

Jan Stefan Brzosko, Jerzy Grudziński  
Luba Sulżyk, Ewa Grudzińska

WPLYW POWIERZCHNI DIELEKTRYKA NA WŁASNOŚCI KANAŁU PLAZMOWEGO  
W PROCESIE WYŁADOWAŃ ŚLIZGOWYCH

Wprowadzenie

Jeżeli próbkę dielektryka /o średnicy  $\varnothing = 20$  mm i grubości  $h = 1$  mm/ umieścimy pomiędzy dwiema elektrodami /o średnicy  $\varnothing = 5$  mm/, do których będzie doprowadzone przemienne napięcie sinusoidalne /o amplitudzie rzędu  $10^3$  V/, to wystąpią wyładowania. Wyładowania będą zachodzić w przypowierzchniowej warstwie gazu /gaz w warunkach normalnych/. Kanały wyładowań będą radialnie rozłożone w stosunku do osi elektrod, a odległości pomiędzy nimi będą statystycznie niezależne. Wyładowania mają charakter impulsowy ( $\tau = 10^{-8}$  s) [6], a wszelkie zależności czasowe podlegają statystyce Poissona [1]. Każde wyładowanie może być traktowane jako niezależne od poprzedniego [1], silnie oddziałujące z powierzchnią próbki [2] i samopodtrzymujące się.

Celowość badania mechanizmu wyładowań niezupełnych wynika z aspektów praktycznych, ponieważ we wszelkiego rodzaju urządzeniach wysokonapięciowych powodują one erozję układów izolacyjnych i ich niszczenie. Z drugiej strony wyładowania niezupełne, a w szczególności ślizgowe, są wykorzystywane do generacji plazmy, gdzie dokładna znajomość mechanizmu zjawiska jest również niezbędna.

Celem niniejszej pracy było zbadanie wpływu dielektryka na własno-

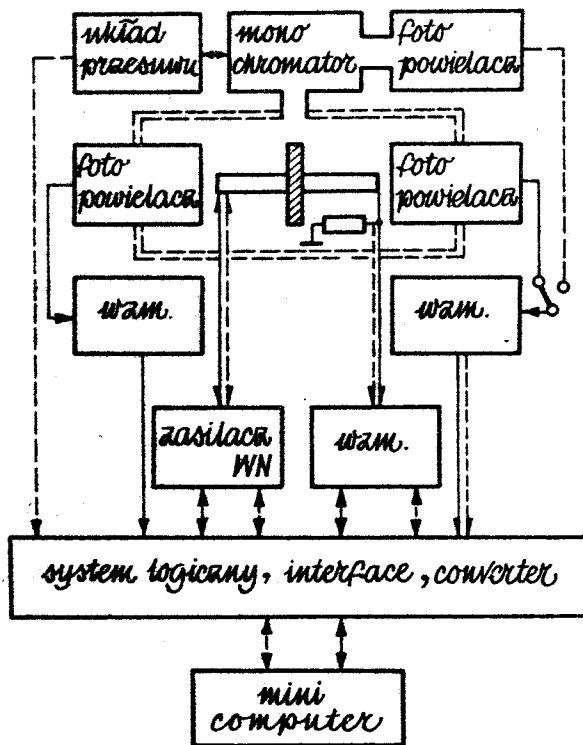
---

Doc.dr hab. Jan Stefan Brzosko, inż. Jerzy Grudziński, mgr Luba Sulżyk  
mgr Ewa Grudzińska - Zakład Fizyki, Filia U.W. w Białymstoku

ści plazmy w kanale wyładowania oraz ocena jednorodności warunków panujących w kanale.

### Pomiary i wyniki

Stosowany układ pomiarowy (rys.1) pozwala zmierzyć równocześnie (i) widmo światła i liczbę fotonów towarzyszące wyładowaniom, (ii) ładunek pozorny transportowany w trakcie wyładowania, (iii) czas upływający od momentu, gdy przykładane na próbkę napięcie osiąga wartość zero, do chwili wystąpienia interesującego nas wyładowania.



Rys.1. Schemat blokowy układu pomiarowego. Połączenia wykonane linią przerywaną przedstawiają część układu wykorzystywanego do pomiaru analizy spektralnej, podwójna linia przerywana obrazuje komorę pomiarową

Rozdzielność czasowa układu wynosi ok.  $0,5 \mu\text{s}$ , a średnia odległość pomiędzy dwoma kolejnymi wyładowaniami ok.  $100 \mu\text{s}$ .

