MATEMATYKA-FIZYKA z. 20

P.3359 42 ANDRZEJ ZASTAWNY

PRZYKLEJANIE TERMICZNYCH ELEKTRONÓW DO MOLEKUŁ TLENU W LICZNIKU PROPORCJONALNYM Z $CO_2 + O_2$

POLITECHNIKA ŚLĄSKA ZESZYT NAUKOWY Nr 337 – GLIWICE 1972

POLITECHNIKA ŚLĄSKA

ZESZYTY NAUKOWE

Nr 337

ANDRZEJ ZASTAWNY

P.3359 42

PRZYKLEJANIE TERMICZNYCH ELEKTRONÓW DO MOLEKUŁ TLENU W LICZNIKU PROPORCJONALNYM Z $CO_2 + O_2$

PRACA HABILITACYJNA Nr 117

GLIWICE 1972

REDAKTOR NACZELNY ZESZYTÓW NAUKOWYCH POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ

Iwo Pollo

REDAKTOR DZIAŁU

Czesław Kluczny

SEKRETARZ REDAKCJI

Witold Gużkowski

n custom provincionium z co, + d,

PRACK HADDITACTERA IN 117

Dział Wydawnictw Politechniki Śląskiej Gliwice, ul. Kujawska 2

 Naki 50+170
 Ark. wyd. 3.3
 Ark druk. 4,5
 Papter offsetowy kl. 111,70×100, 80 g

 Oddano do druku 13.5.1972
 Podpis. do druku 29.6
 1972
 Druk ukończ. w sierpniu 1972

 Zam. 672
 6.5.1972
 R-23
 Cena zł 5,

Skład, fotokopie, druk i oprawę wykonano w Zakładzie Graficznym Politechniki Śląskiej w Gliwicach

Py-266/72

SPIS TRESCI

	Str.
I. WSTEP	5
I.1. Wzmocnienie gazowe liczników proporcjonalnych	5
I.2. Wpływ domieszek gazów elektroujemnych na pracę liczni- ków proporcjonalnych	7
I.3. Przyklejanie elektronów w gazie	9
I.4. Przyklejanie termicznych elektronów do molekuż tlemu; przegląd teorii, metod pomiarowych i wyników	11
II. APARATURA	31
TT 1. Zesede nomiem	31
II.2. Aparatura próżniowa	33
II.3. Licznik pomiarowy	34
II.4. Aparatura elektroniczna	36
II.5. Metodyka pomiarów	38
II.6. Błędy pomiarów	44
III. POMIARY	45
III.1. Wyniki pomiarów	45
III.2. Obliczenia	51
TV. DYSKUSJA	54
	24
IV.1. Porównanie wyników pomiarów z rezultatami wcześniejszy mi	54
IV.2. Interpretacja fizyczna	55
IV.3. Wpływ domieszki tlenu na pracę licznika proporcjonal- nego z dwutlenkiem węgla	64
PODSUMOWANTE	66
PODZIĘKOWANIE	67
LI TERATURA	68

states and states to restate on the state of the state of the states

I. WSTEP

I.1. Wzmocnienie gazowe liczników proporcjonalnych

Liczniki proporcjonalne są precyzyjnymi detektorami promieniowania jadrowego¹. Konstrukcyjnie licznik proporcjonalny jest szczelną komorą wypełnioną gazem. Część ścianek jest metalowa i spełnia funkcję katody. Cienki drut rozpięty w środku komory, izolowany elektrycznie od katody, stanowi anodę licznika proporcjonalnego. Komora jest najczęściej cylindrem metalowym o promieniu wewnętrznym r, (nazywanym promieniem katody). Z obu stron cylinder zamknięty jest denkami wykonanymi w części lub w całości z izolatora elektrycznego. Nić anodowa o promieniu ra jest rozpięta wzdłuż osi cylindra. Wszystkie, dalej zamieszczone rozważania (o liczniku proporcjonalnym) odnosić się będą do geometrii cylindrycznej. Do anody i katody licznika dołączone są bieguny wysokiego napięcia V. Dzięki temu w objętości czynnej licznika istnieje pole elektryczne o natężeniu $\mathcal{E}(\mathbf{r})$. Ponieważ r jest rzędu setnych części milimetra, wartość & w pobliżu nici anodowej jest bardzo duża (rzędu 10⁵ V/cm).

Jeżeli przez objętość czynną licznika proporcjonalnego przelatuje cząstka jonizująca i w procesie jonizacji zwanej pierwotną straci energię E, to powstanie średnio $n_0 = E/W$ par elektronów i jonów dodatnich zwanych pierwotnymi. W (nazywane pracą jonizacji) jest średnią energią potrzebną do wytworzenia jednej pary jonów; dla CO₂ W = 32,7 eV w przypadku promieni β , γ , X. Pod wpływem pola elektrycznego, jony dodatnie wędrują w czasie kilku lub kilkunastu milisekund io katody, a elektrony w czasie od kilku do kilkadziesiąt mikrosekund

5

¹ Dokładniejszy opis pracy liczników proporcjonalnych i obszerny wykaz literatury można znaleźć między innymi w artykule [1].

osiągają obszar w odległości (1 - 10) r_a od nici anodowej. W obszarze tym natężenie pola elektrycznego jest dostatecznie silne, aby wywołać jonizację lawinową molekuł gazu. Jeżeli każdy elektron pierwotny zainicjuje lawinę składającą się średnio z A elektronów, do anody i katody spłynie ładunek Q = en A (e - nabój elektryczny elektromu), proporcjonalny do energii E straconej przez cząstkę jonizującą w objętości czynnej licznika proporcjonalnego. Przykładając do licznika odpowiednio duże napięcie V, można uzyskać A wystarczające do zarejestrowania przez układ pomiarowy zebranego ładunku w formie impulsu napięcia U = Q/C, gdzie C jest pojemnością elektryczną licznika proporcjonalnego i obwodu wejściowego.

Wielkość A zwana współczynnikiem wzmocnienia gazowego może być wyliczona ze wzoru

$$A = \exp(-\int_{r_p}^{r_a} dr),$$

gdzie r_p jest odległością od nici anodowej do miejsca, w którym rozpoczyna się proces jonizacji lawinowej, ∞ nosi nazwę współczynnika jonizacji Towsendna. Wielkości opisujące ruch i zachowanie się cząstek naładowanych w gazie są jednoznacznymi funkcjami zredukowanego natężenia pola elektrycznego S = E/p równego stosunkowi natężenia pola elektrycznego do ciśnienia gazu p w określonej temperaturze¹. Z tego względu jest wygodnie rozważać proces wzmocnienia gazowego w funkcji S. Ponieważ w liczniku proporcjonalnym S jest jednoznaczną funkcją odległości r od nici anodowej (wg wzoru):

$$S = \frac{V}{p r \ln(r_k/r_a)}, \quad (I.1)$$

¹ W całej pracy podawane wartości ciśnień będą zredukowane do temperatury O^oC, a eksperymenty będą odnosić się do temperatur pokojowych (~ 20^oC).

oraz **c**/p dla określonego gazu jest jednoznaczną funkcją S wzór na współczynnik wzmocnienia gazowego można zapisać [2] w postaci

$$\frac{\ln A}{\operatorname{pr}_{a}^{S}a} = \int_{S_{p}}^{S} \frac{\alpha}{p} \frac{1}{s^{2}} \, \mathrm{d}S,$$

w której S_p i S_a są wartościami zredukowanego natężenia pola elektrycznego w odległościach r_p i r_a od osi licznika. Prawa strona równania jest (dla określonego gazu) jednoznaczną funkcją S_a , a nie zależy osobno od wymiarów licznika, ciśnienia p, napięcia V itp. Zostało to eksperymentalnie potwierdzone w pracach [2-4]. Autor zaproponował [2] aproksymować ∞/p empiryczną formułą $B(S-S_0)$, w której B i S_0 są stałymi charakterystycznymi dla danego gazu. Otrzymuje się wtedy wzór:

$$\frac{\ln A}{\Pr_{a} S_{a}} = K + B(\ln \frac{S_{a}}{S_{0}} + \frac{S_{0}}{S_{a}} - 1).$$
 (I.2)

K jest małą, stałą dla danego gazu, poprawką uwzględniającą, że w pobliżu S formuła aproksymująca α/p nie jest dokładną (S $_p < S_o$). Pomiary dla różnych gazów i ciśnień [2-4] wykazały, że wzór (I.2) bez porównania dokładniej i w całym zakresie wzmocnień gazowych aproksymuje wyniki doświadczalne od wcześniej proponowanych teorii i wzorów [5-8]. Dla CO₂ wyznaczone stałe są równe:

$$K = 0,8 \cdot 10^{-3} V^{-1}; B = 2,06 \cdot 10^{-2} V^{-1}; S_0 = 66 V/cm Tr.$$
(I.3)

I.2. <u>Wpływ domieszek gazów elektroujemnych na pracę liczników pro-</u> porcjonalnych

Jednym z czynników wpływających destrukcyjnie na pracę gazowych detektorów promieniowania jonizującego jest obecność w gazie, stanowiącym wypełnienie licznika proporcjonalnego, gazów elektroujemnych. W takim przypadku niektóre lub wszystkie elektrony pierwotne, w czasie dryfu do anody, przyklejają się do molekuł domieszki elektroujemnej. Ponieważ czas dryfu jonów ujemnych jest przeszło tysiąc razy dłuższy od czasu dryfu elektronów w tych samych warunkach, zjawiska fizyczne wykorzystywane w detektorze są w sposób istotny zakłócone. W przypadhu impulsowej komory jonizacyjnej powstały impuls prądu jest wydłużony w czasie i fałszywie rejestrowany. W licznikach G-M, w zależności od liczby przyklejonych elektronów, impuls jest opóźniony o czas dryfu jonów ujemnych do anody lub jest rozmyty na ten sam odstęp czasu, lub powstaje seria impulsów. W liczniku proporcjonalnym amplituda impulsu ulega zmniejszeniu, wskutek czego impuls może w ogóle nie być rejestrowany, mogą też powstawać impulsy fałszywe przy zbliżeniu do anody jonów ujemnych.

Domieszka gazu elektroujemnego w liczniku proporcjonalnym może być nie pożądanym, ale bardzo prawdopodobnym (z uwagi na trudności w oczyszczaniu gazu roboczego) zanieczyszczeniem lub celowo wprowadzonym składnikiem gazu roboczego, jako materiał radioaktywny podlegający pomiarowi.

Podejmowano prace dla zbadania wpływu niektórych gazów elektroujemnych na pracę liczników proporcjonalnych. Np. w pracy [9] badano wpływ elektroujemnych domieszek SiF₄, SO₂, SF₆ występujących w trójfluorku boru na pracę neutronowych liczników proporcjonalnych.

W roku 1952 De Vries i Barendsen [10] zastosowali do detekcji naturalnych aktywności radiowęgla C-14 licznik proporcjonalny wypełniony dwutlenkiem węgla, spełniającym rolę gazu roboczego licznika i równocześnie materiału radioaktywnego podlegającego detekcji. Technika ta zyskała szerokie uznanie i obecnie, na około 91 działających w świecie laboratoriów zajmujących się pomiarami naturalnych aktywności radiowęgla¹⁾, około połowa stosuje licznik proporcjonalny z CO₂. Od pierwszych prac z takimi licznikami stwierdzono ich wyjątkową czułość

3

¹⁾ J końcu 1970 r. było na świecie około 91 Laboratoriów C-14 w tym: Afryka - 4; Ameryka bez USA - 4; USA - 32; Australia - 3; Azja bez ZSRR - 7; Europa, kraje kapitalistyczne - 33; Europa, kraje socjalistyczne - 4; ZSRR - 4.

na zanieczyszczenia tlenem. Ilustrują to wyniki pomiarów z pracy [1] przedstawione na rys. 1. W pracy [11] otrzymano ważny rezultat charal-



Rys. 1. Wpływ domieszek tlenu na charakterystykę licznika proporcjonalnego z CO₂, wg [10]. Ciśnienie CO₂ - 3 Atm, ciśnienia tlenu O; 5; 24; 120; 600 m Tr dla wykresów kolejno od a do e. Próg dyskryminacji 54 mV, jonizacja promieniami r terystyczny dla zjawiska przyklejania elektronów do molekuł 0₂ w CO₂ polegający na tym, że przy tej samej bezwzględnej ilości tlenu w CO₂ przyklejanie elektronów do molekuł O₂ jest większe, gdy gęstość CO₂ jest większa. Niestety zarówno w pracy [10] jak i [11] pomiary miały charakter tylko jakościowy i nie próbowano powiązać je z rezultatami pomiarów realizowanych w ramach fizyki zjawisk jonizacyjnych.

Pierwszym celem podjętej pracy było ilościowe zbadanie wpływu domieszek 0_2 na pracę licznika proporcjonalnego z $C0_2$ i ustalenie ilościowych zależności między zmniejszeniem rejestrowanej amplitudy impulsu i ciśnieniem $C0_2$ oraz 0_2 w liczniku.

I.3. Przyklejanie elektronów

Jeżeli w gazie z domieszką elektroujemną jest n elektronów w chwili czasu t, to po czasie dt ich ilość zmaleje o wielkość

$$dn = - \dot{\gamma}_{n} n dt, \qquad (I.4)$$

gdzie ? jest częstością przyklejania elektronów. Jeżeli więc w chwili początkowej jest n elektronów, to ich liczba maleje w funkcji czasu wg zależności¹

$$n = n_{o} \exp(-\int_{0}^{t} \dot{\gamma}_{a} dt).$$

Częstość przyklejania elektronów można wyrazić wzorem:

$$\gamma_{a} = q_{a} v [Y] = \gamma [Y],$$

w którym q_a^o jest efektywnym średnim przekrojem czynnym przyklejania elektronu do elektroujemnej molekuły Y, v jest średnią prędkością elektronów, [Y] jest gęstością molekuł Y²⁾, γ jest współczynnikiem szybkości przyklejania. Wielkości q_a^o i v są uśrednionymi po rozkładzie energetycznym elektronów i molekuł.

Gdy przyklejanie elektronów zachodzi w obecności pola elektrycznego, to znaczy gdy elektrony poruszają się z pewną prędkością dryfu w w kierunku jakiejś współrzędnej r wyznaczonej przez kierunek linii pola elektrycznego, można ubytek elektronów w funkcji współrzędnej r wyrazić wzorem

$$dn = -\beta n dr, \qquad (I.7)$$

analogicznym do wzoru (I.4) β nosi nazwę współczynnika przyklejania ele'.tronów. Z przedstawionych pojęć i definicji wynika, że

$$\gamma_{a} = \beta W . \qquad (I.8)$$

¹⁾Jeżeli powinowactwo elektronowe domieszki elektroujemnej jest rzędu ułamka elektronowolta, to w temperaturach powyżej 100^oC jest mierzalny już efekt odklejania elektronów i w stanie ustalonym gęstość elektronów jest różna od zera, zgodnie z zasadą równowagi termodynamicznej.

²⁾W całej pracy symbol molekuły w nawiasach klamrowych będzie oznaczać gęstość danych molekuł.

Szereg molekuł (np. N2, H2, CO2) ma powinowactwo elektronowe równe zero i nie obserwuje się przyklejania do mich elektronów. W przypadku molekuł elektroujemnych można wyróżnić - z uwagi na zależność q od średniej energii elektronów - dwa sposoby przyklejania elektronów. W pierwszym - poznanym i zbadanym wcześniej - elektrony przyklejają się gdy ich energia jest rzędu elektronowoltów i przekrój czynny q° rośnie ze wzrostem energii elektronów. W taki sposób elektrony przyklejają się właściwie do wszystkich molekuł elektroujemnych, np.: 02, NO SO2, H2O, CO, N2O, NH3, HC1, SF6 itd. Ustalono, że w procesie tym molekuła ulega dysocjacji na fragment obojętny i jon ujemny. Progowa energia elektronu dla tego procesu - zwanego dysocjacyjnym - jest równa różnicy energii dysocjacji molekuły i powinowactwa elektronowego fragmentu tworzącego jon ujemny. W drugim sposobie przekrój q° jest znaczny dla energii elektronów rzędu dziesiątych części elektronowolta i rośnie z zmniejszaniem energii elektronów. Ponadto w drugim przypadku efektywny przekrój czynny przyklejania może zależeć od ciśnienia gazu. Dokładne badanie zjawiska przyklejania termicznych elektronów do molekuł 0, rozpoczęto około 1956 roku. Stwierdzono, że w ter sposób przyklejają się też elektrony do molekuł NO [12], N₂O [13], NO_2 [14], SF₆ i C_7F_{14} [15]. Można przypuszczać, że w miarę rozwoju badań liczba molekuł, dla których stwierdzi się taki sposób przyklejania, będzie rosła.

