe liczniki proporcjonalne i ich zestawy. W 1982 roku uruchomiono [20] trzeci zespół licznikowy do pomiarów ¹⁴C. Składa się on z trzech liczników proporcjonalnych umieszczonych razem w jednej osłonie antykoincydencyjnej. Osłona składa się z liczników G-M ułożonych w pierścień stanowiących boczna osłonę i warstwy liczników od góry. Cały zespół jest w pozycji pionowej w stalowej beczce. Dodatkowa osłona materiałowa osłania z góry i z dołu. Zarówno liczniki proporcjonalne, jak i G-M mają nowe oryginalne rozwiązania w stosunku do konstruowanych wcześniej w laboratoriua. Liczniki proporcjonalne sa z miedzi o średnicy wewnętrznej 36 mm, objętość 0.5 dcm³. średnica nici anodowej wynosi 25 um. Pracują przy ciśnieniu CO₂ -ownym 0.36 MPa. Tło każdego z liczników jest około 2.7 cpm, a efekt standardu współczesnej radioaktywności węgla wynosi około 11,1 cpm. Napięcie pracy jest równe około 6 kV.



Rys.8. Zależność szybkości zliczeń od punktowego żródła ⁴⁴C w tunkcji odległości zródła od środka powierzchni dla kilku napięć na liczniku. Fig.8. Dependance of the counting rate on the distance of the point source from the center of the sample surface for different values of the counter voltage.

W 1983 roku uruchomiono [21] czwarte stanowisko licznikowe w Laboratorium ¹⁰C. Licznik proporcjonalny z miedzi ma średnice wewnetrzna 5 cm. objętość 3.8 dcm⁹, nić anodowa wolframowa ma srednicę 50 um. Ciśnienie oazu wynosi 2000 hPa, napięcie pracy 8000 V. Licznik znajduje się w środku pierścieniowego licznika G-M. Całość w pozycji poziomej jest otoczona osłona materiałowa. Tło licznika wynosi 6.2 cpm, a efekt standardu współczesnej biosfery 48.6 cpm.

LITERATURA

[1] Zastawny A.: J. Sci. Intrum. 43, 179, 1966. 121 Zastawny A., Mizeraczyk J.: Nukleonika 11, 685, 1966. [3] Zastawny A.: J.Sci. Instrum. 44, 395, 1967. [4] Hendricks R.: Nucl. Instr. and Meth. 102, 309, 1972. [5] Bandynek W.: Nucl. Instr. and Meth. 112, 103, 1972.
[6] Charles M.: J. Phys. Sci. Instrum. 5, 95, 1972. 17J Kowalski 1.Z.: Nucl.Instr. and Meth in Phys. Res. A243, 501, 1986. LEJ Kowalski 1.2.: Nucl.Instr. and Meth in Phys. Res. A244, 533, 1986 173 Kowalski I.Z., Zając J.: Nucl.Instr. and Meth in Phys. Res. A249, 420. 1980. [10] Kowalski T.Z., Ustrowski K.W., Zając J.: Nucl. Instr. and Meth in Phys. Res. A250, 550, 1986. 111] Herdowska E., Zastawny A.: Zesz. Nauk. Pol. Sl. Nr 874, "Mat-Fiz", 109. 1986. [12] Zastawny A., Berdowska E.: J. Phys.D, Appl. Phys.:19, 2415, 1986. 1133 Zastawny A.: Zesz. Nauk. Pol. 51. Nr 337, "Mat-Fiz", 1, 1972. [14] Zastawny A.: Acta Phys. Polonica A: 48, 39, 1974. LibJ Zastawny A., Berdowska E.,: Sprawozdanie z pracy NB(1976-80), wyniki nie publikowane. LioJ Fujita Y., Taguchi T. i inni, Nucl. Instrum. Meth. 128, 523, 1975. 11/J Zastawny A., Rabsztyn B., Isotopenpraxis 22, No6, 193, 1986. Lidd Zastawny A., Rabsztyn B., Nuclear Instr.& Meth. in Phys. Res. B17, 506, 1986. (19) Zastawny A., Appl. Radiat. Isot., 30, No5, 447, 1988. (20] Pazdur A., Walanus A., Zesz. Nauk. Pol. Sl., ser.Mat-Fiz, z. 47. 133, 1985. 121] Goslar T., Pazdur A., Pazdur M.F., Walanus A., Zastawny A., 7057 Nauk. Pol. Sl., ser.Mat-Fiz, w przygotowaniu, 1989.

Recenzent: Doc. dr hab. Jerzy Warczewski

ИОНИЗАЦУОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ГАЗАХ, ГАЗОВЫЕ ПЕТЕКТОРЫ ЯДЕРНОГО УЗЛУЧЕНИЯ

Резоне

Сделан обзор научных усследований проведенных в 80-ых годах на Кафедре Пруненения Радноузотолов Института Физики в области ионизационных еффектов в газах у газовых детекторов ионизационного излучения. В часности представлены резул[таты ушиледований несаностоятел[ного электрического разряда в газах и его переход в самостоятел[ный. Описан также игловый газовий счетчих пля изнерения слабой бета радиоактивнисти тбердотел[ных энитерах. В итоге представлены пропорционал[ные счетчики для измеления ¹⁴С. сделанные в последние десятилетие.

IUNIZATION PHENUMENA IN GASES, GAS DETECTORS OF THE IONIZATION RADIATION

Summary

Keview of science results from the decade of the 80 years in Department of Kadiation Hoplication in field of the ionization phenomena in gases and gas detectors of the ionization radiation is given. Particularly the results of investigation of the non - self - maintained electric discharge in air and its transition to self - maintained are presented. Also new needle gas counter for measurements of the low beta radioactivity solid emitters is described. At last the proportional counters for ¹⁴C measurements, performed in last ten years are presented. Podpisy pod rysunkami