

TADEUSZ ZAKRZEWSKI

WPLYW ELEKTRONÓW ZEWNĘTRZNYCH  
NA PRZEWODNICTWO CIECZY DIELEKTRYCZNYCH

Teoretyczna interpretacja wyników doświadczalnych cz. 2

Streszczenie

W pracy przedstawiono szereg koncepcji teoretycznych, dotyczących mechanizmu generowania i przenoszenia ładunku elektrycznego w ciekłym środowisku dielektrycznym.

W oparciu o bogaty materiał doświadczalny wysunięto szereg interesujących hipotez teoretycznych uwzględniających udział wolnych elektronów w procesie przewodnictwa elektrycznego.

Otrzymane wyniki zarówno doświadczalne, jak i teoretyczne mogą stać się podstawą do opracowania ogólnej teorii przewodnictwa elektrycznego cieczy dielektrycznych, szczególnie w aspekcie zastosowania ciekłego dielektryku do dozymetrii promieniowania jonizującego.

Wstęp

W ostatnich latach obserwuje się znaczny wzrost zainteresowania badaniami nad mechanizmem jonizacji oraz przewodnictwa elektrycznego w ciekłych dielektrykach, ze względu na ich podstawowe znaczenie w wielu dziedzinach współczesnej fizyki, chemii czy radiobiologii.

Badania te są też również ściśle związane z takimi dziedzinami fizyki jak: fizyka plazmy w gazach, fizyka półprzewodników czy dozymetria promieniowania jonizującego, co jest bardzo istotne z uwagi na możliwość zastosowania ciekłego dielektryka do detekcji promieniowania jonizującego, również odgrywają one dużą rolę w chemii radiacyjnej.

Pomimo znacznych postępów osiągniętych ostatnio w tej dziedzinie badań, istnieje nadal wiele niejasności i wątpliwości w wyjaśnieniu mechanizmu generowania i przenoszenia naładowanych nośników w ośrodku ciekłym. Należy np. wspomnieć, że nie istnieje dotychczas jasny pogląd dotyczący oddziaływania określonej części wytworzonych przez jonizację elektronów swobodnych oraz jonów na inne drobiny cieczy i ich udziału w przewodnictwie elektrycznym. Również nie ma ustalonego poglądu dotyczącego natychmiastowego zaniku pewnej części powstałych jonów, czy elektronów na skutek specjalnego rodzaju rekombinacji jonów. Istnieje wprawdzie kilka różniących się od siebie koncepcji teoretycznych, z których jednak żadna nie wyjaśnia w zupełności otrzymanych wyników doświadczalnych. Szczegółowy opis tych zagadnień można znaleźć w monografii Adamczewskiego [1].

## 1. Charakter ujemnych nośników ładunków

W początkach rozwoju tej dziedziny badań, uwzględniając fakt małej różnicy w otrzymanych doświadczalnie wartościach ruchliwość nośników obu znaków, przyjmowano, że ujemne nośniki są utworzone albo przez drobiny substancji macierzystej, albo powstają one w wyniku spolaryzowania obojętnych drobin sąsiednich przez jon centralny, tworząc w ten sposób polaron ujemny [2].

Crowe [3] w roku 1956 w oparciu o stwierdzoną doświadczalnie znacznie większą wartość ruchliwości nośników ujemnych w porównaniu z wartościami ruchliwości dla jonów dodatnich, wysunął hipotezę "przesiadkowego" ruchu elektronu. Model ten zakłada, że elektron wyswobodzony w cieczy przebywa w stanie wolnym pewną średnią odległość  $\delta$ , po czym zostaje schwytyany przez drobiny, którym przypisuje rolę pułapek elektronowych.

Elektron w pułapce przebywa przez pewien czas  $\tau$ , a następnie opuszcza ją i przebywa ponownie w stanie wolnym odcinek drogi  $\delta$ , aż zostanie powtórnie schwytyany. Obliczona w oparciu o ten model, ruchliwość jonu w jednorodnym polu elektrycznym jest określona wzorem:

$$u = \frac{u_0 \delta}{c \left( \tau + \frac{\delta}{c} \right)}, \quad 1.1$$

gdzie  $c$  - oznacza średnią prędkość elektronu w ruchu cieplnym,  
 $u_0$  - ruchliwość elektronu w przypadku braku pułapek.