I.4. <u>Przyklejanie termicznych elektronów do molekuł tlenu:</u> przegląd teorii, metod pomiarowych i wyników

Z opublikowanych przez Bradbury'ego $\begin{bmatrix} 12 \end{bmatrix}$ w roku 1933 i 1934 wyników pomiarów przyklejania elektronów do molekuł 02 wynikało, że w miarę zmniejszania średniej energii elektronów od wartości 1,2 eV do najniższej (0,3 eV) jaką można było zrealizować w eksperymentach, przekrój czynny q_a° na przyklejenie elektronu systematycznie rósł. Stwierdzono też, że dla ciśnień tlenu mniejszych od 3 torów, przekrój q_a° był proporcjonalny do ciśnienia tlenu. Próbę interpretacji teoretycznej podjęli Bloch i Bradbury (B.B.) [12]. Założyli oni, że w wyniku przyklejenia elektronu do molekuły tlenu w pojedynczym zderzeniu, powstaje jon ujemny 0^{-x} w stanie wzbudzenia oscylacyjnego¹⁾. Energia wzbudzenia jest równa sumie energii kinetycznej elektromu i energii powinowactwa elektronowego molekuły 0₂. Celowym jest wprowadzić pojęcie współczynnika szybkości k_a dla tego procesu wg zależności

w której q jest uśrednionym po rozkładzie energetycznym elektronów przekrojem czynnym na omawiane zderzenia. Czas życia jonu 0^{-x}_{2} w stanie wzbudzonym jest ograniczony i można go scharakteryzować przez średni czas życia Θ . Jeżeli w czasie życia jonu 0^{-x}_{2} nie zdarzy się proces stabilizujący, w którym energia wzbudzenia zostałaby rozchodowana, jon rozpada się z powrotem na elektron i molekułę 0_{2} . Średnia szybkość procesu rozpadu jest równa $k_{-a} = 1/\Theta$. Proces tworzenia i rozpadu wzbudzonej molekuły 0^{-x}_{2} można zapisać schematycznie równaniem

$$e + 0_2 \stackrel{k_3}{\underset{k_{a}}{\longrightarrow}} 0_2^{-x}.$$
(I.9)

Wg B.B. stabilizacji jonu O_2^{-X} można doszukiwać się w procesie wypromieniowania nadwyżki energii oscylacyjnej lub zderzenia stabilizującego z neutralną molekułą tlenu, w którym energia wzbudzenia oscylacyjnego zostałaby przekazana molekule O_2 . Okazuje się, że prawdopodobieństwo promienistego przejścia oscylacyjnego ze stanu wzbudzonego do podstawowego jest bardzo małe i wynikający z niego efektywny przekrój czymy na przyklejenie promieniste jest rzędu 10^{-22} cm², gdy obserwowane przekroje czynne są rzędu 10^{-19} cm². Dlatego proces stabilizacji wzbudzonych jonów O_2^{-X} przypisali B.B. zderzeniom stabilizującym z molekułami tlenu wg reakcji

Symbol molekuły z gwiazdką będzie oznaczać w całej pracy stan wzbudzony molekuły.

$$0_2^{-x} + 0_2^{-x} - 0_2^{-x} + 0_2^{x}$$
 (lub $0_2^{-x} + \text{energia kinet.}$). (I.10)

Współczynnik szybkości k_b jest związany z średnią względną prędkością v_j jonów i molekuł tlenu i przekrojem czynnym q_b na opisane wyżej zderzenia, zależnością

$$k_b = v_j q_b$$
.

Prawdopodobieństwo stabilizacji jomu O_2^{-x} w czasie od t do t + dt od momentu utworzenia jomu jest równe iloczynowi prawdopodobieństwa $\exp(-t/\theta)$, że jon O_2^{-x} nie rozpadł się do czasu t i prawdopodobieństwa $(1/\mathcal{E}) \exp(-t/\mathcal{E})$ dt stabilizacji w czasie od t do t + dt. $\mathcal{E} = 1/k_b \begin{bmatrix} O_2 \end{bmatrix}$ jest średnim odstępem czasu między zderzeniami stabilizującymi. Całkowite prawdopodobieństwo stabilizacji jest równe

$$\int_{0}^{\infty} \frac{1}{\varepsilon} \exp - \left(\frac{t}{\varepsilon} + \frac{t}{\theta}\right) dt = \frac{1/\varepsilon}{1/\theta + 1/\varepsilon} = \frac{k_b \left[0_2\right]}{k_{-a} + k_b \left[0_2\right]} \cdot$$
(I.11)

Ostatecznie współczynnik szybkości przyklejania elektronów jest równy iloczynowi współczynnika szybkości tworzenia jonów 0^{-X}_2 i prawdopodobieństwa stabilizacji, tj.

$$v = v \cdot q_a^o = \frac{k_a k_b [o_2]}{k_{-a} + k_b o_2} \cdot (1.12)$$

Przy gęstościach tlenu takich, że k_a $\gg k_b [0_2]$, równanie (I.12) upraszcza się do postaci:

$$\gamma = \frac{k_a}{k_a} k_b [0_2] = \gamma_3 [0_2]$$
 (I.13)

reprezentującej proces nazywany przyklejeniem elektronu w procesie "oddziaływań trzech ciał". ? nosi nazwę współczynnika szybkości przyklejania w procesie oddziaływań trzech ciał.

Współczynniki szybkości przejść¹⁾ k i k B.B. wyliczyli z równania mechaniki kwantowej na prawdopodobieństwo przejścia w jednostce czasu ze stanu m do stanu l

$$k_{ml} = \frac{1}{h} H_{ml}^2 \Omega_1,$$

w którym H_{ml} ϕ_m H ψ_1^x dt jest elementem macierzy przejść - ψ_m i ψ_1 są funkcjami własnymi stanu początkowego i końcowego a H hamiltonianem zaburzenia, Ω_1 - gęstość stanów końcowych l.

Oznaczając przez S element macierzowy przejścia swobodnego elektronu i molekuły O_2 w stan związany O_2^{-x} , można napisać zależności

$$x_{a} = \frac{1}{h} S^{2} f(\mathcal{E}) g(0_{2}),$$
 (I.14)

$$k_{-a} = \frac{1}{h} s^2 \frac{2\pi(2 m)^{3/2} \varepsilon^{1/2}}{h^3} g(e) g(0_2). \qquad (I.15)$$

Funkcja $f(\varepsilon)$ jest rozkładem prawdopodobieństwa energii ε elektronów, ε' jest wartością energii elektronów, które przyklejają się do molekuł tlenu (ε' = energii wzbudzenia O_2^{-x} - energii powinowactwa), funkcje g są wagami statystycznymi odpowiednich cząstek. Wyrażenie $2\pi(2 \text{ m})^{3/2} \varepsilon'^{1/2} h^{-3}$ jest gęstością swobodnych elektronów o energii ε' , m - masa elektromu. B.B. wyprowadzili uproszczoną zależność na element macierzowy przejścia

$$S^{2} = \frac{1}{2\pi} \frac{m}{M} E_{0}^{2} a^{3} (\frac{\delta}{a})^{2(n-1)}, \qquad (I.16)$$

¹) Wielkości te można też nazywać prawdopodobieństwami przejść w jednostce czasu.

w którym:

- M masa molekuły,
- E_ energia powinowactwa elektronowego,
- a średnica orbity przyklejonego elektronu,
- δ amplituda oscylacji molekuły 0,
- n' kwantowa liczba wzbudzenia oscylacyjnego jomu 0.x.

Brak poprawnych danych eksperymentalnych nie pozwoliż B.B. skonfrontować teorię ilościowo.

Poczynając od roku 1950. zainteresowanie zjawiskiem przyklejania elektronów do molekuł tlenu odrodziło się. Znalazło to odbicie w pracach poświęconych temu zagadnieniu w latach 1955-1970. Złożyło się na to kilka powodów. Po pierwsze, stwierdzono, że w obszarach bliskich wybuchu nuklearnego występuje zanik sygnałów radiowych w zakresie mikrofal i fal krótkich. W pracy [16] stwierdzono, z pomiarów osłabienia sygnałów telemetrycznych w czasie 0,1 sek po wybuchu nuklearnym w jego okolicy, że osłabienie sygnałów jest powodowane obecnością elektronów swobodnych wytworzonych promieniami y , a zanik tłumienia sygnałów jest powodowany przyklejaniem elektronów do molekuł tlemu. 0szacowany współczynnik szybkości przyklejania był równy $\dot{\gamma} = \gamma_3 [0_2]$, przy czym $\gamma_3 = 7 \cdot 10^{-30}$ cm⁶/sek. Drugim powodem były próby szczegółowego poznania fizyki jonosfery, a konkretnie gęstości elektronów w jonosferze i zjawisk decydujących o tym. Uważa się, że zjawiskiem odpowiedzialnym za ubytek elektronów w jonosferze jest ich przyklejanie do molekuł tlenu. Zainteresowania te mają też związek z problemami łączności satelitarnej. Trzecim powodem jest potrzeba szczegółowego poznania procesów fizycznych w wszelkiego rodzaju płomieniach, gorących gazach i plazmach, które mają pierwszorzędne znaczenie w rozwijaniu nowych technologii i technice rakietowej.

Pierwszą pracą, która wniosła istotny postęp w wyjaśnieniu zjawiska, była praca Hursta i Bortnera (H.B.) [17] z roku 1959. Przedstawiono w niej pomiary przylepiania elektronów do molekuł tlenu w mieszaninach azotu z tlenem w zakresie ciśnień azotu od 600 do 1600 torów i tlenu od 1 do 8 torów, przy zredukowanych natężeniach pola elektrycznego od 0,2 do 0,8 V/cm tor - odpowiadających w przybliżeniu średniej energii elektronów od 0,33 do 0,8 eV 1 . Pomiary przeprowadzano w komorze jonizacyjnej. Elektrony, wytwarzane przy płaskiej katodzie sko-



Rys. 2. Schemat aparatury do pomiarów w pracy Hursta i Bortnera wg [18] limowaną, równoległą do płaszczyzny katody wiązką promieni dryfowały pod działaniem jednorodnego pola elektrycznego do anody oddalonej o 6 cm. Autorzy wykazali, że amplituda rejestrowanego impulsu napięcia była jednoznaczną funkcją liczby elektronów dochodzących do anody i stosunku czasu przelotu elektronów do stałej czasowej wzmacniacza. Stałą czasową wzmaoniacza wybierano tak, aby powyższy stosunek mieścił się w granicach od 1 do 5. Czas prze-

lotu elektronów był wyznaczony równocześnie w drugiej identycznej części komory jonizacyjnej, w której blisko katody i anody znajdowały się dwa miniaturowe liczniki proporcjonalne. Impulsy w licznikach wyznaczały początek i koniec dryfu elektronów wytworzonych jedną cząstka & . Schemat opisanej aparatury jest przedstawiony na rys. 2.

Bezpośredniemu pomiarowi podlegały amplitudy impulsów w przypadku domieszki tlenu i bez tlenu. Ich stosunek był równy $\exp(-\beta \Delta r)$, gdzie Δr jest odległością między katodą i anodą. Znając prędkość dryfu z pomiarów czasu przelotu, można było wyznaczyć częstość przyklejania².

¹)Wyliczenia średniej energii elektronów dokonane zostały przez autora wg danych o średniej wartości energii elektronów w azocie w funkcji natężenia pola elektrycznego [18, 19].

²)_{H.B.} przedstawili wyniki pomiarów w wartościach współczynnika przyklejania *A* i przekrojów czynnych na zderzenia stabilizacyjne. Przeliczenie wyników pomiarów na częstości przyklejania zostały dokonane przez autora na podstawie danych o prędkości dryfu elektronów w azocie wg 20.

Wyniki pomiarów dawały, przy ustalonym zredukowanym natężeniu pola elektrycznego, zależność

w której X jest symbolem molekuły drugiego składnika mieszaniny gazów – w tym przypadku azotu. Współczynniki 7 i wolno malały ze wzrostem średniej energii elektronów i były równe $7^3 = (1,7 \div 0,8)$. 10^{-30} cm⁶/sek; $7^3 = (4,2 \div 1)$. 10^{-32} cm⁶/sek.

Wyniki pomiarów H.B. interpretowali w oparciu o teorię B.B. uwzględniając dodatkowe zderzenia stabilizujące jonów 0^{-x}_2 z molekułami X gazu będącego drugim składnikiem mieszaniny (w tym przypadku N₂) wg reakcji

$$0_2^{-x} + X \xrightarrow{b} 0_2^{-} + X^{x}$$
 (lub X + energia kinetyczna) (I.18)

Wielkość k_b^{\prime} zdefiniowana podobnie jak w reakcji (I.10) jest współczynnikiem szybkości zderzeń (I.18) stabilizujących jony 0_2^{-x} . Przeprowadzając wywód analogiczny do przedstawionego w teorii B.B.- wzór (I.11), H.B. otrzymali zależność:

$$V = k_{a} \frac{k_{b}[0_{2}] + k_{b}'[X]}{k_{-a} + k_{b}[0_{2}] + k_{b}'[X]}.$$
 (I.19)

Jej logicznym uproszczeniem prowadzącym do eksperymentalnej zależności (I.17) jest założenie

$$k_{-a} \gg k_{b}[0_{2}] + k_{b}[X],$$
 (I.20)

to znaczy

$$y'_{3} = \frac{k_{a}}{k_{a}} k_{b}, y''_{3} = \frac{k_{a}}{k_{a}} k'_{b}.$$
 (I.21)

Korzystając z wartości k_a/k_a wyliczonej wg teorii B.B. (wzory I.14 15, 16), H.B. ocenili przekrój czynny $c_b = 3 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$ i $q_b^2 \text{ max} = 6 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$.

H.B. przedstawili też w tej pracy wyniki pomiarów przyklejania elektronów do molekuł tlenu w mieszaninie tlenu z etylenem, w zakresie ciśnień etylenu od 250 do 600 torów i tlenu od 0,25 do 1 tora. Zredukowane natężenia pola elektrycznego były w granicach od 0,1 do 2,0 V/ cm tor - odpowiadających średniej energii elektronów od energii termicznej 3,8 . 10^{-2} eV do 0,23 eV. Wyniki pomiarów dawały zależność

$$\dot{\boldsymbol{\gamma}} = \dot{\boldsymbol{\gamma}}_2 + \dot{\boldsymbol{\gamma}}_3 [\boldsymbol{c}_2 \boldsymbol{H}_4].$$

Współczynnik "oddziaływania dwu ciał" r_2 równy 6 $\cdot 10^{-12}$ cm³/sek przy termicznej energii elektronów rósł do wartości 17 $\cdot 10^{-12}$ cm³/sek przy energii elektronów 0,07 eV i następnie malał do $6 \cdot 10^{-12}$ cm³/sek przy energii elektronów 0,23 eV. "Współczynnik oddziaływań trzech ciał" r_3 rósł od wartości 2 $\cdot 10^{-30}$ cm⁶/sek do 5 $\cdot 10^{-30}$ cm⁶/sek, a następnie malał 3 $\cdot 10^{-30}$ cm⁶/sek dla tych samych energii. Wyniki te nie zostały potwierdzone w następnych badaniach [22].

O'Kelly, Hurst i Bortner, posługując się podobną techniką badali przyklejanie elektronów w mieszaninach $0_2 + CH_4$ i $0_2 + CO_2^{-1}$. W przypadku metanu otrzymali przy energii elektronów 0,11 eV współczynnik $v_3^* = 0,2 \cdot 10^{-30}$ cm⁶/sek oraz wyrazy oddziaływań czterech ciał. Dla mieszaniny $0_2 + CO_2$ stwierdzili oddziaływania dwu, trzech i pięciu ciał.

Osiem lat później Stockdale, Christophorou i Hurst [22], badali tą samą techniką przyklejanie elektronów termicznych do molekuł tlenu w mieszaninie $0_2 + H_20 + C_2H_4$ i $0_2 + C_2H_4$ w zakresie ciśnień 0_2 około 0,1 tora, H_20 od 1,25 do 7,5 tora, C_2H_4 od 250 do 800 torów. Nie stwierdzono pojawiania się wyrazu $\dot{\gamma}_2$, a wyniki doświadczalne dawały się aproksymować zależnością (I.17).

¹)Praca nie została opublikowana, zamieszczone w tekście dane zaczerpnięto z [21].

Zmierzone wartości były równe:

dla	02	¥3 =	(2,0 +	0,2)	•	10-30	cm ⁶ /sek,
dla	H_O	Y'3 =	(1,4 +	0,5)	•	10 ⁻²⁹	cm ⁶ /sek,
dla	C2H4	y'3 =	(3,4 +	0,4)	•	10-30	cm ⁶ /sek.