Do badań użyto szerokiego wachlarza materiałów próbek: ferroelektryków -  $\text{NaK}(\text{C}_4\text{H}_4\text{O}_6) \times 4\text{H}_2\text{O}$  (RS) ;  $(\text{CH}_2\text{NH}_2\text{COOH})_3 - \text{H}_2\text{SO}_4$  (TGS), kryształów jonowych -  $\text{KH}_2\text{PO}_4$  (KDP) ;  $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$  (ADP) i materiałów izolacyjnych, jak: bakelit (BC) : teflon (T), pleksiglas (PG).

Komora pomiarowa była napełniana kolejno powietrzem, wodorem, azotem, dwutlenkiem węgla i argonem.

Uzyskane z pomiarów informacje dotyczące kanałów wyładowań można traktować jako scałkowane po całej objętości kanału i czasie wyładowania.

Napięcie przykładane do próbki jest opisywane parametrem B, który definiuje się jako stosunek amplitudy napięcia progowego do amplitudy napięcia dostarczonego.  $B = U_0 \text{inc} U_0^{-1}$ .

#### Analiza spektralna błysków świetlnych towarzyszących wyładowaniom ślizgowym w powietrzu

Widmo światła emitowanego w badanym zjawisku było mierzone w zakresie długości fali  $\lambda = 0,24 - 0,6 \mu\text{m}$ , a zdolność rozdzielcza układu pomiarowego wynosiła  $\Delta\lambda = 0,2 - 3,5 \text{ nm}$ . Informacje dotyczące intensywności fotonów o określonej długości fali normalizowano do całkowitej liczby impulsów w wyładowaniu.

Otrzymane wyniki wskazują, że fotony można zidentyfikować jako emitowane przez cząsteczki i atomy pierwiastków wchodzących w skład powietrza (około 25 linii). Środek ciężkości całego widma leży w zakresie  $\langle \lambda \rangle = 0,35 - 0,38 \mu\text{m}$ . Zakładamy więc, że znaczna większość emitowanych fotonów z centralnej części kanału plazmowego, gdzie wykres zależności temperatury od promienia kanału posiada płaskie maksimum [13], oraz że czas, w którym prąd wyładowania ma wartość maksymalną, zajmuje 50 % czasu trwania całego wyładowania.

Nasza ocena temperatury plazmy, oparta na założeniu lokalnej równo-

wagi termodynamicznej, została przeprowadzona metodą Ornsteina [6]

$$\ln [I_{ji} \lambda^3 f_{ij}^{-1} g_i^{-1}] = A - E_j (kT)^{-1} \quad (1)$$

Obliczenia przeprowadzono w oparciu o względne intensywności  $I_{ji}$  ośmiu najsilniejszych linii tlenu (OH) , a w celu sprawdzenia wyniku analizowano dodatkowe cztery linie azotu (NII). Wartości energii poziomów  $E_j$ , elementów modułowych macierzy przejść  $f_{ij}$  i wag statystycznych poziomów podstawowych  $g_i$  zaczerpnięto z literatury [4], [11] i [14]. W badanych przypadkach dla  $U_0 = 1850$  V,  $kT$  wynosiło 1,5 - 1,8 eV, a koncentracja elektronów osiągała wartości  $2 \times 10^{14}$  cm<sup>-3</sup> dla próbek RS, do  $4 \times 10^{17}$  cm<sup>3</sup> dla próbek TGS. Okazało się, że temperatura plazmy dla korony dodatniej jest o 10 % wyższa niż dla ujemnej.

Na podstawie wzoru (1) i równania Sacha oraz obliczonej temperatury otrzymujemy koncentracje  $n_e \geq 0.4 - 1.2 \times 10^{16}$  cm<sup>-3</sup>, co sugeruje, że lokalna równowaga termodynamiczna jest osiągnięta.

Pomiary widm impulsów świetlnych wyładowań mogą dać nam jedynie przybliżoną informację o wartości  $kT$  i  $n_e$ , ale są one bardzo czułym narzędziem do oceny różnic między dwiema temperaturami. Przeprowadza się ją, obliczając liniowe współczynniki korelacji między intensywnościami linii porównywanych widm. Jeżeli różnica temperatur jest  $10^3$  K, współczynnik korelacji zmniejsza się do 0,03.