Uwzględniając, że wpływ temperatury na czas  $\tau$ , w którym elektron występuje w stanie związanym (w pułapce) jest dany przez równanie:

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{W}{kT}\right), \quad 1.2$$

gdzie  $W$  - oznacza średnią energię, z którą elektron jest chwytyany.

Wtedy ruchliwość będzie określona równaniem:

$$u = \frac{u_0 \delta}{c \tau_0} \exp\left(-\frac{W}{kT}\right) \quad 1.3$$

Le Blanc otrzymane przez siebie wyniki doświadczalne porównuje ze wzorem 1.3 i otrzymuje zadowalającą zgodność, co przemawia wg niego na korzyść modelu przesiadkowego. Model przesiadkowy elektronów został wykorzystany przez Steceya [5] z dużym powodzeniem do opisu ruchu elektronu w ciekłym argonie.

Punktem wyjścia były badania doświadczalne, które przeprowadził on razem z Williamsen [6]. Zakładając, że prawdopodobieństwo schwytnia elektronu przez obojętny atom w czasie  $dt$  wynosi:

$$P_1 = NQv_e dt, \quad 1.4$$

gdzie  $N$  - oznacza liczbę atomów w  $1 \text{ cm}^3$  cieczy,  
 $Q$  - przekrój czynny na schwytnie elektronu,  
 $v_e$  - średnia prędkość ruchu jonów w stanie wolnym.

Prawdopodobieństwo opuszczenia przez elektrony pułapki w czasie  $dt$  wynosi

$$P_2 = C \exp\left(-\frac{W}{kT}\right) dt, \quad 1.5$$

gdzie  $W$  - jest energią wiązania elektronu w pułapce,  
 $C$  - współczynnik częstości rzędu  $kT/h$ .

Zatem stosunek czasu, w którym elektron przebywa w pułapkach do czasu, w którym elektron przebywa w stanie wolnym, będzie określony wzorem:

$$\frac{\tau_p}{\tau_e} = \frac{NQv_e}{C \exp\left(-\frac{W}{kT}\right)}. \quad 1.6$$

Obserwowaną prędkość ruchu będzie można wyrazić równaniem:

$$v = v_e \frac{C \exp\left(-\frac{W}{kT}\right)}{NQv_e + C \exp\left(-\frac{W}{kT}\right)} \quad 1.7$$

Równanie to jest słuszne w przypadku, gdy zostanie zaniedbany ruch jonów ujemnych w czasie ich istnienia. Zakładając, że elektron między dwoma kolejnymi zderzeniami startuje od początku oraz że prędkość elektronu jest funkcją natężenia pola daną przez równanie:

$$v_e = \frac{e}{m} \left( \frac{E}{2QN} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad 1.8$$

Przyjmując ponadto, że  $v$  nie zależy od  $E$ , co jest potwierdzone przez doświadczenie oraz, że elektron przebywa przez większość czasu w pułapkach, wtedy

$$NQv_e \gg C \exp\left(-\frac{W}{kT}\right). \quad 1.9$$

Wówczas równanie 1.7 można napisać:

$$v^* = \frac{C}{NQ} \exp\left(-\frac{W}{kT}\right) \quad 1.10$$

Ze względu na brak danych doświadczalnych wartości  $Q$  i  $W$ , co było związane z trudnościami eksperymentalnymi, Stacey przeprowadził pewne rozważania teoretyczne, przy których wykorzystał następujące założenia:

- 1) czas życia jonu ujemnego, powstającego przez przyłączenie swobodnego elektronu do atomu jest znacznie dłuższy od czasu życia swobodnego elektronu;
- 2) ruchliwości ciężkich jonów ujemnych są równe ruchliwością jonów dodatnich;
- 3) maksymalna energia elektronu swobodnego jest mniejsza lub równa  $7eV$ , tak że średnia energia elektronu nie jest większa od  $2eV$ ;
- 4) stosunek ruchliwości elektronu swobodnego do ruchliwości jonu dodatniego dla pól rzędu  $E = 10^5 \text{ Vcm}^{-1}$  wynosi  $\frac{u_e}{u_+} \approx 4 \cdot 10^3$ .