Inną techniką pomierzyli szybkość przyklejania elektronów do molekuł tlenu w mieszaninie $0_2 + C0_2$ Smith i Conway [23]. Pomiary wykonano licznikiem proporcjonalnym, w którym gaz był jonizowany skolimowaną i skierowaną radialnie względem nici anodowej, wiązką promieni X o energii 5,9 keV izotopu Fe-55 umieszczonego na zewnątrz licznika. W przypadku czystego $C0_2$, z pomiaru widma amplitudowego impulsów, otrzymywano pik o amplitudzie U₀, odpowiadający liczbie elektronów (pierwotnych) n₀ z jonizacji pierwotnej. Jeżeli istniała domieszka tlenu, do obszaru jonizacji lawinowej dochodziło n elektronów i rejestrowano impuls o zmniejszonej amplitudzie U. Ponieważ miejsca jonizacji pierwotnej leżały w różnych odległościach r od nici anodowej ($r_a < r < r_k$), liczby elektronów dochodzących do obszaru wzmocnienia gazowego były różne i rejestrowane widmo amplitud impulsów miało kształt złożony, pokazany przykładowo na rys. 3.



Rys. 3. Widmo impulsów z licznika proporcjonalnego dla ciśnienia CO₂ 600 Tr, z pracy Smitha i Conwaya [23]

Autorzy założyli, że:

- a) Miejsca jonizacji pierwotnej są praktycznie punktowe (długość toru jonizacji pierwotnej dla kwantu X o energii 5,9 keV wynosi 3mm przy ciśnieniu CO₂ 200 Tr),
- b) przyklejanie elektronów praktycznie nie występuje w odległościach od nici anodowej

mniejszych od pewnej wartości r_c, ze względu na silne pole elektryczne w tym obszarze,

- c) pochłanianie promieni X w gazie jest małe i dlatego liniową gęstość aktów jonizacji wzdłuż wiązki promieniowania (średnicy licznika) można uważać za stałą.
- Z pomiarów otrzymywano bezpośrednio

$$\ln(U_0/U) = \ln(n_0/n) = \int_{-\infty}^{r} \beta \, dr.$$

Uwzględniając (I.1), (I.8), (I.6) i założenia autorów, można otrzymać zależność

$$\ln \frac{U_{o}}{U} = \sqrt[7]{o_2} \frac{(r^2 - r_{o}^2)p \ln (\frac{r_k}{r_a})}{2\mu V},$$

w której: \vec{v} - średnia wartość współczynnika szybkości przyklejania w obszarze od r_k do r_c, μ - ruchliwość elektronów, V - napięcie na liczniku.

Wzór ten stosowano dla $r = r_{,}$ wtedy U odpowiadało położeniu lewego piku na widmach z rys. 3. Wartość r_{c} wyliczano z wzoru wynikającego z założeń b) i c)

$$r_{c}/r_{k} = C_{1}/C_{0}$$

w którym C_0 jest liczbą zliczeń w kanale U_0 przy nieobecności tlenu, C_1 jest liczbą zliczeń w tym samym kanale przy obecności tlenu. Różnice energii elektronów w miejscach r_k i r_c były przeważnie mniejsze od 205 wartości średniej, bliskiej energii termicznej (okoko 0,055 eV). Ponieważ γ jest wolno zmieniającą się funkcją energii elektronów, można uważać wartości $\overline{\gamma}$ jako wartości γ dla energii elektronów 0,055 eV. Pomiary przeprowadzono w zakresie ciśnień C0₂ od 200 do 600 Tr i 0₂ od 0,9 do 0,1 Tr. Wyniki pomiarów dawały się aproksymować zależnością

 $\dot{\gamma} = \dot{\gamma}_2 + \dot{\gamma}_3 [cc_2],$

przy czym $\dot{\nu}_2 = 4,7 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{selt}; \ \dot{\nu}_3 = 1,67 \cdot 10^{-30} \text{ cm}^6/\text{selt}.$

W zakresie energii termicznych elektronów, decydujące znaczenie miały prace Biondego, Chanina, Phelpsa i Packa (ECPP) - 24-30, 177konane w latach 1959-1966. Zarówno te prace jak i wcześniej omówione wykonane zostały przy pomocy metody eksperymentalnej zwanej "metodą roju elektronów" (electron swarm technique). Pod pojęciem tym rozumie się każdą technikę, w której wykorzystuje się "rój" elektronów znajdujących się w równowadze termicznej z gazem i dryfujących pod działaniem słabego pola elektrycznego. 7 pracach BCPP stoscwano komorę dryfową z siatką kontrolną (rys. 4a). Impuls światła nadfioletowego wybijał z katody fotoelektrony. Elektrony pod wpływem przyłożonego pola elektrycznego dryfowały do elektrody zbiorczej - anody. Zarówno elektrony, jak i powstałe jony ujemne przed dojściem do anody przechedziły przez siatkę kontrolną, do której była przyłożona różnica potencjałów wystarczająca do przechwycenia przesuwających się elektronów i jonów. Jeżeli na krótki odstęp czasu bramka napięcia redukowała napięcie między nićmi, elektrony i jony docierały do anody. Impulsy światła sterowane generatorem sterującym były powtarzane z częstością od 10 do 200 na sekundę. Generator sterujący wyzwalał też generator wytwarzający, podawaną na siatkę, bramkę napięcia o regulowanym opóźnieniu. Czasy trwania impulsu światła i bramki napięcia były takie same, równe 120µ sek. Był to odstęp czasu mniejszy lub równy 5. czasu przelotu jonów od katody do anody. Frąd mierzony był elektrometrem. Typowy przebieg prądu mierzonego elektrometrem w funkcji opóźnienia bramki pokazano na rys. 4b. Pierwszy pik prądu odpowiada elektronom, które nie przykleiły się do moleluł tlemu. Krzywa narastająca prądu (w skali półlogarytmicznej linia prosta) odpowiada jonom ujemnym dochodzącym do anody. Podany przez autorów BCPP wzór na gęstość prądu jonów ujemnych dochodzących do anody ma postać:

$$J(t) = J \exp(\beta w_i t),$$

przy czym

$$J_{o} = en_{e}(0) w_{j} \dot{\gamma}_{a} \delta t \exp(-\beta L),$$

 $0 < t < L/W_{1}$.



Rys. 4. Metoda pomiarów stosowana w pracach Biondi'ego, Chanina Phelpsa i Packa

a) Szkic komory dryfowej i aparatury elektronicznej, b) Mierzony elektrometrem prąd w funkcji czasu

w_j jest prędkością dryfu jonów ujemnych, $n_e(0) - gęstość elektronów$ $przy katodzie, <math>\delta t - czas trwania impulsu świetlnego, L - odległość$ od katody, J jest gęstością prądu jonów ujemnych przy katodzie.Prędkość jonów w można wyznaczyć z czasu przelotu jonów, równegona wykresie rys. 4b, odstępowi czasu od piku prądu elektronów do momentu, w którym natężenie prądu jonów spada do połowy swej maksymalnej wielkości. Znając w, można z nachylenia krzywej prądu jonów w $funkcji czasu wyznaczyć <math>\beta$ i następnie wyliczyć ϑ .Współczynnik przyklejania β można też wyznaczać z całkowitej liczby elektronów n(L) i liczby jonów N, dochodzących do anody, związanych zależnością

$$N_{i} = n(0) - n(L) = n(0) [1 - exp(-\beta L)].$$

Wartości n(L) i N_j można wyznaczyć z powierzchni pod wykresem (piku) prądu elektronów i pod krzywą prądu jonów. Różnice wartości β wyznaczonej obiema metodami nie różniły się więcej niż o 15%. Jeżeli w czasie trwania bramki napięcia na siatce poda się na siatkę kontrolną napięcie zmienne o częstości 1MHz, to jony na skutek swej bezwładności przejdą przez siatkę, a elektrony nie. Taka modyfikacja urządzenia pozwoliła autorom osobno mierzyć prąd jonów lub elektronów, a więc badać zjawiska odklejania elektronów od jonów 0²₂ w wyższych temperaturach w warunkach równowagi termodynamicznej, a stąd wyznaczyć energię powinowactwa elektronowego.

Wyniki pomiarów przyklejania elektronów w czystym tlenie, w zakresie ciśnień od 7 do 54 Tr, przedstawione zostały w pracach [24], [25], [27], [29], w mieszaninie tlenu z azotem w pracach [24], [27], z helem [24], [27], z CO_2 w zakresie ciśnień CO_2 i O_2 od 4,4 do 720 Tr z tym, że ciśnienie całkowite nie przekraczało 720 Tr w pracach [28], [30], z H_2O w pracach [28], [30]. Wyniki pomiarów powinowactwa elektronowego molekuł O_2 zostały przedstawione w pracach [28], [30]. Stwierdzono, że dla średniej energii elektronów mniejszej od 1 eV, przylepianie elektronów ma charakter oddziaływań trzech ciał tak w czystym tlenie, jak i w mieszaninach, tj. wyniki można aproksymować wzorem (I.17). Dla termicznej energii elektronów (0,044 eV), BCPP otrzymali wartości:

dla	02	$\dot{\gamma}_3 = (2,0\pm0,2) \cdot 10^{-30} \text{ cm}^6/\text{sek},$
dla	c02	$\gamma_3^{\prime} = (3,1 \pm 0,3) \cdot 10^{-30} \text{ cm}^6/\text{sek},$
dla	He	$v_3^{*} = 2,8 \cdot 10^{-32} \text{ cm}^{6}/\text{sek},$
dla	H_0	$N_3 = (1,4 \pm 0,2) \cdot 10^{-29} \text{ cm}^6/\text{sek}.$

Godnym odnotowania jest fakt, że molekuły CO_2 są efektywniejsze od molekuł O_2 w stabilizacji jonów O_2^{-x} , a molekuły H_2O są prawie 10 razy efektywniejsze. W przypadku molekuł O_2 , N_2 i He pomierzono współczymniki γ_3 i γ_3^2 elektronów w pewnych zakresach energii. Wyniki są pokazane na rys. 5. Dla energii elektronów więlszej od 1 eV, (w czystym tlenie odpowiada to zredukowanemu untężeniu pola elektrycznego 3 V/cm Tr), mechanizm oddziaływania trzech ciał jest pomijalny, przeważa oddziaływanie dwu ciał. Wyniki autorów BCPF są przedstawione na rys. 6. Pomiary stosunku liczby elektronów i jonów ujemnych w funk-



Rys. 5. Wyniki pomiarów V₃ i V₃ dla O₂, N₂ i He w funkcji średniej energii elektronów wg [27], [29]



Rys. 6. Wyniki pomiarów współczynnika V w tlenie w funkcji średniej energii elektronów wg [25]

cji temperatury w tlenie pozvoliky BCTP vyznaczyć wartość powinowactwa elektronowego molekuł tlenu równą $(0,43 \pm 0,02)$ eV. Podobne pomiary w przypadku mieszaniny $0_2 + CO_2$ oraz pomiary ruchliwości jonów¹⁾ w tej mieszaninie doprowadziły autorów do wniosku, że w mieszaninie $0_2 + CO_2$ powstają jony CO_4^{-2} . Zmierzona wartość powinowactwa elektronowego była równa $(1,22 \pm 0,07)$ eV. Według autorów prawdopodobne są następujące procesy, w których powstają jony CO_4^{-2} .

$$0_2^- + 0_2 \xrightarrow{k_c} 0_4^{-x}$$
, (I.22a)

$$co_4^{-x} + co_2^{-x} - co_4^{-x} + co_2^{-x} + co_2$$

$$\operatorname{CO}_{4}^{-\mathbf{x}} + \operatorname{O}_{2} \xrightarrow{\mathbf{k}_{d}} \operatorname{CO}_{4}^{-} + \operatorname{O}_{2}^{-} + \operatorname{energia kinet.}$$
 (I.22c)

Oszacowane wartości współczynników szybkości są $k_{-c} \simeq 10^9$ sek⁻¹; $k_c \simeq 6 \cdot 10^{-10}$ cm³/sek; $k_d \simeq k_d^2 \simeq 10^{-10}$ cm³/sek.

Osobną grupę stanowią pomiary dokonywane techniką mikrofalową. W metodzie tej badany gaz wypełnia komorę stanowiącą rezonansową wnękę mikrofalową. Obecność swobodnych elektronów w gazie wypełniającym taką wnękę zmienia jej dobroć Q_0 i częstość rezonansową γ'_0 [31]

$$\Delta(\frac{1}{Q}) - 2i \frac{\Delta \dot{\gamma}}{\dot{\gamma}_{o}} = \frac{1}{2\pi \varepsilon_{o} \gamma_{o}} \frac{\int \delta_{e} E^{2} dv}{\int E^{2} dv}$$

 Pomierzona ruchliwość tych jonów była równa 1,1 . 10³ cm² Tr/V sek.
 Tworzenie jonów CO, postulował wcześniej Conway [21], próbując wytłumaczyć dużą efektywność molekuł CO₂ w stabilizacji O₂^x. We wzorze $\Delta(1/\Theta) = 1/\Theta_e - 1/\Theta_o$, $\Delta \dot{\gamma} = \dot{\gamma}_e - \dot{\gamma}_o$, $\mathcal{E}_o - przenikalność dielektryczna próżni, E - natężenie pola elektrycznego we wnęce, <math>\mathcal{O}_e$ -przewodność elektryczna elektronów. Całkowanie rozciąga się na obję-tość wnęki. Przewodność elektryczna \mathcal{O}_e wyraża się wzorem:

$$\sigma_{e} = \frac{n_{e} e^{2}}{m(v_{e} + i\omega)},$$

gdzie n_e – gęstość elektronów, m – masa elektronu, γ'_c – częstość zderzeń elektronu z molekułami gazu z przekazywaniem pędu, ω – częstość kątowa drgań pola elektrycznego. Dlatego tłumienie fali we wnęce mikrofalowej lub zmiana częstości rezonansowej wnęki. jest liniową funkcją gęstości swobodnych elektronów. Gaz poddawany był krótkotrwałej jonizacji. Z pomiarów zmiany tłumienia lub częstości rezonansowej wnęki w czasie, wyznaczano szybkość zmniejszania gęstości elektronów w funkcji czasu, a więc otrzymywano bezpośrednio wartość γ'_{o} .

We wcześniejszych pracach wykonanych tą metodą przez Biondi'ego w roku 1951 i Helta w 1959 : oraz Sextona i współpracowników w 1960 r. [27], tlen wypełniający wnękę pod ciśnieniem 10 Tr jonizowano wyładowaniem mikrofalowym. Otrzymywano współczynnik częstości

$$v' = v_2^2 = 10^{-15} \text{ cm}^3/\text{sek}.$$

W pracy Brodskiego i Zagika [32] mierzono tłumienie fali mikrofalowej w falowodzie wypełnionym tlenem od 2,5 do 25 Tr lub powietrzem od 25 do 125 Tr. Gaz był jonizowany strumieniem elektronów o energii 1 MeV z akceleratora. Przy najmniejszych ciśnieniach otrzymywano γ_3^2 = 3 . 10⁻³⁰ cm⁶/sek dla tlenu i γ_3^2 = 3 . 10⁻³¹ cm⁶/sek dla azotu. Ze wzrostem ciśnienia gazów nachylenie krzywej γ^2 w funkcji ciśnienia malało i wartość γ^2 zmierzała do wartości stałej γ_2^2 reprezentującej współczynnik "oddziaływania dwu ciał" - rys. 7.

Podobne pomiary przeprowadzili Hirsh, Eisner i Slevin [33]. Mierzyli oni zmianę częstości rezonansowej wnęki mikrofalowej o objętości 700 l, wypełnionej tlenem lub mieszaniną 80% N₂ + 20% O₂ przy ciśnie-



Rys. 7. Wyniki pomiarów współczynnika szybkości przyklejania v w funkcji ciśnienia w tlenie II i powietrzu I, wg [32]



Rys. 8. Szkic aparatury w pracy Hirsha, Eisnera i Slevina wg 34

niach od 0,7 do 10 Tr. Gaz był jonizowany strumieniem elektronów o energii 1,5 MeV z generatora Van de Graafa. Szkic aparatury jest pokazany na rys. 8.