#### Zależności pomiędzy liczbą fotonów i ładunkiem transportowanym w kanale wyładowań

Liczba fotonów w błysku /amplituda błysku  $N$  / i ładunek transportowany w wyładowaniu /wartość ładunku  $Q$  / były rejestrowane w koincydencji dla wybranej fazy napięcia na elektrodzie od strony fotopowielacza. Otrzymano liniową zależność pomiędzy tymi wielkościami dla stałego i zmiennego napięcia

$$N_{ph} = \alpha Q \quad (2)$$

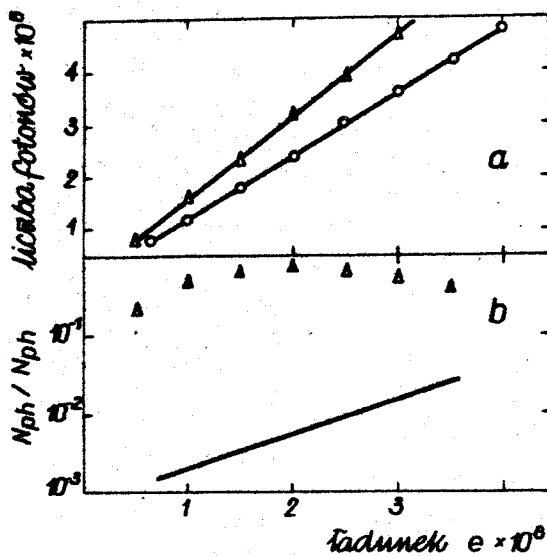
Typowe wartości współczynnika przedstawiono w tabeli 1 oraz na rysunkach 2 i 3.

Tabela 1

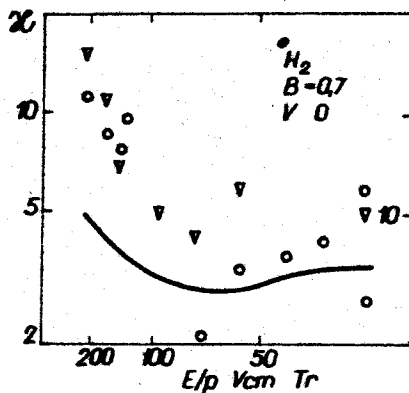
Gaz	Próbka	d.c.	a.c.
N <sub>2</sub>	KDP	3.3 E-3	3.4 E-2
	T	1.3 E-2	4.8 E-2
	BC	7.5 E-3	3.3 E-2
AIR	KDP	7.1 E-4	3.2 E-2
	T	1.2 E-3	1.6 E-2
	BC	6.7 E-4	2.0 E-2

Należy podkreślić, że  $\mathcal{X}$  jest oszacowane dla wyładowań pojawiających się w różnych fazach napięcia /jednego półokresu/. Stąd wniosek, że  $\mathcal{X}$  zachowuje swoją wartość dla różnych zasięgów operującego pola, jak również dla wyładowań o różnych amplitudach. Wyniki nasze wykazują silną zależność  $\mathcal{X}$  od wartości B, od rodzaju otaczającego gazu oraz od rodzaju próbki. Wartość  $\mathcal{X}$  zależy wyraźnie od fazy napięcia przykładanego („+” czy „-”), ciśnienia i temperatury otaczającego gazu. Różnica dwóch rzędów wielkości pomiędzy wynikami doświadczalnymi Leglera [8], otrzymanymi w geometrii płaszczyzna-płaszczyzna, i naszymi wynikami może wynikać z wpływu powierzchni próbki na wyładowanie.

Oszacowując wartość  $kT$  z wartości  $\mathcal{X}$  dla próbki BC w powietrzu przy  $B = 0,7$  ( $\mathcal{X} = 2 \cdot 10^{-2}$ ) otrzymano  $kT = 2$  eV. Obliczenia przeprowadzono w oparciu o założenie, że wszystkie fotony są emitowane z poziomu  $E_j > 12$  eV, co oznacza, że  $2 \cdot 10^{-2}$  elektronów osiąga energię  $E_e > E_j$ . Przybliżone wartości  $kT$  otrzymujemy zakładając rozkład Maxwella.