Uwzględniając powyższe założenia, można napisać:

$$\frac{c}{N\sigma v} \exp\left(-\frac{W}{kT}\right) = \frac{1}{f} \gg \frac{u_+}{u_e} \quad 1.11$$

$$\frac{1}{2mv^2} = \frac{cE}{4\sigma N} < 2 \text{ eV}, \quad Q = \sigma$$

ponieważ

$$f = \frac{N\sigma v}{c} \exp\left(\frac{W}{kT}\right), \quad 1.12$$

gdzie  $1 \ll f \ll 4 \cdot 10^3$ ,

$$\text{zatem } v = f \cdot v^* \quad \sigma = \frac{e}{m} \frac{E}{2N} \left(\frac{1}{v^* f}\right)^2$$

Wykorzystając równanie (1.10) łatwo otrzymać:

$$W = kT \ln\left(\frac{c}{N\sigma v}\right). \quad 1.13$$

Po podstawieniu wartości liczbowych na stałe fizyczne, otrzymany z powyższych równań następujące wielkości:

$$\sigma = 1,7 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2, \quad W = 3,7 kT = 2,9 \cdot 10^{-2} \text{ eV}$$

Czas życia ciężkich jonów ujemnych w ciekłym argonie Stacey ocenia na około  $3 \cdot 10^{-11}$  sek.

Z przedstawionych przesłanek teoretycznych Stacey'a można wnioskować, że mierzona prędkość elektronów w ciekłym argonie jest uwarunkowana powsta-

waniem ciężkich jonów ujemnych o czasie życia  $3 \cdot 10^{-11}$  sek, które zostają utworzone przez "przyklepanie się" elektronów swobodnych do atomów obojętnych argonu. Wartość przekroju czynnego na przyklepanie elektronów jest rzędu  $10^{-18}$  cm<sup>2</sup>, natomiast energia przyklepania wynosi około 0,03 eV. W oparciu o ogólną teorię cieczy opracowaną przez Rice'a i Allnatta [7] w roku 1962 Davis, Rice'a i Meyer [8] zaproponowali na ruchliwość jonów dodatnich w ciekłych Ar, Kr i Xe następujące wyrażenie:

$$u = \frac{e}{\frac{8}{3} N \sigma^2 \zeta(\sigma) \left[ 2\pi m_1 \frac{kT}{(m_1 + m)} \right]^{\frac{1}{2}} + \xi} \quad 1.14$$

gdzie:  $e$  - oznacza ładunek jonu,  $N$  - liczbę atomów w 1 cm<sup>3</sup>,  $m$  - masę jonu  $m_1$  - masę atomu,  $\sigma$  - średnicę układu jon - atom, przy czym  $\sigma = 1/2(\sigma_+ + \sigma_-)$   $\zeta(\sigma)$  - funkcję wiążącą jon z atomem,  $\xi = \frac{uT}{D}$  - przedstawia pewien współczynnik tarcia, wyznaczony przy założeniu, że oddziaływanie krótkiego zasięgu jest określone przez potencjał Lennarda - Jonesa.

Współczynnik tarcia spełnia ponadto równanie:

$$\xi = (4\pi mc^3 \rho_c)^{-1} \left[ \frac{1}{3} \rho_c \int v^2 V(R) \zeta(R) dR \right]^2, \quad 1.15$$

gdzie  $\rho_c$  - oznacza gęstość cieczy,  $V(R)$  - potencjał międzydrobinowy,  $\zeta(R)$  - funkcję rozkładu wzdłuż promienia  $R$ ,  $m$  - masę drobinową,  $c$  - prędkość rozchodzenia się głosu w cieczy.

Autorzy ci obliczyli także ruchliwości ujemnych nośników w skroplonych gazach szlachetnych. Jako ujemny nośnik został przez nich przyjęty elektron swobodny. Poruszający się elektron w cieczy wytwarza pole elektryczne które polaryzuje otaczające go atomy, co powoduje lokalną zmianę gęstości otaczającego środowiska.

Zmiana gęstości wpływa także na zmianę stałej dielektrycznej. Zasięg polaryzacji wynosi w cieczy około 10 Å.

Lokalne zmiany gęstości środowiska ciekłego można utożsamiać ze spolaryzowanym oscylatorem, którego częstość drgań wynosi  $\omega$ . Na elektron wywiera duży wpływ różnica pomiędzy stałą dielektryczną lokalną  $\epsilon$  i stałą dielektryczną dla wysokiej częstotliwości przy dużej odległości  $\epsilon_\infty$ .