Otrzymano, że zanik elektronów miał charakter procesu "oddziaływań trzech ciał"; dla $0_2 \gamma_3 = (2,12 \pm 0,14) \cdot 10^{-30} \text{ cm}^6/\text{sek.}$, a dla mieszaniny 80% N₂ + 20% 0_2 wypadkowe $\gamma_3^* = (1,10 \pm 0,07) \cdot 10^{-31} \text{ cm}^6/\text{sek.}^1)$ sek.¹⁾. Wyrazów γ_2 nie stwierdzono, a jeżeli były to ich wkład był

¹⁾ W pracy Hirsha, Eisnera i Slevina γ^{x} jest zdefiniowane zależnością - $(dn/dt)(1/n) = \gamma^{x} ([\pi_{2}] + [0_{2}])^{2}$.

mniejszy od 10% efektu procesów trzech ciał, tzn. dla $0_2 \dot{\gamma}_2 \leqslant 5$. $10^{-15} \text{ cm}^3/\text{sek}$,

dla 80% $N_2 + 20\% 0_2$ $\dot{\gamma}_2 \le 8 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^3/\text{sek}.$

Dotychczasowe próby teoretycznej interpretacji otrzymanych rezultatów nie wybiegały daleko poza teorię B.B. i mają charakter raczej jakościowych i orientacyjnych, ilościowych oszacowań. H.B. uwzględnili możliwość stabilizacji wzbudzenych jonów 02 w zderzeniach z molekułami innego gazu o czym była mowa. Ponadto zasugerowali oni możliwość tworzenia się wzbudzonych jonów ujemnych 0^{-x} w stanie najniższego wzbudzenia elektronowego^{1) 4} Zg. Tą myśl zaakceptowali i rozwinęli inni 21, 27. Opierając się na dostępnych danych Conway wyliczył różnice poziomów oscylacyjnych dla obu stanów jomu 0_2 . Dla stanu podstawowego $2 \prod_g^+$ są równe 0,17 eV, a dla stanu wzbudzonego $4 \sum_g^+$ 0,2 eV. Mając na uwadze znaną wartość powinowactwa elektronowego molekuły 0, można wykreślić orientacyjnie przebiegi poziomów oscylacyjnych molekuły 0₂ oraz jonu 0⁻₂ w stanach $2\Pi_{g}^{+}$ i $4\Sigma_{g}^{-}$ (rys.9). Z wykresów wynika, że jony 0^{-x}₂ w stanie $2\Pi_{g}^{+}$ są wzbudzone do trze-ciego poziomu oscylacyjnego. Energia elektronu \mathcal{E}' w procesie tworzenia 0-x, równa różnicy trzeciego poziomu oscylacyjnego jomu 0- w sta- $^{2}\Pi_{r}^{+}$ i zerowego poziomu molekuły 0₂ - równa 0,08 eV - jest w nie doskonałej zgodności z średnią energią elektronów odpowiadającą maksymalnej wartości 2 (patrz rys. 5). Różnica energii pierwszego poziomu oscylacyjnego jonu w stanie \sum_{c} i zerowego poziomu molekuły 0, jest przypuszczalnie bliska wartości 0,08 eV. Stosunek k/k (patrz wzory I.13, I.21) według teorii B.B. nie zależy od poziomów wzbudzeń oscylacyjnych (I.14 i I.15), a więc jest w przybliżeniu taki

¹)Stanem podstawowym molekuły tlemu jest ² G. Kóżnica poziomów oscylacyjnych jest równa 0,193 eV. Wg [31] stanem podstawowym jonu 0²/₂ jest ² m⁴/_g, natomiast najniższym stanem wzbudzonym elektronowo jonu jest stan ⁴ S. Nie zostało ustalone czy poziom energii stanu jomu jest wyższy, czy niższy względem stanu podstawowego molekuły 0₂, ale przeważa pogląd, że jest niższy.



Rys. 9. Wykresy energii potencjalnej i poziomów oscylacyjnych molekuky O_2 w stanie podstawowym $2 \sum_{g}$ jonu O_2 w stanie podstawowym $2 \prod_{g}^{+}$ i wzbudzonym $4 \sum_{g}$, według [21]

sam przy tworzeniu jonów ${}^{2}\Pi_{g}^{+}$ i ${}^{4}\Sigma_{e}$. Wartość k_a/k_a wyliczona przez Conway'a przy $\mathcal{E}' = 0,06$ eV jest równa 7,8 . 10^{-21} cm³. Według osobnych wyliczeń i kalkulacji Conway'a, wartość k_a $\simeq 10^{9}$ sek⁻¹.Chanin, Phelps i Biondi [27] zwrócili uwagę, że prawdopodobnie jest kilkar rezonansowych poziomów energii elektronów wiążących się z molekułami 0₂ w jony 0^{-x} wg teorii B.B., ponieważ współczynnik przyklejania ${}^{\prime}_{3}$ zbyt wolno maleje w funkcji energii elektronów większych od 0,1 eV (rys. 5). Według autorów przemawiają za tym wyniki pracy Schulza [36], w której zależność ${}^{\prime}_{3}$ dla tlenu od energii wiązki elektronów o rozmyciu energetycznym 0,1 eV ma strukturę subtelną z

odstępami energii około 0,2 eV. Autorzy ci zasugerowali też zupełnie odmienny od B.B. proces prowadzący do przyklejania wg "oddziaływań trzech ciał", który nazwali pseudodysocjacyjnym. Według tego procesu elektron przelatując w pobliżu dwu bliskich siebie molekuł 0_2 tworzyłby z nimi niestabilny jon 0_4 , który rozpadałby się na jon 0_2 i 0_2 wg reakcji

$$0_2 + 0_2 + e = (0_4)_{\text{niestab.}} = 0_2 + 0_2 + energia kinet.^{(1)}$$
 (1.23)

C.B.P.P. oszacowali też następujące wielkości: $q_a \simeq 10^{-15} \text{ cm}^2$, $k_a \simeq 10^{9} - 10^{13} \text{ sek}^{-1}$, $q_b = 10^{-14} \text{ cm}^2$.

Jak widać, istnieją istotne rozbieżności między wynikami eksperymentów z rojami elektronów oraz eksperymentów prowadzonych przy pomocy techniki mikrofalowej i innych technik. C.B.P.P. wyrazili przypuszczenie [27], że w przypadku stosowania techniki wyładowania mikrofalowego powstaje duża liczba wzbudzonych molekuł O_2 , które przeszkadzają w stabilizacji jonów O_2^{-x} i w konsekwencji zmniejszają szybkość przyklejania elektronów. Dowodem na to ma być fakt, że w przypadku jonizacji gazu elektronami, kiedy można się spodziewać że liczba wzbudzonych molekuł jest mniejsza, uzyskane wartości współczynników przyklejania są pośrednie między wartościami otrzymywanymi przy stosowaniu techniki chmury elektronów i wyładowania mikrofalowego.

Drugim celem pracy było ilościowe sprawdzenie danych o przyklejaniu elektronów do molekuł tlemu w mieszaninie z CO₂ w warunkach bardzo małej (rzędu dziesiątek mTr) ilości tlenu i dużej (rzędu tysiąca Tr) ilości CO₂ oraz ustalenie ewentualnych osobliwości tego zjawiska w liczniku proporcjonalnym.

¹) W krótkim artykule [37] Conway i Eesbitta przedstawili wyniki pomiarów, z których wynika, że jony 0 są stabilnymi. Powinowactwo elektronowe jonów 0 jest równe 0,59 eV, a prędkość dryfu równa się prędkości dryfu jonów 02.

II. APARATURA

8

II.1. Zasada pomiarów

Zjawisko przyklejania elektronów do molekuł tlemu badano w cylindrycznym liczniku proporcjonalnym wypełnionym dwutlenkiem węgla z małą domieszką tlemu. Dwutlenek węgla jonizowano skolimowaną, równoległą do nici anodowej licznika wiązką promieniowania rentgenowskiego (rys. 10). Istniała możliwość regulowania odległości wiązki od mici anodowej. Energię E kwantów promieniowania jonizującego wybrano dostatecznie niską, aby tor jonizacji pierwotnej można było uważać za punktowy.



Rys. 10. Schematyczny rysunek wycinka przekroju poprzecznego i podłużnego licznika proporcjonalnego z zaznaczoną (zakreskowane pole) wiązką promieniowania jonizującego w dwu różnych odległościach od nici anodowej

Jeżeli n jest liczbą elektronów wytworzonych w jonizacji pierwotnej, to liczba elektronów n dochodzących do obszaru wzmocnienia gazowego, w przypadku obecności molekuł tlenu jest równa (I.7)

$$n = n_{o} \exp(-\int_{r_{c}}^{r} \beta dr). \qquad (II.1)$$

r oznacza odległość od nici anodowej do miejsca jonizacji pierwotnej, r_c odległość od nici anodowej do miejsca, w którym przyklejanie elektronów jest już zaniedbywalne z powodu dużych wartości zredukowanego natężenia pola elektrycznego. Niech położeniu wiązki jonizującej w odległości r₂ od nici anodowej odpowiada średnia wartość widma amplitud i impulsów U₂, a w odległości r₁ wartość U₁ (rys. 10). Na mocy równania (II.1) i rozdziału I.1 można napisać:

$$\ln \frac{U_1}{U_2} = \int_{r_1}^{r_2} \beta \, dr. \qquad (II.2)$$

Uwzględniając (I.6) i (I.8) oraz zależność na prędkość dryfu elektronów

$$w = \mu S, \qquad (II.3)$$

 $(\mu - współczynnik ruchliwości elektronów), otrzymuje się$

$$\ln \frac{U_1}{U_2} = \left[0_2\right] \int_{r_1}^{r_2} \frac{\gamma}{\mu S} dr. \qquad (II.4)$$

Wielkości $\sqrt{1}$ i μ zależą od średniej energii elektronów są więc funkcją zredukowanego natężenia pola elektrycznego S. Jeżeli w obszarze od r₂ do r₁ (rys. 10) zredukowane natężenie pola elektrycznego jest tak małe, że średnia energia elektronów jest praktycznie stała, równa energii termicznej (3/2)kT, wówczas współczynniki szybkości przyklejania elektronów i ruchliwości elektronów μ można uważać za stałe w granicach całkowania wzoru (II.4) i w tych warunkach otrzymuje się

$$\gamma' = \frac{V}{p \ln(r_k/r_a)} \frac{2\mu}{(r_2^2 - r_1^2)[o_2]} \ln(\frac{U_1}{U_2}). \quad (II.5)$$

Tak więc z pomiaru średnich amplitud impulsów U_1 i U_2 przy dwu różnych odległościach r_1 i r_2 wiązki jonizującej od nici anodowej można, znając pozostałe wielkości występujące we wzorze (II.5), wyznaczyć współczynnik szybkości przyklejania elektronów γ^2 .

II.2. Aparatura próżniowa

Do otrzymywania i oczyszczania dwutlenku węgla oraz do wypełniania gazem licznika proporcjonalnego służyła szklana aparatura próżniowa pokazana na rys. 11. Dwutlenek węgla był wyzwalany [10] w reakcji wę-



Rys. 11. Schemat aparatury próżniowej

A - aparat do wyzwalania CO₂, K - krany, W - wymrażarki, W - wymrażarka de Vriesa, CaO - piec z CaO, R - rezerwuary do magazynowania CO₂, O₂ - rezerwuar z tlenem, L - licznik, P - próżniomierze oporowe, Mr - manometr rtęciowy, Mo - manometr olejowy, McL - manometr Mc Leoda, F.V. - zbiornik próżni wstępnej, D.P. - pompa dyfuzyjna, R.P. pompa rotacyjna

glanu wapnia z rozcieńczonym kwasem solnym lub cytrynowym bez kontaktu z powietrzem atmosferycznym w aparacie A. W wymrażarkach W, W₂, W usuwano wodę i kwas. Oczyszczanie gazu od innych domieszek,a prze de wszystkim tlenu, przeprowadzono w piecu z CaO [10]. Przy tej me-

todzie oczyszczania wykorzystuje się silną temperaturową zależność ciśnienia równowagi CO, w reakcji CO, + CaO == CaCO3. Przy temperaturze pieca około 640°C, gdy ciśnienie równowagi CO, było równe około kilkadziesiąt Tr wprowadzano gaz do pieca. Po obniżeniu temperatury do okożo 400°C, (ciśnienie równowagi rzędu mTr) pompowano piec usuwając wszelkie gazy, które nie wiązały się CaO. Następnie po podwyższeniu temperatury do około 700°C (ciśnienie równowagi ok. 1 Atm.) wyprowadzano CO, wymrażając go w ciekłym azocie. Do wyznaczania ciśnienia CO, przy wypełnianiu licznika używano manometr rtęciowy. Przy wypełnieniach do ciśnień większych od 1 Atm posługiwano się jednym z rezerwuarów R, o znanej objętości względem objętości licznika. Błąd pomiaru ciśnienia CO2 w liczniku był równy około 1%. Wszystkie operacje przeprowadzania CO2 z jednych części aparatury do innych dokonywano za pomocą wymrażania w ciekłym azocie. W pracy stosowano spektralnie czysty tlen. Wymaganą porcję tlenu wpuszczano ze zbiornika 0, do objętości dozującej ograniczonej kranami K1, K2, K3, K4, K₃₁. Ciśnienie tlemu wstępnie kontrolowano manometrem olejowym, a ostatecznie mierzono manometrem Mc Leoda. Stosunek objętości dozującej do objętości licznika wyznaczono w osobnych pomiarach. Po wymrożeniu dwutlenku węgla wypełniającego licznik w wymrażarce W₆, wpuszczano tlen do licznika przez otwarcie kranu K. W specjalnych pomiarach kontrolnych upewniono się, że rozkład ilości tlenu w liczniku i objętości dozującej był zgodny ze stosunkiem ich objętości. Błąd wyznaczania ciśnienia tlenu wynosił około 5%. Manometry P1 i P2 służyły do ciągłej kontroli ciśnienia w aparaturze w czasie manipulacji.

II.3. Licznik proporcjonalny

Schematyczny przekrój licznika proporcjonalnego pokazano na rys. 12. Katodę licznika stanowiła rura miedziana o średnicy wewnętrznej 2 $r_k = 82,3$ mm. Denka z żywicy epoksydowej wykonane w kształcie stożków szlifowanych [38] i wciśnięte na smar próżniowy zapewniały próżniową szczelność licznika. Pozostałe elementy izolacyjne licznika też wykonane z żywicy epoksydowej, były połączone z metalem w tych miejscach, gdzie wymagała tego szczelność w formie naturalnych spoin pow-



Rys. 12. Przekrój licznika proporcjonalnego. W szkicu nie są zachowane proporcje wszystkich wymiarów
stających przy odlewaniu żywicy z elementami metalowymi. Nić anodowa z wolframu miała średnicę $2r_{a} = 0,05$ mm. Długość l objętości czynnej licznika wyznaczały końce igieł, przez które przechodziła nić anodowa. Srednice igieł wynosiły 0,65 mm, a ich długość 10 mm. W jednym końcu licznika wmontowano skolimowane równolegle do nici anodowej źródło promieniotwórcze Fe-55 (oznaczone na rysunku literą z) emitujące kwanty promieniowania X o energii 5,8 keV (linia K molibdenu), o powierzchni około 2 mm² i aktywności całkowitej nominalnej 0,4 m C, a w kierunku użytecznej wiązki około 10⁶ kwantów/min. Odległość r od nici anodowej do osi wiązki jonizującej zmieniano w sposób ciągły od 11 do 37 mm.

Błąd systematyczny odległości r nie przekraczał 0.5 mm, błędy przypadkowe pomijalne. Przedłużeniem igły wyznaczającej koniec objętości czynnej przeciwnego końca licznika była grubsza (# 1,1 mm) długa igła przesuwalna wzdłuż nici anodowej. Dzięki temu można było zmieniać długość czynną 1 licznika w granicach od 44 mm do 120 mm. Elementami zapewniającymi szczelność próżniową urządzeń służących do przesuwu izotopu i regulacji długości czynnej licznika były stożkowe szlify metalowe na smar próżniowy, przyciskane - ze względu na nadciśnienie w liczniku - silnymi sprężynami. Nić anodowa zamocowana w denkach izolacyjnych była chroniona pierścieniami osłonnymi przed fałszywymi impulsami i prądami przedostającymi się po izolatorze z katody znajdującej się pod wysokim napięciem. Licznik przed pomiarami dwa miesiące wygrzewano do temperatury 50°C i pompowano. Pozostawiając czysty CO2 w liczniku przez czas dwóch tygodni nie stwierdzono, w drodze specjalnych pomiarów, śladu ewentualnych domieszek gazów elektroujemnych produkowanych przez materiały konstrukcyjne licznika.