Rys.2. Pomiary  $\mathcal{L}$  - wartości dla BC przy  $B = 0,8$  napięcie przemiennie: a/  $N_{ph}$  w funkcji  $Q$ , b/ szerokości połówkowe rozkładu  $N_{ph}$  dla stałego  $Q$ ; linia ciągła przedstawia wyniki przy założeniu rozkładu normalnego



Rys.3. Zależność  $\mathcal{L}$  od ciśnienia otaczającego gazu dla  $U = 1850$  V. Linia ciągła przedstawia wyniki eksperymentalne z [11] przeliczone przy pomocy wzoru [12]. Przy założeniu, że  $E$  wynosi  $10$   $Vcm^{-1}$ .

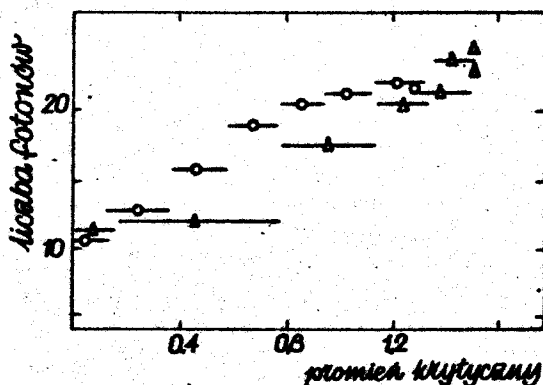
Relacje pomiędzy amplitudą i długością wyładowań

Badania te były oparte na pomiarach maksymalnej amplitudy wyładowań  $N_{ph}$  lub  $Q$  w funkcji fazy napięcia przykładanego na próbkę. Promień krytyczny  $R$ , oszacowano w oparciu o wzory opisujące układ zastępczy [2], [3], wstawiając do nich wartości fazy czasowej występujących wyładowań. Promień krytyczny jest górną granicą odległości od elektrody punktu, w którym pole elektryczne jest jeszcze wystarczająco duże dla zapoczątkowania lawiny,  $E(x < R, t) \geq E$ , czyli  $R$  jest maksymalną długością kanału wyładowania.

Wyniki wykazują liniową zależność amplitudy wyładowań od promienienia krytycznego

$$Q = \beta R \quad \text{lub} \quad N_{ph} = \alpha \beta R \quad (3)$$

zamiast zależności eksponencjalnej obowiązującej w wypadku lawin w gazach. Wykres zależności (3) jest przedstawiony na rysunku 4.



Rys.4. Amplituda maksymalna wyładowania w funkcji promienia krytycznego. Przy założeniu, że parametr tłumiący wynosi 10 cm  
 o - przedstawiają wzrost napięcia, Δ - przedstawiają część opadającą napięcia

Z równania (3) wynika, że liniowa gęstość energii w kanale wyładowania jest stała.

### Dyskusja

Przedstawione wyniki sugerują, że powierzchnia próbki dielektrycznej wprowadza jednorodność kanału plazmowego. Wyładowania powierzchniowe produkują plazmę, która charakteryzuje się lokalną równowagą termodynamiczną oraz stałą temperaturą i koncentracją nośników w całym kanale. Procesy wyładowań mogą być interpretowane w podobny sposób jak w modelu strimerowego inicjowania iskry [14]. W pierwszym etapie zjonizowany kanał jest tworzony przez procesy strimerowe zachodzące z szybkością  $10^8 \text{ cm s}^{-1}$ , czas narastania naszego impulsu prądowego wyniósł 2 ns [1], a długość jest większa od  $10^{-2} \text{ cm}$  [6]. W drugim etapie szybkie hamowanie nośników i uwalnianie ujemnych jonów z powierzchni próbki [3] jest prawdopodobnie przyczyną utrzymania się dużego prądu w kanale i nie powstawania pola ładunku przestrzennego. W konsekwencji rozwój strimera płynnie przechodzi w etap grzania plazmy z zachowaniem prądu płynącego w kanale. Model Morode'a przebieg między elektrodą ostrzową i płaską i nasza interpretacja wyładowań ślizgowych różni się wyraźnie. Ten pierwszy wymaga fazy nitkowego wyładowania jarzeniowego, następującego po etapie strimera. W naszej interpretacji oddziaływanie kolumny w wyładowaniu ślizgowym i elektronów osadzonych w warstwie powierzchniowej czyni te procesy samopodtrzymującymi się, a stosunek natężenia pola do gęstości cząstek naturalnych jest zachowany wystarczająco długo dla zachodzenia procesu kulombowskiego grzania kanału plazmowego. W efekcie procesy wyładowań ślizgowych ( $\tau \sim 10^{-8} \text{ s}$ ) mogą potrzebować krótszego czasu, w porównaniu do zjawisk zachodzących w geometrii punkt płaszczyzna.