Powyższy obraz zjawisk zachodzących w cieczy odpowiada modelowi polaronu Feynmana i pozwala on określić efektywną masę na podstawie wzoru:

$$\frac{m^*}{m_e} = 1 + 0,02 \alpha^4, \quad 1.16$$

gdzie  $\alpha$  jest tzw. stałą wiązania, określoną przez wzór:

$$\alpha = \frac{1}{2} (\epsilon_{\infty}^{-1} - \epsilon^{-1}) \frac{q^2}{\hbar^2} \left( \frac{2m_e}{\hbar\omega} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad 1.17$$

Przy czym częstotliwość drgań oscylatora można wyrazić wzorem  $\omega = \frac{k\theta}{\hbar}$ ,

gdzie  $\theta = T \left( \frac{464}{v} \right)^{\frac{1}{3}}$ , natomiast stałą dielektryczną  $\epsilon$  obliczoną z równania Clausiusa - Mossottiego dla gęstości określonej z pierwszego maksimum funkcji rozkładu  $g(R)$ .

Gęstość  $g(R)$  w odległości równej od  $R$  jonu jest określona przez równanie

$$g(R) = g^0(R) + \frac{g(R) - \varphi_0}{\varphi_0}, \quad 1.18$$

gdzie  $g^0(R)$  - oznacza pewną funkcję sprzężenia par w czystej cieczy, w przypadku braku w niej ładunku elektrycznego.

Ostatecznie autorzy znaleźli na wartość ruchliwości elektronu następujące wyrażenie:

$$u_e = \frac{e\hbar^4 \theta^{\frac{3}{2}} a^2}{24 \sqrt{2} \pi^{\frac{3}{2}} m^{\frac{3}{2}} N^2 K_L C^2}, \quad 1.19$$

przy czym  $c = \frac{1}{2} \alpha \left[ \frac{\epsilon + 2}{3\epsilon} \right]^2 q^2$ , zaś  $K_L$  oznacza izotermiczną ściśliwość cieczy.

W oparciu o przeprowadzone obliczenia autorzy tej pracy otrzymali dla helu w temperaturze  $2,2^{\circ}\text{K}$ , przy ciśnieniu 1 atmosfery na wartość ruchliwości elektronu liczbę

$$u_e = 3,72 \cdot 10^{-2} \text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{sek}^{-1}, \text{ a na ruchliwość jonu dodatniego}$$

$u_+ = 5,2 \cdot 10^{-2} \text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{sek}^{-1}$ . Okazało się, że zgodność tych wartości z wynikami eksperymentalnymi była bardzo dobra.

### 3. Fizyczna interpretacja wyników otrzymanych przy użyciu diody tunelowej

M. Silver [9] do pomiarów przewodnictwa elektrycznego takich cieczy jak ciekły hel, cykloheksan i benzen zastosował diodę tunelową, dającą strumień elektronów o niskiej energii. Gorące elektrony były wstrzykiwane do ciekłego dielektryka z katody  $\text{Al-Al}_2\text{O}_3\text{-Au}$ , wtedy mogą powstawać elektrony o temperaturze  $15000^{\circ}\text{K}$  przy użyciu napięcia 10 V, podczas gdy siat-

ka krystaliczna znajduje się w temperaturze otoczenia. Diody takie mogą emitować do próżni prąd większy od  $10^{-6}$  A. Zasięg tych niskoenergetycznych elektronów jest szacowany na  $70 \text{ \AA}$ . Energia wiązania elektronów w cykloheksanie wynosiła  $0,9 \text{ eV}$ , a w benzenie około  $1,4 \text{ eV}$ , ich różnica jest związana z elektronowym powinowactwem molekuł benzenu. Emitowany prąd podlega prawu Richardsons w zakresie 4 rzędów wielkości, przy czym temperatura elektronów jest liniową funkcją napięcia przyłożonego na połączenie tunelowe. Zatem katody tego typu są dobrymi termicznymi emiterami elektronów w izolatory, ponieważ temperatury siatki katody i izolatora nie mają na siebie wpływu. Termiczna emisja może więc być wykorzystana do określenia energii wymaganej do wstrzyknięcia elektronów do ciekłego izolatora, podobnie jak metody fotoelektryczne w zastosowaniu do helu i argonu [10, 11].