II.4. Aparatura elektroniczna

Schemat aparatury elektronicznej jest przedstawiony na rys. 13.Nić anodową licznika L żączono przez opór wejściowy R = 1 MΩ z ziemią. Wysokie napięcie ujemne V z zasilacza wysokiego napięcia ZWN, mierzone woltomierzem elektrostatycznym V, podawano na katodę licznika. Na kolimator źródża promieniotwórczego podawano z kalibrowanego



Rys. 13. Schemat aparatury elektronicznej

L - licznik, R - opór wejściowy, PW - przedwzmacniacz, W - wzmacniacz UF - układ formujący, A - wielokanałowy analizator amplitud impulsów, P - drukarka, T - rejestrator, ZWN - zasilacz wysokiego napięcia, V woltomierz elektrostatyczny, D - dzielnik wysokiego napięcia, GI - kalibrowany generator impulsów

wysokonapięciowego dzielnika oporowego D napięcie V'równe potencjałowi pola elektrycznego w osi wiązki jonizującej, tj.

$$V' = V \ln \frac{r}{r_a} / \ln \frac{r_k}{r_a}$$

Stwierdzono, że napięcie V[°] podawane na kolimator bardzo słabo wpływało na rozkład pola elektrycznego w objętości czynnej licznika. Zmiany napięcia V[°] o 155 od wartości nominalnej nie dawały dostrzegalnej zmiany widma.

Stabilność zasilacza wysokiego napięcia była równa 0,1%, a dokładność pomiaru napięcia 1%. Suma pojemności licznika i wejściowej przedwzmac niacza były równe C = (40 - 1) pF, tzn. stała czasowa obwodu wejściowego wynosiła $\mathcal{L} = 40 \mu$ sek. Czas narastania impulsów elektrycznych w liczniku – zależny od czasu dochodzenia elektronów do obszaru wzmocnienia gazowego, dyfuzji, czasu rozwoju lawiny, zawierał się w granicach od 1,5 do 4 μ sek w zależności od napięcia na liczniku i odległości r.

Impulsy z licznika proporcjonalnego wzmacniano przedwzmacniaczem PW o wzmocnieniu 100 lub 1 i wzmacniaczem W o wzmocnieniu 2000 regulowanym skokowo co 2 dcb. Oba wzmacniacze specjalnej konstrukcji były nieprzeciążalne, tzn. nie wytwarzały na wyjściu impulsów podwój-

nych lub nawet potrójnych przy pojedynczych impulsach wejściowych 103 razy większych od maksymalnych impulsów wejściowych mieszczących się w zakresie dynamicznym wzmacniacza. Stałe czasowe wzmacniacza = 2 m sek i \mathcal{I}_g = 0,5 μ sek zapewniały wierne przenoszenie impulsów z licznika. Amplitudy impulsów rejestrowano 128 kanałowym analizatorem amplitud impulsów. Maksymalny czas narastania impulsu, po którym analizator rejestrował amplitudę impulsu, mógł być 1 µ sek. Ponieważ czas narastania impulsów z licznika był większy, opracowano i zbudowano [39], układ formujący UF umożliwiający rejestrację prawdziwej amplitudy impulsu przez licznik. Działanie układu formującego wyjaśnia rys. 14, na którym pokazano przebieg impulsu napięcia w funkcji czasu na wejściu układu formującego i linią ciągłą na wyjściu. Na wyjściu układu pojawia się wycinek impulsu wejściowego w chwili czasu, gdy impuls wejściowy osiąga maksimum. Mierzone analizatorem widmo amplitud impulsów notowano rejestratorem i drukarką. Przed i po każdym pomiarze aparaturę kontrolowano i kalibrowano impulsami z kalibrowanego generatora GI podawanymi na wejście wzmacniaczy.



Rys. 14. Przebieg impulsu napięcia w funkcji czasu na wejściu (linia kropkowana) i wyjsciu (linia ciągłą) układu formującego

II.5. Metodyka pomiarów

Pomiary przeprowadzono w zakresie ciśnień CO₂ od 390 do 1890 Tr i tlenu od 10 do 47 mTr. Czas pomiarów z jednym wypełnieniem nie trwał dłużej niż jeden tydzień. Przykładane do licznika wysokie napięcie w zależności od ciśnienia CO_2 i wzmocnienia gazowego było zawarte w granicach od 2900 V do 8140 V. Średnie wartości amplitud impulsów rejestrowanych widm mieściły się w granicach od 0,35 mV do 71 mV. Odległość r od nici anodowej do osi wiązki jonizującej zmieniano w granicach od 20 do 35 mm, przy czym większość pomiarów wykonano przy wartościach $r_1 = 20$ mm i $r_2 = 35$ mm.

Maksymalna wartość zredukowanego natężenia pola elektrycznego w obszarze pomiaru przylepiania elektronów wynosiła 0,5 V/cm Tr, a przeważnie była mniejsza od 0,4 V/cm Tr. Z najdokładniejszych danych [40] o zależności średniej wartości energii elektronów od zredukowanego natężenia pola elektrycznego w CO₂, pokazanej na rys. 15, wynika, że





w zakresie pomiarów energia elektronów była stała, równa energii termicznej 4 . 10⁻² eV. Ze stosowanych ciśnień gazu CO₂ i energii promieniowania jonizującego (5,9 keV) wynika, że długości torów jonizacji pierwotnej zawierały się w granicach od 1,5 do 0,3 mm. Dwa ostatnie fakty oraz podane wcześniej w rozdziale II.4 spełniają wszystkie warunki słuszności wzoru II.5. Do określenia współczymnika ruchliwości elektronów korzystano z wyników prac [20], [40]. Wynika z nich, że dla S <2 V/cm Tr współczynnik ruchliwości jest stały równy 4,9 \cdot 10⁵ cm² Tr/V sek.

Typowe widmo amplitud impulsów z pojedynczego pomiaru jest przedstawione na rys. 16. Przykłady czterech wykresów wyrysowanych bezpośrednio przez rejestrator są pokazane na rys. 17 i 18.



Rys. 16. Pomierzone widmo amplitud impulsów w warunkach $p(CO_2) = 1565$ Tr, $p(O_2) = 0$, l = 117 mm, V = 6980V, r = 20 mm, czas pomiaru T = 60min, kanał nr 100 = 30 mV

Pomiary średniej wartości amplitudy impulsów widma typu pokazanego na rys. 16 zależności od długości czynnej licznika wykazały, że poczynając od 1 = 80. średnia wartość amplitudy widma maleje monotonicznie z 1. Byto to powodowane tzw. efektem końcowym w liczniku proporcjonalnym polegającym na zmniejszeniu wzmocnienia gazowego na końcach nici anodowej na skutek zniekształcenia (zmniejszenia) natężenia pola elektrycznego na końcach nici. Z podanych faktów

wynikało, że w liczniku wykorzystanym w pracy efekt końcowy występował na długości 40 mm z obu końców nici. Aby wyeliminować ten efekt w pomiarach, wykonywano dwa pomiary widma a) i b) przy różnych długościach czynnych 1 = 117 mm, i 1 = 80 mm. Wyliczone widmo c), będą ce różnicą widm a) i b) (z uwzględnieniem czasów pomiaru), odpowiadające długości czynnej 37 mm, było ostatecznym wynikiem pomiaru przyjmowanym do dalszych wyliczeń. Przykład takich widm jest pokazany na rys. 19. Średnią wartość amplitudy impulsów wyznaczano w punkcie przecięcia się linii prostych aproksymujących zbocza piku widma. W miare zwiększania się przyklejania elektronów oraz zmniejszania średniej wartości amplitud impulsów przy zmniejszaniu wzmocnienia gazowego, pik widma stawał się coraz bardziej rozmyty. Jeden ze skrajnych przy-



Rys. 17. Przykłady widm amplitud impulsów wykreślone przez rejestrator. Cyfry nad lub pod wykresem oznaczają nr kanału



Rys. 18. Przykłady widm amplitud impulsów wykreślone przez rejestrator. Cyfry nad lub pod wykresem oznaczają nr kanału



Rys. 19. Pomierzone widma amplitud impulsów a) i b) oraz widmo wyliczone c) będące różnicą widm a) i b) w warunkach: $p(CO_2) = 1565 \text{ Tr},$ $p(O_2) = 0, V = 7720 V, r = 35 \text{ mm}, T = 50 \text{ min}, l_a = 117 \text{ mm}, l_b = 80 \text{ mm} \text{ kanaż Nr} 100 = 100 \text{ mV}$



Rys. 20. Pomierzone (linie kropkowane) i wyliczone (linia ciągła) widmo amplitud impulsów w warunkach: p(CO₂) = 1885 Tr, p(O₂) = 13 m Tr, V = 6470 V, r = 20 mm, T = 70 min, kanał Nr 100 = 1 mV

padków tego rodzaju pokazano na rys. 20. Całkowity względny błąd wyznaczania amplitudy ocenia się na 4%.

II.6. Błędy pomiarów

Ostatecznym wynikiem pomiarów przedstawionych w następnych rozdziałach pracy był współczynnik wynikający z podzielenia ¹ przez gęstość molekuł CO₂. Uwzględniając, że gęstość molekuł gazu jest równa iloczynowi ciśnienia gazu i stałej 3,5 . 10¹⁶ cm⁻³ Tr⁻¹, otrzymuje się z (II.5) i podanych wcześniej stałych

$$\dot{\gamma}_{3}^{2} = 1.06 \cdot 10^{-28} \frac{\text{V} \ln(\text{U}_{1}/\text{U}_{2})}{p^{2}(\text{co}_{2}) \cdot p(\text{O}_{2})(r_{2}^{2} - r_{1}^{2})} \left[\frac{\text{cm}^{8} \text{Tr}^{3}}{\text{V} \text{ sek}}\right] (\text{II.6})$$

Do wyliczenia błędu $\Delta V_3'$ przyjęto, że

- błędy ΔV, ΔU₁, ΔU₂, Δp(CO₂), Δp(O₂), Δr są niezależne od siebie;
- 2) błąd Δr_1 i Δr_2 ma taką samą wartość (patrz str. 36);

3) błąd względny wielkości U₁ i U₂ jest taki sam, równy $\Delta U/U_{śr}$. Można wtedy napisać wzór na całkowity względny błąd

$$\begin{bmatrix} \Delta \dot{\gamma}_{3}^{2} \\ \overline{\gamma}_{3}^{2} \end{bmatrix}^{2} = \begin{bmatrix} \Delta \underline{v} \\ \overline{v} \end{bmatrix}^{2} + \begin{bmatrix} \frac{2\Delta p(CO_{2})}{p(CO_{2})} \end{bmatrix}^{2} + \begin{bmatrix} \Delta p(O_{2}) \\ \overline{p(O_{2})} \end{bmatrix}^{2} + \begin{bmatrix} \frac{2\Delta r}{r_{1} + r_{2}} \end{bmatrix}^{2} + \begin{bmatrix} \frac{2\Delta r}{r_{1} + r_{2}} \end{bmatrix}^{2} + \begin{bmatrix} \frac{2\Delta r}{v} \\ \overline{v} \\$$

We wzorze powyższym wszystkie błędy są utożsamiane z potrójnymi średnimi błędami kwadratowymi odpowiednich wielkości, tzn. są to błędy maksymalne w sensie probabilistycznym. Ponadto błąd Δr jest stały dla wszystkich pomiarów, a pozostałe są przypadkowe, zmienne od pomiaru do pomiaru. Podstawiając podane wcześniej wartości względnych błędów poszczególnych wielkości, przyjmując dla $\ln(U_1/U_2)$ wartość średnią 0,5, otrzymuje się orientacyjny błąd wartości

$$\frac{\Delta \gamma_{3}^{2}}{\gamma_{3}^{2}} = 0,17.$$
 (II.8)

III. POMLARY

III.1. Wyniki pomiarów

Wyniki pierwszej serii pomiarów są przedstawione w tabeli 1. W kolumnach tabeli podano kolejno liczbę porządkową – numer pomiaru, ciśnienie dwutlenku węgla, ciśnienie tlenu, napięcie przykożone do licznika, średnią wartość amplitudy impulsów widma mierzonego przy $r_1 =$ = 2 cm, średnią wartość amplitudy impulsów widma przy $r_2 = 3,5$ cm, współczynnik szybkości przyklejania elektronów wyliczony wg wzoru II.5, w uwagach zaznaczono przypadki, kiedy r_2 było równe 3 cm. Wyniki pomiarów, pokazane też na rys. 21, są rozrzucone. Ich analiza doprowadziła do wniosku, że wyniki pomiarów zależą w istotny sposób od średniej wartości amplitudy impulsów widma,czyli od wzmocnienia gazowego.

W celu zweryfikowania hipotezy zaplanowano i wykonano drugą serię pomiarów. W tej serii dla każdego ciśnienia CO₂ w liczniku stosowano z jednym wyjątkiem tylko jedną wartość ciśnienia tlenu i przeważnie bliskie sobie. Natomiast starano się wykonywać pomiary przy trzech różnych wzmocnieniach gazowych, odpowiadających amplitudom impulsów U (bez przyklejania) okożo 1,10 i 40 mV. Wyniki pomiarów przedstawicno w tab. 2. W tabeli tej podano w dodatkowej kolumnie średnie wartości U amplitud impulsów widm bez przyklejania. Te same wyniki przedstawiono na rys. 22. Widać, że pomiary odpowiadające w przybliżeniu tej samej amplitudzie impulsów układają się wzdłuż prostej przechodzącej przez początek układu współrzędnych, tj. wyniki można aproksymować zależnością

$$\gamma = \gamma_3^* \begin{bmatrix} co_2 \end{bmatrix}, \qquad (III.1)$$

45





Rys. 22. Wyniki pomiarów drugiej serii. Wartości napięć w mV przy odpowiednich prostych są przybliżonymi wartościani amplitud impulsów bez przyklejania elektronów, punktów pomiarowych danej prostej

Wyniki pierwszej serii pomiarów

Lp.	p(CO ₂) [Tr]	p(0 ₂) [m Tr]	v [v]	U [mV]	U2 [mV]	y [10 ⁻¹¹ cm ³ /sek]	Uwagi
1	590	42	3600	0,74	0,33	5.4	
2	590	42	4240	13,8	8,5	3,7	
3	590	25	4240	19	11	2,84	
4	760	45	4820	15,3	9	3,4	
5	760	30	4150	1,14	0,48	7,6	
6	760	30	4820	19,5	13,2	3,7	1.00
7	750	20	4150	1,9	0,56	5,9	
8	750	20	4820	20,5	16,7	2,8	1.1.1.1.1.1
9	1160	16	5270	2,46	0,87	11	
10	1160	16	6100	25,5	18,8	4,4	
11	1170	47	6100	15,2	3,82	5,6	$r_0 = 3 \text{ cm}$
12	1560	47	7120	12,4	3,3	9,2	$r_0 = 3 \text{ cm}$
13	1560	33	7120	15	4,26	7,7	2
14	1560	22	7120	23	15,8	4,65	
15	1920	13	7800	14,5	8,7	7,7	

Lp.	p(CO ₂) [Tr]	p(0 ₂) [m Tr]	v [v]	U [mV]	U ₁ [mV]	U2 [mV]	v [10 ⁻¹¹ cm ³ /sek]	Uwagi
16	395	26	2920	1,0	0,9	0,64	4,2	
17	760	20	3930	1,0	0,8	0,45	6,8	
18	760	20	4500	9,5	8,2	5,8	4,7	
19	760	20	5100	50	44	40	1,6	
20	1150	21,5	4900	1,1	0,75	0,38	11	$r_2 = 3 \text{ cm}$
21	1150	20	5500	10,5	6,45	3,35	7,2	
22	1150	20	6200	40	33	28	2,7	
23	1510	20	6570	12,5	10	4,2	8,4	
24	1510	20	7120	33	30	19	4,1	
25	1920	20	7300	10,5	7,4	2,0	11	
26	1920	20	8140	37	30	16,6	5,7	
27	1880	13	6470	1,2	0,71	0,47	18	$r_2 = 2,5 \text{ cm}$

Wyniki pomiarów w drugiej serii pomiarów

odpowiadają wzorowi (I.17). Ponieważ w przedstawionych pomiarach, stosowane ilości tlenu były 10^5 razy mniejsze od ilości CO_2 , a wyrazy γ_3 i γ_3^2 są bliskie sobie, wyraz $\gamma_3^2[O_2]$ był niemierzalny.

Ważnym rezultatem przedstawionych wyników jest fakt zależności współczynnika d od amplitudy impulsów. W tej sytuacji wykonano trzecią serię pomiarów. W pomiarach tych licznik wypełniono do ciśnienia $p(CO_2) = 1570$ Tr i $p(O_2) = 10$ m Tr, a pomiary wykonano przy różnych średnich wartościach amplitud impulsów. Wyniki pomiarów przedstawiono w tab. 3.

Tabela 3

Lp.	p(CO ₂) [Tr]	p(0 ₂) m Tr	v [v]	U [mV]	U ₁ [mV]	U2 [mV]	[10-30 cm ⁶ / sek]	Uwagi
28	1570	10	5700	0,9	0,7	0,27	3,0	r ₂ = 30 mm
29	1570	10	6100	3,2	2,7	0,98	2,6	
30	1570	10	6470	8,8	7,35	4,48	1,7	
31	1570	10	6980	26	22,3	18	1,0	
32	1570	10	7720	71	57,5	55,5	0,42	

Wyniki trzeciej serii pomiarów

W tabeli w miejsce współczynnika szybkości przyklejania γ podano bezpośrednio współczynnik "oddziaływań trzech ciał" γ_3' . Graficznie te same wyniki pokazano na rys. 23.