Czas wyładowania ślizgowego zależy słabo od długości kanału, ponieważ na etapie strimera pojawia się oddziaływanie powierzchni, która jest równoległa z kanałem wyładowania.

Otrzymane wyniki wskazują istotny wpływ powierzchni dielektryka na zjawisko wyładowań ślizgowych, co nie pozwala na opisywanie ich przez znane modele wyładowań w gazach i wymaga oddzielnego sformułowania.



Rozmycie rozkładu  $N_{ph}$  dla stałego  $Q$  jest wynikiem różnic we wbijaniu się ładunków w powierzchnię dla różnych wartości pola elektrycznego działającego w momencie wyładowania.

Przedstawione wyjaśnienie jednorodności kanału plazmowego w procesie wyładowań ślizgowych jest tylko jakościowe i wymaga dalszych badań.

#### LITERATURA

1. Brzosko J.S., Żukowski E., Grudziński J., Żukowski W., Konarzewski A.: Statistical Model of Creep Discharges in Air at Dielectric Surface. IEEE Trans.E.I. /przyjęte do druku 1979/.
2. Brzosko J.S., Żukowski E.: Half-Life of Carriers Injected into the Dielectric Surface During the Creep Discharge Process. Int.Conf. Dielectric Materials, Measurements and Applications, Birmingham U.K.
3. Brzosko J.S., Grudziński J., Konarzewski A., Wojewódzka A., Żukowski E. The Relation Between the Charge Transported and Number of Photons Emitted in Partial Discharges on Dielectric Surface. J.Phys.D:Appl. Phys., 1977 Vol.10.
4. Griem H.R.: Plasma Spectroscopy. 1964 Mc Graw-Hill. New York.
5. Howatson A.M.: An Introduction to Gas Discharges. 1976 Pergamon Int.Library, New York.
6. Karkkainen S.: Physical Mechanisms of Partial Discharges. 1974 Finland Techn.Res.Centre Rep Vol.6.
7. Kłobukowska J., Brzosko J.S.: Note on the Self-Sustaining Creep Discharges in Gas at the Dielectric Surface. Proc.XIV-th ICPIG, 1979 Grenoble, France.
8. Legler W.: 1963 Z.Phys. 173, 169.
9. Lothe-Holtgraven W.: Plasma Diagnostic. North Holland Publ.Co. Amsterdam 1968.
10. Marode E., Bastien F., Bakker M.: Model of the Streamer - Induced Spark Formation Based on Natural Dynamics. accepted for publ.
11. Moore C.E.: Atomic Energy Levels. NBC 467 Washington 1949.

12. Rether H.: Electron Avalanches and Breakdown in Gases. Butterworths, Adv.Phys.Series, 1964 London.
13. Stritzke P., Sander I., and Reather H., J.Phys.D: Appl.Phys. 1977 Vol.10 2285.
14. Zaidel A.N.: Tablicy Spektralnykh Linii. Izd.Nauka, 1977 Moskwa.

#### Summary

#### INFLUENCE OF THE DIELECTRIC SURFACE ON THE PLASMA CHANNEL PROPERTIES IN THE CREEP DISCHARGE PROCESS

The effect of the dielectric surface on plasma properties in the discharge channel for creep discharge process is discussed at STP. The results of the simultaneous measurements of the light spectrum or the number of photons accompanying the discharges, the apparent charge transported in the discharge and time distance of the event counted from the zero point of voltage are presented. It is revealed that creep discharges produce plasma which is well characterised by the LTE with the same temperature  $kT = 2$  eV and carrier concentration  $n_e = 10^{16} \text{cm}^{-3}$  in the whole channel. Qualitative interpretation in terms of streamer-induced spark formation model is done.