W przypadku emisji termicznej określa się tę energię, ze stosunku nachylenia logarytmu prądu emitowanego do próżni, oraz do cieczy, czyli

$$\theta = \varphi_{AU} \left(1 - \frac{S_i}{S_v}\right), \quad 3.1$$

gdzie

$$S_i = \frac{d[\ln j_c / j_d^2]}{dv_d} = - \frac{e(\varphi_{AU} - \epsilon)}{a} \quad 3.2$$

$$S_v = \frac{d[\ln (\frac{j_v}{j_d})]}{dv_d^{-1}} = \frac{e \varphi_{AU}}{a}, \quad 3.3$$

gdzie  $a$  - oznacza współczynnik wiążący napięcie przyłożone do diody z temperaturą elektronów.

Metoda ta nie wymaga żadnej kalibracji, za wyjątkiem parametru określającego pracę wyjścia złota, ponieważ była ona użyta w obu eksperymentach i przez to znajomość stałej  $a$  nie jest konieczna. Gdy elektrony są wstrzykiwane w gęste medium (ciecz), wówczas ma miejsce silne zmniejszenie prądu, powodowane dyfuzją wsteczną, zależną od średniej drogi swobodnej i ogólnego kształtu pola w pobliżu katody. Thomson [12] oszacował ten efekt zakładając, że natężenie pola jest stałe oraz ze występującą tylko procesy zderzeń elastycznych.

W tym przypadku słuszny jest wzór:

$$j_c = \frac{j_0 uB(6\pi)^{\frac{1}{2}}}{v_{th}}, \quad 3.4$$

gdzie  $j_0$  - oznacza prąd emitowany przez katodę,  $E$  - natężenie pola elektrycznego (wartość stała),  $u$  - ruchliwość,  $v_{th}$  termiczną prędkość elektronów.

W przypadku zderzeń nieelastycznych, można wyprowadzić wzór dla prądu płynącego przez ciecz  $j_c$ , rozwiązując następujące równanie wyprowadzone z warunku ciągłości prądu:

$$j_c = j_0 \exp(-x/x_0) - D \left( \frac{\partial n}{\partial x} \right) + nev_{th}, \quad 3.5$$

gdzie  $x_0$  - oznacza średnią odległość przebyta w cieczy przez gorące elektrony, zanim ulegną one termalizacji do najniższego stanu przewodzenia, któremu odpowiada ujemny jon w benzenie, elektron w pęcherzyku helu, czy wyłapanie elektronu przez pułapkę w cykloheksanie,

$n$  - gęstość,  $D$  - stała dyfuzji ztermalizowanych elektronów.

Przy założeniu, że  $D$  pozostaje stałe, a  $n$  przy elektrodzie jest równe zero, wtedy równanie 3.5 przyjmie postać:

$$j_c = \frac{j_0 E e x_0}{kT}, \quad 3.6$$

Ponieważ hel używany do badań jest bardzo czysty i posiada stałą dielektryczną równą w przybliżeniu 1, nie ma więc żadnego zakłócenia pola w pobliżu elektrod, za wyjątkiem nieznacznego zniekształcenia spowodowanego ładunkiem lustrzanym. Na ogół dla stosowanych pól  $10^3 - 10^4$  V/cm, maksimum potencjału znajduje się w odległości 180-600 Å od elektrody. Tak więc gdy zasięg gorących elektronów jest mały, to większość z nich zostanie wyłapana w dole potencjału, wytworzonym przez ładunek lustrzany i ostatecznie będzie ulegać rekombinacji przy elektrodzie. Gdy natomiast przyjmie się, że wstrzykiwanie elektronów może być opisane przez funkcję eksponencjalną z pojedynczym średnim zasięgiem  $x_0$  dla rozkładu gorących elektronów, wtedy rozwiązanie równania 3.5 dla pól rzędu  $10^3 - 10^4$  V/cm będzie określone wyrażeniem

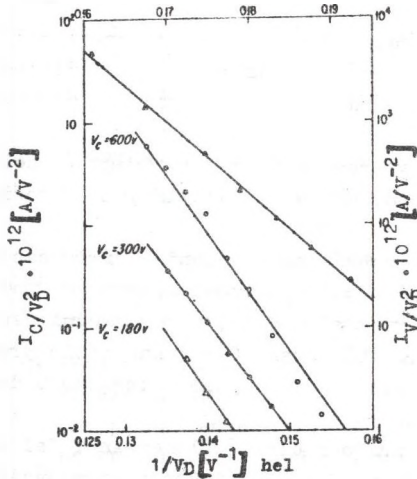
$$j_c = j_0 \exp\left(-\frac{x}{x_0}\right). \quad 3.7$$

Jednak w tym przypadku przyjmuje się, że przy rozwiązaniu równania 3.5 natężenie pola określone jest przez wzór  $E = E_A - c/4x^2$  przy czym  $E_A$  - oznacza pole stosowane, a  $x_m = e/4E_A^{1/2}$  - jest położeniem maksimum potencjału.