Stwierdzono, że wyrażenie będące odwrotnością współczynnika ⁷ jest wprost proporcjonalne do amplitudy impulsów U (rys. 24). Bardziej przekonywująco dokumentuje to rys. 25, na którym zaznaczono też punkty pomiarowe drugiej serii pomiarów. Pomiary z pierwszej serii pomiarów nie są uwzględnione na rys. 25, ponieważ nie mierzono systematycznie amplitudy impulsów bez przyklejania w tej serii. Jeżeli amplitudy impulsów bez przyklejania w pierwszej serii pomiarów wyznaczy się z przybliżonych oszacowań, to uzyskane punkty doświadczalne układają się też wzdłuż prostej z rys. 25 z tym, że rozrzut punktów jest większy.



Rys. 23. Zależność współczynnika do amplitudy impulsów U z pomiarów trzeciej serii



Rys. 24. Odwrotność współczynnika 1/3 w funkcji amplitudy impulsów U z trzeciej serii pomiarów

50

III.2. Obliczenia

Liniowa zależność $1/\sqrt[3]{3}$ od U z rys. 25, została wyznaczona metodą regresji drugiego stopnia z uwzględnieniem wagi statystycznej dla każdego punktu pomiarowego równej odwrotności kwadratu rzędnej punktu. To znaczy założono, że błędy względne wszystkich punktów pomiarów są sobie równorzędne. Jeżeli równanie prostej zapisze się w postaci

$$\frac{1}{2^{\prime}} = a + bU,$$
 (III.2)



Rys. 25. 1/3 w funkcji U według wyników drugiej i trzeciej serii pomiarów

to minimalizacji podlegała suma

$$\sum_{i/16}^{32} \frac{1}{y_i^2} \left[y_i - (a + b x_i) \right]^2.$$
 (III.3)

W sumie (III.3) indeks i oznaczał numer pomiaru, y_i wartość rzędnej, tj. $1/v_3^{\prime}$ i-tego pomiaru, x_i - wartość odciętej, tj. U i-tego pomiaru. Wyliczone w ten sposób współczynniki a i b są równe

$$a = 0,315 \cdot 10^{30} \text{ sek/cm}^6$$
; $b = 0,028 \cdot 10^{30} \text{ sek/cm}^6 \text{ mV}$. (III.4)

Konsekwentnie wyliczono średni kwadratowy błąd względny pojedynczego pomiaru wielkości 1/72

$$\sigma_{y_1} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{32} \frac{1}{y_1^2} [y_i - (a + bx_i)]^2}{\frac{1}{15}}} \approx 5.8 \cdot 10^{-2} \quad (\text{III.5})$$

i średni kwadratowy błąd względny wartości średniej

$$\sigma_{y_i} = \frac{\sigma_{y_i}}{\sqrt{16}} \simeq 1.5 \cdot 10^{-2}.$$
 (III.6)

Jeżeli średni kwadratowy błąd względny pojedynczego pomiaru wielkości $1/n_3'$ jest równy 5,8%, to maksymalny błąd względny w sensie probabilistycznym jest 3 razy większy, tj. około 17,5%. Taki sam jest też maksymalny błąd względny pojedynczego pomiaru wielkości odwrotnej, tj. r_3' . Liczba 17,5% jest w bardzo dobrej zgodzie z oszacowanym błędem 17% ze wzoru (II.7) i (II.8), a wyliczonym z parametrów aparatury.

Maksymalny względny błąd wartości średniej wielkości $1/V_3$, trzy razy większy od średniego kwadratowego błędu względnego wartości średniej (III.6), jest równy 4,5%. Taki błąd można przypisać też przypadkowi, gdy U = 0, tzn. współczynnikowi a w równaniu prostej. Ostatecznie więc można napisać (zaokrąglając błąd w górę)

$$a = (0.315 \pm 0.015) \cdot 10^{30} \text{ sek/cm}^{\circ}$$
 (III.7)

standard in her such and some 2 way

IV. DYSKUSJA

IV.1. <u>Porównanie wyników pomiarów z rezultatami wcześniejszymi</u>Wzór III.2 można też zapisać w postaci:

$$\frac{1}{\gamma_3^{*}} = \frac{1}{\gamma_{30}^{*}} (1 + \mathcal{E}U), \qquad (IV.1)$$

lub inacze,

$$\gamma_3^2 = \frac{\gamma_3^2}{1+\gamma_0},$$
 (IV.2)

gdzie

$$\dot{\gamma}_{30} = (3.18 + 0.15) \cdot 10^{-30} \text{ cm}^6/\text{sek}; \gamma = 0.089$$
 (IV.3)

Porównując otrzymane wyniki z rezultatami wcześniejszymi zestawionymi poniżej

Literatura	Zmierzone wartości współczynników			
	$\gamma_2 \left[10^{-12} \text{ cm}^3/\text{sek}\right]$	γ' ₃ [10 ⁻³⁰ cm ⁶ /sek]		
[21] ¹)	8	2,8		
[23]	4,7	1,67		
[28]	-	3,0		
[30]		3,1±0,3		

¹ Pomiary L.B. O'Kelly, G.S. Hurst, T.E. Bortner, ORNL - 2887, styczeń 1960, nie publikowane [21].

stwierdza się zgodność wartości γ'_{30} z pomiarami [28, 30] wykonanymi metodą "roju elektronów".

Według uzyskanych wyników, przylepianie elektronów w mieszaninie 0₂ + CO₂ zachodzi w procesie "oddziaływań trzech ciał" z tym, że wartość współczynnika ¹, zależy od innych zjawisk jonizacyjnych występujących w komorze pomiarowej - w tym przypadku lawinowej jonizacji gazu przy nici anodowej, tj. wzmocnienia gazowego, a więc średniej wartości amplitud impulsów U.

Przeoczenie tej zależności przy interpretacji pomiarów wykonanych technikami, w których występowały dodatkowe zjawiska jonizacyjne w komorze pomiarowej prowadziło do mylnych wniosków (np. stwierdzanie współczynnika / itp.).

IV.2. Interpretacia fizyczna

Z otrzymanych rezultatów wynika, że współczynnik γ_3^* maleje ze wzrostem amplitudy rejestrowanych impulsów, która z kolei jest proporcjonalna do wielkości jonizacji lawinowej przy nici anodowej. Aby ocenić ewentualne możliwe wpływy jonizacji lawinowej na współczynnik γ_3° , należy rozpatrzyć następstwo czasowe kolejnych procesów związa-Grupa elektronów nych z rejestracją jednego impulsu elektrycznego. pierwotnych, wytworzonych w akcie pochłonięcia jednego kwantu promieniowania rentgenowskiego w miejscu r odległym od nici anodowej średnio 3,5 cm, dryfowała pod działaniem pola elektrycznego w kierunku nici anodowej. Wyniki pomiarów odnosiły się do zjawiska przyklejania elektronów pierwotnych od miejsca ich powstania $r_2 = 3,5$ cm do miejsca r₁ = 2 cm. Powstałe wzbudzone jony ujemne ulegały w czasie około 10⁻⁹ sek stabilizacji lub rozpadały się z powrotem na molekułę tlenu i elektron. Elektrony, które odkleiły się dryfowały razem z pozostakymi. Czas dryfu elektronów na odcinku od $r_2 = 3,5$ cm do $r_1 = 2,0$ cm zawierał się (w zależności od wartości zredukowanego natężenia pola elektrycznego) w granicach od 8 do 17 µ sek. Następnie mijał jeszcze czas od 4 do 8 µ sek zanim grupa tych elektronów, które nie przykleiły się do molekuł tlenu tworzących stabilne jony ujemme, dochodziła do obszaru lawinowej jonizacji gazu. Różnica w czasie dojścia

do anody pierwszych i ostatnich elektronów z dryfującej grupy, spowodowana dyfuzją elektronów wynosiła od 2 do 3.5 całkowitego czasu przelotu, a więc mała. Tak więc nie może być mowy o jakimś bezpośrednim wpływie lawinowej jonizacji gazu na zjawisko zmniejszenia liczby przyklejonych elektronów pierwotnych z tej grupy elektronów, która wywożała jonizację lawinową. Fowstałe w procesie jonizacji lawinowej jony dodatnie po czasie kilkanaście m sek, dochodzą do katody. Ponieważ średni odstęp czasu między dwoma kolejnymi impulsami w liczniku, przypadającymi na 1 cm długości licznika, wynosił około 1 sek, prawdopodobieństwo spothania się dryfujących jonów dodatnich do katody z grupą elektronów pierwotnych pochodzących z innego aktu jonizacji pierwotnej było znikome i mechanizm oddziaływania jonów dodatnich ze wzbudzonymi jonami $O_2^{-\mathbf{x}}$ też nie może mieć miejsca.

Można przypuszczać, że za malenie współczynnika γ_3^* są odpowiedzialne wzbudzone molekuły CO₂ lub O₂ będące produktami lawinowej jonizacji gazu przy nici anodowej. Gęstość wzbudzonych molekuł wynikałaby ze stanu dynamicznej równowagi między szybkością ich zaniku i tworzenia. Szybkość powstawania byłaby proporcjonalna do wielkości jonizacji lawinowej i liczby aktów jonizacji lawinowej (tj. liczby zliczonych impulsów) w jednostce czasu, a szybkość zaniku proporcjonalna do zderzeń dezaktywacyjnych, a więc do ciśnienia CO₂ w liczniku.

7 przypadku wzbudzonych molekuł 0_2 , schemat zjawiska mógłby wyglądać następująco: Wzbudzone jony ujemne 0_2^{-x} powstają tylko w zderzeniach elektronów z nie wzbudzonymi molekułami tlenu o gęstości $[0_2^o]$ To znaczy

$$v_3' = v_{30}' \frac{[o_2^\circ]}{[o_2]}$$
 (IV.4)

Całkowita gęstość molekuł tlenu jest równa

$$\begin{bmatrix} 0_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0_2^{\circ} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0_2^{\mathsf{x}} \end{bmatrix}, \qquad (\mathsf{IV}_{\cdot}\mathsf{5})$$

gdzie $\begin{bmatrix} 0_2^x \end{bmatrix}$ jest gęstością wzbudzonych molelawł. Przyrost liczby molekuł wzbudzonych w jednostce objętości i czasu jest wprost proporcjonalny do gęstości molekuż $\begin{bmatrix} 0\\2 \end{bmatrix}$ i energii wzbudzeń wytwarzanych w liczniku w jednostce czasu. Energia wzbudzeń jest proporcjonalna do liczby elektronów wytworzonych przy rejestracji jednego impulsu, a więc proporcjonalna do U i do liczby impulsów w jednostce czasu, czyli w warunkach eksperymentu proporcjonalna do ciśnienia dwutlenku węgla p. W skrócie można zapisać przyrost liczby molekuż wzbudzonych w jednostce czasu i objętości wyrażeniem $\mathcal{E}\begin{bmatrix} 0\\2 \end{bmatrix}$ pU, gdzie g - staża proporcjonalności. Ubytek molekuż wzbudzonych jest równy ilorazowi gęstości molekuż wzbudzonych $\begin{bmatrix} 0\\2 \end{bmatrix}$ i średniego czasu ich życia, który jest odwrotnie proporcjonalny do ciśnienia dwutlenku węgla p. W warunkach równowagi spełniona jest równość

$$g\left[0^{\circ}_{2}\right] pU = \left[0^{x}_{2}\right] p/\mathcal{E}_{1}, \qquad (IV.6)$$

gdzie **Z**₁ jest czasem życia molekuły O^X₂ przy jednostkowym ciśnieniu CO₂. Z równań (IV.4), (IV.5) i (IV.6) otrzymuje się zależność

$$\gamma_{3}^{*} = \frac{\gamma_{30}^{*}}{1 + g \mathcal{E}_{1} U},$$
 (IV.7)

która mogłaby tłumaczyć wyniki doświadczalne - wzór (IV.2).

Rola wzbudzonych molekuł CO_2 może się ujawniać w zderzeniach stabilizujących. Jest mało prawdopodobne, aby w zderzeniach, stabilizujących jonu O_2^{-X} lub CO_4^{-X} z molekułami CO_2 , jon wzbudzony przechodził do stamu podstawowego. Raczej jest to przejście do stamu O_2^{-2} lub CO_4^{-2} o jeden lub dwa poziomy oscylacyjne niższego, z którego rozpad jonu nie jest już energetycznie możliwy. Przejście wzbudzonego jonu O_2^{-2} lub CO_4^{-2} do stamu podstawowego odbywa się w następnych zderzeniach stabilizujących opisywanych w uproszczeniu średnim współczynnikiem szybkości k_s. W przypadku obecności wzbudzonych molekuł CO_2^{-2} , występowałyby zderzenia między nimi i jonami O_2^{-2} ze współczynnikiem szybkości k_f powodujące rozpad jonu. Dla jonów O_2^{-2} można by to zapisać procesami

$$0_2^{-x} + C_2 \xrightarrow{k} 0_2^{-1} + C_2 + \text{energia kinet.}$$
 (IV.8a)

57

$$0_2^{-}$$
 + 0_2^{-} 0_2^{-} + 0_2^{-} + energia kinet. (IV.8b)

$$o_2^{-2} + co_2^{x} \xrightarrow{f} e + o_2 + co_2 + energia kinet.$$
 (IV.8c)

Podobnie przedstawiać to by się mogło w przypadku jonów CO₄. Analogicznie jak wzór (I.11) można ctrzymać z procesów (IV Sa-c)

$$\gamma_{3}^{*} = \gamma_{30}^{*} \left[\frac{k_{s} [co_{2}]}{k_{s} [co_{2}] + k_{f} [co_{2}^{*}]} - \frac{\gamma_{30}^{*}}{1 + \frac{k_{f}}{k_{s}} [co_{2}^{*}]} \cdot (IV.9) \right]$$

We wzorze (IV.9) przyjęto, że $\begin{bmatrix} CO_2 \end{bmatrix} \simeq \begin{bmatrix} CO_2^0 \end{bmatrix} \gg \begin{bmatrix} CO_2^x \end{bmatrix}$. Współczynnik szybkości k, może być bliski gazo-kinetycznemu, tj. około 5 . 10^{-11} cm³/sek, a współczynnik k może być znacznie mniejszy, nawet trzy rzędy. Stosunek $\begin{bmatrix} CO_2^x \end{bmatrix} / \begin{bmatrix} CO_2 \end{bmatrix}$ można wyznaczyć z zależności identycznej jak (IV.6).

Ostatecznie

$$v_{3}^{*} = \frac{v_{30}^{*}}{1 + \frac{k_{f}}{k_{s}} g \mathcal{C}_{1} U},$$
 (IV.10)

przy czym g i **U**₁ są wielkościami jak we wzorze (IV.6), ale odnoszącymi się do wzbudzonych molekuł CO₂.

O powodzeniu opisanych modeli decydują oszacowania gęstości wzbudzonych molekuł lub inaczej stałe g \mathcal{E}_1 we wzorach (IV.7) i (IV.10). Źródłem energii wzbudzeń jest proces lawinowej jonizacji gazu w pobliżu nici anodowej. Jeżeli przez w₁ oznaczyć średnią pracę jonizacji w procesie jonizacji lawinowej, to suma energii wzbudzeń molekuł gazu odpowiadająca rejestracji jednego impulsu elektrycznego jest równa

$$B_{1} = \frac{U \cdot C}{e} w_{1} \cdot (IV \cdot 11)$$

We wzorze U jest amplitudą napięcia rejestrowanego impulsu, C - pojemnością elektryczną wejściową licznika, e - ładunkiem elektrycznym elektronu. Wartość w₁ nie jest znana i jej wyliczenie lub wyznaczenie jest samo w sobie interesujące. Uczynić to można następująco: Jeżeli w odległości r od nici jest n elektronów, to w czasie dryfu o odcinek -dr w kierunku nici anodowej elektrony zyskują od pola elektrycznego energię -e En dr. gdzie E jest natężeniem pola elektrycznego w miejscu r. Całkowita energia uzyskana od pola elektrycznego jest równa całce od miejsca r_p gdzie jonizacja lawinowa rozpoczyna się aż do r_a. Otrzymana wartość podzielona przez liczbę elektronów dochodzących do nici anodowej jest szukaną wielkością w₁. Uwzględniając wzory (I.1) i (I.2) można napisać:

$$w_{l} = \frac{ep r_{a} S_{a} \int_{S_{o}}^{S_{a}} \frac{1}{S} exp \left[pr_{a} S_{a} F(S) \right] dS}{exp \left[pr_{a} S_{a} F(S_{a}) \right]}$$
(IV.12)

Wyliczone wartości dla CO_2 z uwzględnieniem (I.3) w funkcji ciśnienia gazu i wzmocnienia gazowego są przedstawione na rys. 26. Energia E₁ jest praktycznie w całości pochłaniana w gazie z powodu silnego pochłaniania promieniowania w $CO_2^{(1)}$.