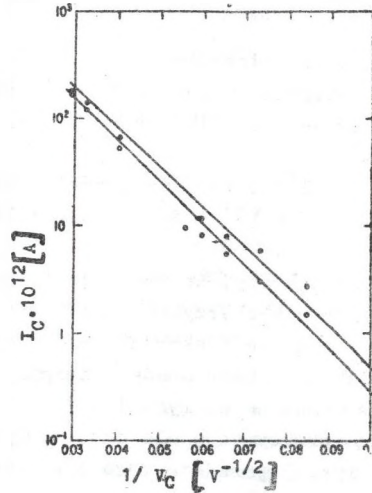
Nie wiadomo jednak jak  $x_0$  zmienia się z energią gorących elektronów, jednak jeżeli założyć, że  $x_0$  wzrasta z energią, wtedy elektrony o większej



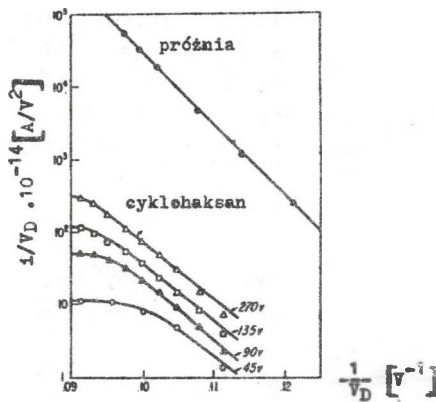
energii osiągną większy zasięg niż elektrony o niskiej energii. Z powodu znacznej zależności prądu od  $x_0$ , elektrony o dużej energii będą miały o wiele większy udział w prądzie przewodzenia niż elektrony niskoenergetyczne i obserwowana bariera będzie o wiele większa niż bariera adiabatyczna [13, 14, 15].



Rys. 1. Półlogarytmiczny wykres prądu emisji dzielonego przez kwadrat przyłożonego napięcia w próżni dla temperatury 3000 K oraz dla helu w 1,8°K



Rys. 2. Półlogarytmiczna zależność prądu emisji w helu w funkcji odwrotności pierwiastka przyłożonego napięcia w helu



Rys. 3. Półlogarytmiczny wykres prądu emisji dzielonego przez kwadrat przyłożonego napięcia w funkcji odwrotności przyłożonego napięcia w próżni i cykloheksanie dla temperatury 300°K

Na rys. 1 przedstawiono typowe dane dla emisji w próżni przy  $300^{\circ}\text{K}$  oraz w helu w temperaturze  $1,8^{\circ}\text{K}$  w funkcji odwrotności przyłożonego napięcia.

Chociaż emisja do próżni w temperaturze  $4,2^{\circ}\text{K}$  jest 50 razy mniejsza niż w temperaturze  $300^{\circ}\text{K}$ , to obserwuje się tylko nieznaczne zmniejszenie nachylenia. Jest to spowodowane nieznacznym wzrostem bariery potencjału od 2 do 3 V.

Rys. 2 przedstawia wyniki pomiarów dla prądu emisji w funkcji przyłożonego natężenia pola. Czułość aparatury pomiarowej wynosiła  $10^{-12}$  A, dlatego odchylenia od linii prostej przy niskich prądach są obciążone znacznym błędem.

Jak łatwo zauważyć, półlogarytmiczny wykres prądu generowanego w helu w funkcji  $V^{-1/2}$  daje wyraźną linię prostą, której nachylenie określa  $x_0 = 70 \text{ \AA}$ .

Wydaje się, że wskazuje to na bardzo szybkie zmniejszenie relaksacji do stanu pęcherzykowego. Trudno jest ocenić czas relaksacji, lecz gdy przyjmuje się, że elektron jest rozproszony przez atom helu, wtedy średni czas relaksacji przy spadku energii jest rzędu  $10^{-11}$  sek. Otrzymane linie proste pokazane na rys. 1 i 2 wskazują, że równanie 3.7 jest stosunkowo dobrą aproksymacją dla charakterystyk prądowych.