W przypadku wzbudzonych molekuł CO_2^X , zostaną rozpatrzone wzbudzenia oscylacyjne. Molekuła CO_2 ma [45, 46] 4 stopnie swobody związane z trzema normalnymi modami drgań: podwójnie zdegenerowany poprzeczny o częstości $\gamma_1^{\prime} = 2000 \cdot 10^{10} \text{ sek}^{-1}$, podłużny symetryczny o częstości $\gamma_2^{\prime} = 3953 \cdot 10^{10} \text{ sek}^{-1}$ i podłużny asymetryczny $\gamma_3^{\prime} = 7037 \cdot 10^{10} \text{ sek}^{-1}$. W tab. 4 przedstawione są pierwsze cztery wzbudzone stany oscylacyjne molekuły $\operatorname{CO}_2^{\prime}$. Przejścia promieniste molekuły $\operatorname{CO}_2^{\prime}$ ze

¹)Według [41-43] współczynnik pochłaniania promieniowania nadfloletowego w zakresie fal od 1000 do 200 Å przez CO₂, przy ciśnieniu 1 Atm nie jest mniejszy od 300 cm⁻¹. a przeważnie jest ok. 800 cm⁻¹. Podobnie ma się rzecz w tlenie [44].



Rys. 26. Praca jonizacji w₁ w procesie jonizacji lawinowej w liczniku proporcjonalnym z CO_2 przy $r_a = 0,05 \text{ mm}$ i $r_k = 41,15 \text{ mm}$ w funkcji ciśnienia gazu i wzmocnienia gazowego wg wzoru (IV.12)

stanów oscylacyjnych wzbudzonych są wzbronione. Przejścia do stanów podstawowych realizują się w zderzeniach z molekułami obojętnymi.

Tabela 4

Wykaz najniższych stanów oscylacyjnych molekuły CO ₂ [45, 46]						
- 2.0	Pozio	my wzbud	lzenia	Energia wzbudzenia		
Stan	Mod 1	Mod 2	Mod 3	ev]		
0	0	0	0	0		
1	1	0	0	0,0828		
2	2	0	0	0,1656		
3.	0	1	0	0,1637		
4	0	0	1	0,2914		

Średni czas życia C w stanie wzbudzonym, nazywany czasem relaksacji oscylacyjnej jest odwrotnie proporcjonalny do ciśnienia gazu. W tab. 5 są przedstawione czasy relaksacji wyliczone wg danych Mariotta 45, 46.

60

Tabela 5

Wyliczone czasy relaksacji oscylacji molekuły C0, przy ciśnieniu 1 Atm w stanach z tab. 4, wg danych Mariotta [45, 46] Stan 1 2 3 4 Czas relaksacji [µsek] 25 65 65 20

Gęstość molekuł wzbudzonych można wyliczyć ze stamu równowagi liczby powstających molekuł wzbudzonych w jednostce czasu i liczby ubywających. Równanie równowagi dla objętości gazu odpowiadającej 1 cm długości wzdłuż nici anodowej licznika ma postać:

$$n_1 \frac{\underline{U} \cdot \underline{C}}{e} \frac{\underline{w}_1}{\Delta E} = \pi r_k^2 \left[\cos^2_2 \right] \frac{1}{\zeta},$$

gdzie n – liczba zliczeń impulsów w jednostce czasu na jednostkę długości nici, ΔE – średnia energia wzbudzenia oscylacyjnego molekuły. Przyjmując dla p(CO₂) = 2 Atm, n₁ = 0,4/sek cm, w₁ = 70 eV, ΔE = 0,2 eV, \mathcal{T} = 35 µ sek, otrzymuje się wartość $[CO_2^X]$ = 24 . U/ cm³ mV – praktycznie do pominięcia. Chociaż rozważania były uproszczone, to nie wydaje się możliwym uzyskać tą drogą zadowalających rezultatów. Być może, że należałoby szukać rozwiązania w istnieniu długo żyjących nisko wzbudzonych stanów elektronowych CO₂, ale takie nie są znane autorowi.

Drugą możliwością są wzbudzone molekuły 0_2 . Czasy relaksacji oscylacji molekuł 0_2 są 10^3 razy większe, aniżeli w przypadku $C0_2$ [47]. Ponadto molekuła 0_2 ma dwa nisko położone poziomy wzbudzeń elektronowych $1\Delta_g^+$ o energii 0.96 eV i $1\Sigma_g^+$ o energii 1,63 eV. Stany te są wzbronione ze względu na przejście promieniste, a dezaktywacja ich przez zderzenia z innymi molekułami jest trudna. W szczególności szybkość dezaktywacji wzbudzenia $1\Delta_g^+$ w zderzeniach z inną molekułą 0_2 jest wg [48] 2,2 . 10^{-18} cm³/ (sek molekuła) a w zderzeniach z $C0_2$ 100 razy mniejsza, równa $0,015 \cdot 10^{-18}$ cm³/(sek molekuła). Znaczy to że średni czas życia wzbudzonej molekuły 0_2 w stanie Δ_g^+ w $C0_2$ pod ciśnieniem 1 Atm wynosi 2,5 sek. Podstawiając do równania (IV.13) wartości $\mathcal{Z} = 1,25$ sek, $\Delta E = 1$ eV, otrzymuje się wartość $\begin{bmatrix} 0 \\ 2 \end{bmatrix}$ 1.7 . 10⁵ cm⁻³, też stanowczo za małą, aby uzasadnić przedstawione hipotezy.

Wiedza o długo żyjących niskich wzbudzonych poziomach molekuł jest mała i być może w grę wchodzą nie znane do tej pory wzbudzenia molekuł CO₂ lub O₂.

Możliwe, że odpowiedzialnymi są molekuły będące produktami dysocjacji w lawinowej jonizacji gazu. W procesie jonizacji CO₂ elektronami, produktami dysocjacji, których ilość jest znaczna, są molekuły CO, O i ich jony dodatnie [50, 51]. Powstają one w zderzeniach elektronów z molekułami CO₂ wg możliwości przedstawionych w tab. 6.

Tabela 6

Najbardziej prawdopodobne procesy dysocjacji molekuły CO₂ w zderzeniu z elektronem oraz wartości energii odpowiednich procesów wg Smytha i Stueckelberga 50

Proces	Energia (eV)
$c_{2} - c_{0} + 0$	5,6
$c_{02} - c_{0}^{+} + 0 + e$	19,6
$CO_2 \rightarrow CO + O^+ + e$	19,0
co co ⁺ + e	14
0 0 ⁺ + e	13,5

Corvin i Corrigan [51] pomierzyli współczynnik dysocjacji molekuł CO₂ na fragmenty CO i O pod wpływem zderzeń z elektronami w wyładowaniu elektrycznym w zakresie zredukowanych natężeń pola elektrycznego od 10 do 30 V/cm Tor. Aproksymując uzyskane w [51] wyniki do wartości pól elektrycznych w obszarze jonizacji lawinowej gazu w liczniku proporcjonalnym, otrzymuje się, że średnio na jeden elektron w jonizacji lawinowej powstaje jedna para cząstek CO i O lub ich jonów. Biorąc pod uwagę, że średnia praca jonizacji w procesie lawinowej jonizacji CO₂ jest około 70 eV, uzyskany wynik jedna para cząstek CO i O na jeden elektron wydaje się być rozsądnym. Można przypuszczać, że jony CO^+ i O^+ w czasie dryfu do katody wywołują w zderzeniach z molekułami CO_2 lub O_2 procesy przeładowań, ponieważ energie jonizacji CO_2 i O_2 równe odpowiednio 13,6 i 12,2 eV są niższe od energii jonizacji CO i O. Powstałe atomy tlenu w zderzeniach z drobinami tlenu tworzą drobiny ozonu wg reakcji

$$0 + 0_{2} - 0_{3} + 1,0 \text{ eV}.$$
 (IV.14)

Drobiny CO w zderzeniach z drobinami O₂ wywołują prawdopodobnie reakcję

$$CO + O_2 - CO_2 + O + O_5 eV.$$
 (IV.15)

Ostatecznie w gazie $CO_2 + O_2$ powstają stabilne drobiny O_3 i ewentualnie CO. Być może te właśnie molekuły w zderzeniach z wzbudzonymi jonami O_2^{-x} powodują ich rozpad. Przyjmując, że ubytek molekuł O_3 i CO zachodzi w zderzeniach

$$0_3 + 0_3 - 30_2 + 3eV_4$$
 (IV.16a)

$$0_3 + C0 - C0_2 + 0_2 + 4,6 eV,$$
 (IV.16b)

opisywanych współczynnikiem szybkości k, można napisać równanie równowagi dynamicznej

$$n_1 \frac{c}{e} U = \pi r_k^2 k [0_3]^2$$
. (IV.17)

Przyjmując k z gazokinetycznych przekrojów czynnych ok. 5.10^{-11} cm³/ sek, otrzymuje się wartość $\begin{bmatrix} 0 \\ 3 \end{bmatrix}$ 0,6 . $10^7 \sqrt{u}$ /cm³ mV^{1/2} też za małą do wythumaczenia zjawiska zmilejszania szybkości przyklejania ze wzrostem wzmocnienia gazowego w liczniku proporcjonalnym.

Jest jeszcze możliwość związana ze zjawiskiem przeładowywania jonów CO⁺ dryfujących do katody z molekułami O₂. Dzięki temu zjawisku gęstość molekuł 0₂ mogłaby wzrosnąć w pobliżu katody kosztem zmniejszenia gęstości w pozostałej objętości licznika, a ponadto jony 0⁺₂ neutralizujące swój ładunek przy katodzie (miedzianej) mogły wiązać się czasowo z powierzchnią katody. Ostatnia hipoteza jest tak dowolna, a argumentów na jej poparcie tak mało, że próba ilościowego oszacowania przy obecnym stanie wiedzy o badanym zjawisku jest niecelowa.

Reasumując należy stwierdzić, że problem interpretacji fizycznej zjawiska pozostaje otwarty i może być rozstrzygnięty przez nowe inaczej ustawione eksperymenty.

IV.3. Zakłócenie pracy licznika proporcjonalnego z CO z domieszka tlenu

Przekształcając zależność (II.5) można napisać wzór

$$\ln D = \frac{p(CO_2)\ln(r_k/r_a)p(O_2)(r^2-r_c^2)}{2V\mu}, \quad (IV.18)$$

gdzie:

- D stosunek amplitudy impulsów z licznika wypełnionego czystym
 CO2 do amplitudy przy zanieczyszczeniu CO2 tlenem,
- r odległość od miejsca jonizacji pierwotnej do nici anodowej,
- r_c odległość od nici anodowej do miejsca, w którym praktycznie przylepianie już nie zachodzi.

Do wyznaczenia wartości r_c można posłużyć się wynikami z tab. 2 i 3 Otrzymane wartości chociaż charakteryzują się pewnym rozrzutem, grupują się wokół wartości $r_c = 1$ cm nie zależnie od ciśnień i amplitud impulsów. Podstawiając do wzoru IV.18 odpowiednie zależności otrzymuje się

$$\ln D = \frac{3.1 \cdot 10^{-3}}{r_a S_a (1+9.10^{-2} \text{UmV}^{-1}) \text{ cm}^2} - 1) p(CO_2) p(O_2) \frac{V}{\text{Atm mTr Tr}}, (IV.19)$$

Iloczyn r $_{aa}^{S}$ w zakresie ciśnień CO₂ od 1 do 2,5 Atm zawiera się w granicach od 1 do 0,5 V/Tr w przybliżeniu, więc

$$\ln D = \frac{4.1.10^{-3}}{1+9.10^{-1} \text{ UmV}^{-1} \text{ cm}^2} - 1)p(CO_2)p(O_2)(\text{Atm mTr})^{-1}. \quad (IV.20)$$

Widać, że przy ustalonej ilości domieszki tlenu, destrukcyjny wpływ tlenu silnie rośnie ze wzrostem ciśnienia CO_2 oraz średnicy licznika. Pomiary wykazywały, że przy D = 3 pik o energii 5,9 keV był bandzo mocno rozmyty i jako graniczną wartość pozwalającą wykonywać przynajmniej niektóre pomiary licznikiem proporcjonalnym należy przyjąć D = 2.

Z przedstawionych zależności wynika, że bez trudności można w liczniku proporcjonalnym wypełnionym CO₂ wykryć domieszkę tlemu o koncentracji $[O_2]/[CO_2] = 10^{-6}$.

PODSUMOWANIE

1. Opracowano nową metodę pomiaru szybkości przyklejania elektronów do molekuł tlenu w liczniku proporcjonalnym. Różnica między opracowaną metodą i znaną z literatury [23] polega na jonizowaniu gazu w liczniku skolimowaną wiązką promieniowania skierowaną równolegle do nici anodowej, a nie prostopadle i na możliwości regulowania odległości od nici anodowej do osi wiązki. Dzięki temu można mierzyć efekty przyklejania elektronów przy różnych odległościach wiązki jonizującej od nici anodowej i wyliczać bezpośrednio, bez dodatkowych założeń efekty różniczkowe. W metodzie przyjętej w [23] otrzymuje się wyniki całkowe. Wyliczenie z nich szybkości przyklejania wymaga dodatkowe założenia (szczegóły na str. 19-20).

2. Pomierzono szybkość przyklejania termicznych elektronów do molekuł tlenu w mieszaninie $CO_2 + O_2$ w zakresach ciśnień innych od przyjętych we wcześniejszych pracach. Pomiary wykonano przy ciśnieniach O_2 od 10 do 50 mTr i CO_2 od 400 do 1900 Tr, podczas gdy w pracy [23] przy ciśnieniach O_2 od 0,1 do 0,9 Tr i CO_2 od 200 do 600 Tr, a w pracach [28] i [30] O_2 i CO_2 od 4,4 do 700 Tr.

3. Według otrzymanych wyników przyklejanie termicznych elektronów do molekuł tlemu w mieszaninie $CO_2 + O_2$ zachodzi tylko w procesie "oddziaływań trzech ciał". Wartość współczynnika szybkości przyklejania w procesie oddziaływań trzech ciał zależy od innych zjawisk jonizacyjnych występujących w komorze pomiarowej.

W przypadku wykonanych pomiarów współczynnik zależy od wielkości jonizacji lawinowej przy nici anodowej licznika proporcjonalnego, tj. od wzmocnienia gazowego w liczniku proporcjonalnym lub inaczej od średniej wartości U widma amplitud impulsów wg zależności

$$y'_3 = \frac{y'_{30}}{1+y_0}$$

gdzie

$$\gamma'_{30} = (3,18 \pm 0,15) \cdot 10^{-30} \text{ cm}^6/\text{sek}; = 0,089 \text{ m V}^{-1}$$

Wartość Y₃₀ - współczynnika szybkości przyklejania w procesie oddziaływań trzech ciał, gdy wielkość jonizacji lawinowej przy nici anodowej zmierza do zera zgadza się z wartością zmierzoną w pracach [28, 30] metodą "roju elektronów".

4. Stwierdzona w pracy zależność γ_3' od innych zjawisk jonizacyjnych w komorze pomiarowej nie była dotychczas obserwowana. Przeoczenie tej zależności prowadziło do mylnych interpretacji wyników pomiarów uzyskiwanych przy pomocy różnych metod (np. stwierdzenie współczynnika γ_2 , γ_4' itp.) i w konsekwencji prowadziło do rozbieżności uzyskiwanych wyników.

5. Przeprowadzono dyskusję możliwych procesów fizycznych towarzyszących lawinowej jonizacji gazu w liczniku proporcjonalnym zmiejszających współczynnik γ_3 .

PODZIĘKOWANIE

Składam serdeczne i gorące podziękowania mojemu Opiekunowi i Nauczycielowi od czasów moich studićw do chwili obecnej prof. dr Wł. Mościckiemu za wszystkie lata pracy i trudu jakie dla mnie poświęcił, a za pomoc i cenną dyskusję w niniejszej pracy w szczególności.

Wpłynążo do Redakcji 17 kwietnia 1972 r.

LITERATURA

_1	Zastawny A., Postępy Techniki Jądrowej, 13, 789 i 1317, (1969).
2	Zastawny A., J. Sci. Instrum., 43, 179 (1966).
3	Zastawny A., Mizeraczyk J., Nukleonika, 11, 685 (1966).
4	Zastawny A., J. Sci. Instrum., 44, 395 (1967).
5	Rose M.E., Korff S.A., Phys. Rev., 59, 850 (1941).
6	Christow L.G., Dokl. Bulgarskoj A.N., 10, 453 (1957).
7	Kiser R.W., Appl. Sci. Rec., B8, 183 (1960).
8	Williams A.W., Sara R.I., Intern. J. Appl. Radiation and Isoto- pes, 12, 229 (1962).
9	Davila A.J., Korff S.A., Rev. Sci. Instr., 31, 532 (1960).
10	De Vries Hl., Barendsen G.W., Physica, 19, 987 (1953).
11	Srdoc D., Sliepcevic A., Intern. J. App. Radiation and Isotopes, 14, 481 (1963).
12	Bloch F., Bradbury N.E., Phys. Rev. 48, 689 (1935).
13	Phelps A.V. Voshall R.E., J. Chem. Phys., 49, 3246 (1968).
14	Mahan B.H. Walker I.C., J. Chem. Phys. 47, 3780 (1967).
15	Chen E., George R.D., Wentworth W.E., J. Chem. Phys., 49, 1973, (1968).
16	Dubs Ch.W. Sen H.K., Proceedings 4-th internat. conf. ionizat. phenom. gases, Uppsala 1959, V. I., North-Holand Publ. CompAm- sterdam - 1960.
17	Hurst G.S., Bortner T.E., Phys. Rev., 114, 116 (1959).
18	Frost L.S., Phelps A.V. Phys. Rev. 127, 1621 (1962).
19	Engelhardt A.G., Phelps A.V., Risk C.G., Phys. Rev., 135, A 1566 (1964).
20	Bortner T.E., Hurst G.S., Stone W.G., Sci. Instrum. 28, 103, (1957).
21	Conway D.C., J. Chem. Phys., 36, 2549 (1962).
22	Stockdale J.A. Christophorou L.G., Hurst G.S., J. Chem. Phys., 47, 3267 (1967).
23	Smith C.F., Conway D.C., Rev. Sci. Instrum., 33, 726 (1962).
24	Biondi M.A., Proceedings. 4-th internat. conf. ionizat. phenom. gases, Uppsala 1959, V. I., North-Holand Publ. Comp Amsterdam 1960.
25	Chanin L.M., Phelps A.V., Biondi M.A., Phys. Rev. Letters, 2, 344 (1959).

- 26 Phelps A.V., Pack J.L., Phys. Rev. Letters, 6, 111 (1961).
- 27 Chanin L.M., Pheops A.V., Biondi M.A., Phys. Rev., 128, 219, (1962).
- 28 Phelps A.V., Pack J.L., Tenth Symposium (International) on Combustion, 569, The Combustion Institute, 1965.
- 29 Pack J.L., Phelps A.V., J. Chem. Phys., 44, 1870 (1966).
- 30 Pack J.L., Phelps. A.V., J. Chem. Phys., 45, 4316 (1966).
- 31 Slater J.C., Rev. Mod. Phys. 18, 441 (1946).
- 32 Brodskii W.B., Zagik S.E., Zurnał Techniczeskoj Fizyki, 36, 672 (1966).
- 33 Hirsh M.N., Eisner P.N., Slevin J.A., Phys. Rev., 178,175 (1969)
- 34 Hirsh M.N., Eisner P.N., Slevin J.A., Rev. Sci. Instrum., 39, 1547 (1968).
- 35 Massey H.S.W., Burhop E.H.S., Electronic and Ionic Impact Phenomena, (Chap. 4), Oxford Clarendon Press 1952.
- 36 Schulz G.J., Bull. Am. Phys. Soc., 6, 387 (1961).
- 37 Conway D.C., Eesbitt L.E., J. Chem. Phys., 48, 509 (1968).
- 38 Moscicki A., Zastawny A., Nukleonika, 7, 801 (1962).
- 39 Zastawny A., Zeszyty Nauk Pol. Sl., s. Mat-Fiz., z. 15, 399 (1970).
- 40 Hake R.D., Phelps A.V., Phys. Rev., 158, 70 (1967).
- 41 Cook G.R., Metzger P.H., Ogawa M., J. Chem. Phys.44, 2935 (1966)
- 42 Cairns R.B., Samson J.A.R., Optical Society of America, 56, 526 (1966).
- 43 Mc Daniel Earl W., "Collision phenomena in ionized gases", John Wiley - NY - London - Sydney, 1964.
- 44 Hasted J.B., "Physics of Atomic collisions", London, Butterworths 1964.
- 45 Marriott R., Proc. Phys. Soc., 84, 877 (1964).
- 46 Marriott R., Proc. Phys. Soc., 86, 1041 (1965).
- 47 Lambert J.D., Atomic and Molecular Processes, Edited by D.R. Bates, Academic Press, NY. and London, 1962, Chap. 20. 4-5.
- 48 Findlay F.D., Snelling D.R., J. Chem. Phys., 55, 545 (1971).
- 49 Lassettre E.N., Shiloff J.C., J. Chem. Phys., 43, 560 (1965).
- 50 Smyth D., Stueckelberg E.C.E., Phys. Rev., 36, 472 (1930).
- 51 Corvin K.K., Corrigan S.J.B., J. Chem. Phys., 50, 2570 (1969).

PRZYKLEJANIE TERMICZNYCH ELEKTRONÓW DO MOLEKUŁ 02 W LICZNIKU PROPORCJONALNYM Z CO2 + 02

Streszczenie

Pomierzono szybkość przyklejania termicznych elektronów do molekuł O_2 w liczniku proporcjonalnym wypełnionym mieszaniną $CO_2 + O_2$ w zakresie ciśnień CO_2 od 400 do 1900 Tr i O_2 od 10 do 50 mTr. W przyjętej metodzie pomiarów, elektrony wytwarzano w procesie jonizacji gazu w liczniku skolimowaną wiązką promieni X o energii 5,9 keV z izotopu Fe-55, skierowaną równolegle do nici anodowej licznika. Istniała możliwość regulowania odległości od wiązki jonizującej do nici anodowej.

Według otrzymanych wyników pomiarów, przyklejanie elektronów odbywa się tylko w procesie oddziaływań trzech ciał, tj.

$$-\frac{1}{n}\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}t}=\gamma_3'[\mathrm{co}_2]\cdot[\mathrm{o}_2],$$

gdzie n – liczba elektronów, t – czas, γ – współczynnik szybkości przyklejania elektronów w procesie oddziaływań trzech ciał, [CO] i [O₂] – gęstość odpowiednich molekuł. Współczynnik γ_3 jest funkcją średniej wartości U widma amplitud impulsów rejestrowanych w liczniku z czystym CO₂ w tych samych pozostałych warunkach pracy wg zależności

$$v_3^2 = \frac{v_{30}^2}{1 + v_{0}^2}$$

w której: $\gamma'_{30} = (3,18 \mp 0,15) \cdot 10^{-30} \text{ cm}^6/\text{sek}, \gamma = 0,089 \text{ mV}^{-1}.$

Ponieważ U jest funkcją wzmocnienia gazowego w liczniku proporcjonalnym, można przypuszczać, że wartość współczynnika silnie zależy od innych zjawisk jonizacyjnych w komorze pomiarowej (w tym przypadku od lawinowej jonizacji gazu przy nici anodowej). Otrzymane wyniki pomiarow wyjaśniają różnice między wartościami szybkości przyklejania temnicznych elektronów zmierzonymi w wcześniejszych pracach. a w szczególności między wartością $\gamma_3 = (3,1 \pm 0,3) \cdot 10^{-30}$ cm⁶/sek zmierzoną przez Packa i Phelpsa metodą chmury elektronów w komorze dryfowej i wartościami mniejszymi otrzymanymi przy pomocy innych technik. Przedyskutowano możliwe procesy fizyczne odpowiedzialne za zmniejszanie współczynnika γ_3^2 .

MEASUREMENT OF THE ATTACHMENT OF THERMAL ELEKTRONS TO O_2 MOLECULES IN THE PROPORTIONAL COUNTER WITCH MIXTURE $CO_2 + O_2$

Abstract

The measurements of the attachment rate of thermal electrons to O_2 molecules in the proportional counter with mixtures $CO_2 + O_2$ were undertaken at the pressure range from 400 to 1900 Tr of CO_2 and from 10 to 50 mTr of O_2 . In the adopted method the elektrons were produced in the gas ionization process by 5,9 keV X radiation beam, colimated parallely to the anode wire, from Fe-55 source. It was possible to change the distance from the ionization beam to the anode wire.

The results of measurements can be determined by terms of the three -body attachment processes i.e.

$$-\frac{1}{n}\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}t}=\gamma_3'\left[\mathrm{co}_2\right]\left[\mathrm{o}_2\right],$$

where: n - the number of the electrons, t - time, γ_3^{\prime} - three body attachment rate coefficient, $\begin{bmatrix} CO_2 \end{bmatrix}$ and $\begin{bmatrix} O_2 \end{bmatrix}$ - density of the respective molecules. γ_3^{\prime} coefficient is a function of the mean amplitude value U of the pulse spectrum without oxygen, according to relation

$$\gamma'_{3} = \frac{\gamma'_{30}}{1 + \gamma'_{0}}$$

where: $\gamma'_{30} = (3, 18 \pm 0, 15) \cdot 10^{-30} \text{ cm}^6/\text{sek}, \gamma = 0,089 \text{ mV}^{-1}$.
Because U is depending upon the gas amplification coefficient in the proportional counter, it may be assumed, that value coefficient if strongly dependent upon other ionization phenomena in the measurements tube (in this case upon the avalanche ionization process near the anode wire). The given results explain the divergence of the results obtained in the early experiments, particularly the disagreements between value $= (3,1-0,3) \cdot 10^{-30}$ cm⁶/sek from the Packs and Phelps measurements by means of drift tube with low energy electron-swarm technique and another results given by means of other techniques. The possible physical processes that might affect coefficient have been discussed. ИЗМЕРЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ПРИЛИПАНИЯ ТЕРМАЛИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ к молекулам 0 в неопорциональном счётчике HAHOJHEHHHM CMECLO CU2+02

Резюме

Выполнили измерения козфонциента прилипания термализованных электронов к молекулам 0_2 в пропорциональном счётчике наполненным смесью $C0_2 + 0_2$ под давлением $C0_2$ от 400 до 1900 мм рт.ст. и 0_2 от 10⁻² до 5.10⁻² мм рт.ст. В принятом методе измерения электроны сбразовали в процессе ионизаций газа сколлимаризованым пучком рентгеновского излучения 5,5 кев, направленным параллельно во анода счётчика с изотопа Fe-ob. Была возможность регулировки расстояния от анода до иснизирующего пучка.

В виду полученных результатов измерений, прилипание электрснов наступает только в процессе воздеиствии трёх тел т.е.

$$-\frac{1}{n}\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}t} = \gamma_3' \left[\mathrm{co}_2\right] \left[\mathrm{o}_2\right],$$

где: n - число электронов, t - время, V - коэффициент прилипания элек-тронов в процессе воздеиствия трёх тел, [C02] и [U2] - плстность соответственных молекул. Коэффициент У3 изменяеться с среднеи величиной U спектра амплитуд импульсов регистрированных в счётчике, согласно формуле

$$r_{3}^{\prime} = \frac{\gamma_{30}^{\prime}}{1+10},$$

в которой $\vec{v}_{30}^{\prime} = (3, 18 \pm 0, 15) \cdot 10^{-30} \text{ см}^6/\text{сек}, \quad \vec{v} = 0,085 \text{ мв}^{-1}.$

Так как U зависит от коэффициента газового усиления пропорционального счётчика, можно предполагать, что коэффициент У, чётко зависит от других ионизационных явлений в измерительной камере (в этом случае ст лавинной ионизации газа при аноде). Полученные результаты измерений объясняют различие результатов предыдущих измерений, ссобенно различие между величиной $v_{x}^{*} = (3, 1 \pm 0, 3) \cdot 10^{-30} \text{ см}^{6}/\text{сек полученной lixельносм и liakow, методом э$ лектронного облака в дрифовси камере и меньшими величинами полученными дуугими методами. Рассмотрели возможные физические мвления воздействующие на коэффициент



ZESZYTY NAUKOWE POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ ukazują się w następujących seriach:

A. AUTOMATYKA

B. BUDOWNICTWO

Ch. CHEMIA

- E. ELEKTRYKA
- En. ENERGETYKA

G. GÓRNICTWO

- H. HUTNICTWO
- IS. INŻYNIERIA SANITARNA
- JO. JĘZYKI OBCE
- MF. MATEMATYKA-FIZYKA
- M. MECHANIKA
- NS. NAUKI SPOŁECZNE

Dotychczas ukazały się następujące zeszyty serii MF:

z.	1,	1961	r., s.	48,	zł	3,—
z.	2,	1963	r., s.	91,	zł	5,65
z.	3,	1963	r., s.	56,	zł	3,—
z.	4,	1964	r., s.	96,	zł	5,15
z.	5,	1964	r., s.	79,	zł	4,90
z.	6,	1965	r., s.	143,	zł	6,—
z.	7,	1965	r., s.	62,	zł	4,75
z.	8,	1965	r., s.	23,	zł	1,25
z.	9,	196 6	r., s.	128,	zł	6,—
z.	10,	1966	r., s.	97,	zł	6,—
z.	11,	1967	r., s.	171,	zł	9,—
z.	12,	1968	r., s.	206,	zł	10,—
z.	13,	1968	r., s.	62,	zł	4,—
z.	14,	1969	r., s.	136,	zł	7,—
z.	15,	1970	r., s.	523,	zł	25,—
z.	16,	1971	r., s.	134,	zł	7,
z.	18,	1972	r., s.	51,	zł	4,—
z.	19,	1971	r., s.	88,	zł	7,—
	Z. Z. Z. Z. Z. Z. Z. Z. Z. Z. Z. Z. Z. Z	 z. 1, z. 2, z. 3, z. 4, z. 5, z. 6, z. 7, z. 8, z. 9, z. 10, z. 11, z. 12, z. 13, z. 14, z. 15, z. 16, z. 18, z. 19, 	 z. 1, 1961 z. 2, 1963 z. 3, 1963 z. 4, 1964 z. 5, 1964 z. 6, 1965 z. 7, 1965 z. 8, 1965 z. 9, 1966 z. 10, 1966 z. 11, 1967 z. 12, 1968 z. 13, 1968 z. 14, 1969 z. 15, 1970 z. 16, 1971 z. 18, 1972 z. 19, 1971 	 z. 1, 1961 r., s. z. 2, 1963 r., s. z. 3, 1963 r., s. z. 4, 1964 r., s. z. 5, 1964 r., s. z. 6, 1965 r., s. z. 7, 1965 r., s. z. 8, 1965 r., s. z. 9, 1966 r., s. z. 10, 1966 r., s. z. 11, 1967 r., s. z. 12, 1968 r., s. z. 13, 1968 r., s. z. 14, 1969 r., s. z. 15, 1970 r., s. z. 16, 1971 r., s. z. 18, 1972 r., s. z. 19, 1971 r., s. 	z. 1, 1961 r., s. 48, z. 2, 1963 r., s. 91, z. 3, 1963 r., s. 96, z. 3, 1964 r., s. 96, z. 5, 1964 r., s. 79, z. 6, 1965 r., s. 143, z. 7, 1965 r., s. 62, z. 8, 1965 r., s. 128, z. 9, 1966 r., s. 128, z. 10, 1966 r., s. 97, z. 10, 1966 r., s. 128, z. 10, 1966 r., s. 206, z. 10, 1966 r., s. 206, z. 10, 1966 r., s. 206, z. 13, 1968 r., s. 62, z. 14, 1969 r., s. 136, z. 15, 1970 r., s. 523, z. 16, 1971 r., s. 51, z. 19, 1971 r., s. 88,	 z. 1, 1961 r., s. 48, 2ł z. 2, 1963 r., s. 91, 2ł z. 3, 1963 r., s. 56, 2ł z. 4, 1964 r., s. 96, 2ł z. 5, 1964 r., s. 79, 2ł z. 6, 1965 r., s. 143, 2ł z. 7, 1965 r., s. 62, 2ł z. 8, 1965 r., s. 23, 2ł z. 9, 1966 r., s. 128, 2ł z. 10, 1966 r., s. 97, 2ł z. 11, 1967 r., s. 171, 2ł z. 12, 1968 r., s. 206, 2ł z. 13, 1968 r., s. 62, 2ł z. 14, 1969 r., s. 136, 2ł z. 15, 1970 r., s. 523, 2ł z. 16, 1971 r., s. 134, 2ł z. 18, 1972 r., s. 51, 2ł z. 19, 1971 r., s. 88, 2ł