Na rys. 3 przedstawiono charakterystykę prądową dla cykloheksanu. Zależność od natężenia pola była liniowa aż do prądów ograniczonych powstaniem ładunku przestrzennego. Z analogicznych pomiarów tych prądów w benzenie wynika, że są one  $10^3 - 10^4$  razy niż w cykloheksanie, co wskazuje na wartość  $x_0 = 10 \text{ \AA}$ . Na podstawie otrzymanych wyników można sądzić, że jest wątpliwe, aby krótki zasięg elektronów był powodowany łapaniem tych ostatnich przez pojedyncze molekuly, lecz może to być raczej wynikiem łapania elektronów w pułapki utworzone między dwiema molekułami. Nasycenie prądu w cykloheksanie, obserwowane przy stosunkowo niskich polach, jest powodowane ładunkiem przestrzennym ograniczającym prąd. Prąd nasycenia jest proporcjonalny do kwadratu przyłożonego pola. Otrzymana z tych wyników ruchliwość jest w dobrej zgodzie z pomiarami impulsowymi przeprowadzonymi przez Adamczewskiego [16].

#### 4. Tematy dalszych prac

Otrzymane wyniki zarówno doświadczalne, jak i teoretyczne wskazują na dominującą rolę elektronów w procesie przewodnictwa elektrycznego cieczy dielektrycznych.

Dużo ciekawych wyników dotyczących tego zagadnienia otrzymał autor [17]. Wydaje się, że dużo ciekawego materiału mogą dać badania dotyczące następujących tematów:

- a) Badanie przewodnictwa elektrycznego wzbudzonego termoelektronami w przypadku cieczy o określonej i dokładnie znanej strukturze fizykochemicznej. W tym przypadku należałoby zastosować ciecze o niskim ciśnieniu.

niu par z grupy metylopolisiloksanów o gęstości większej od  $0,9 \text{ g/cm}^3$ , jak również wyższe związki cyklicznych siloksanów. Badania przeprowadzone nad tego typu cieczami pozwoliłyby znaleźć związek między parametrami określającymi przewodnictwo elektryczne a wielkościami określającymi własności użytych cieczy, jak gęstość czy ilość powtarzających się grup strukturalnych.

- b) Badanie mechanizmu jonizacji w prądach elektrycznych wzbudzonych w cieczy podczas jednoczesnego nakładania się efektów wywołanych termoelektronami oraz promieniowaniem elektromagnetycznym X lub  $\gamma$ . Można w tym przypadku zbadać zagadnienie wywołania wtórnej jonizacji cieczy, czy dysocjacji drobiny na jony podczas ruchu elektronów przez zjonizowaną ciecz, w której istnieje duża ilość drobin wzbudzonych [18].
- c) Stosowanie zewnętrznego pola magnetycznego czy też elektrycznego, celem odchylenia elektronów, czy też jonów lekkich wytworzonych w ciekłym dielektryku. Dokładne przeprowadzenie takiego eksperymentu pozwoliłoby na wyciągnięcie jednoznacznych wniosków dotyczących bezpośrednio udziału w prądzie przewodzenia elektronów swobodnych.
- d) Zbadanie fizykochemiczne wydzielającego się gazu przy stosowaniu wiązki elektronów o znacznej energii kinetycznej. Ponieważ autor podczas przeprowadzenia pomiarów opisanych wyżej zaobaerwował, że stosowanie energii kinetycznych większych od  $1500 \text{ eV}$  powoduje znaczne pogorszenie ciśnienia w aparaturze pomiarowej, co musi być związane z rozkładem pewnych molekuł cieczy i przejściem ich w stan gazowy. Zbadanie składu wydzielającego się gazu pozwoliłoby stwierdzić, jakie molekuły ulegają rozkładowi oraz jak fakt ten wpływa na przewodnictwo elektryczne cieczy czy też jej własności fizykochemiczne.
- e) Przeprowadzenie dokładnej analizy przyczyn intensywnego świecenia cieczy, występującego w szeregu kanałach podłużnych wewnątrz cieczy, pojawiającego się podczas stosowania energii kinetycznej powyżej  $3000 \text{ eV}$ . Autor stwierdził, że świeceniu towarzyszy również intensywne wydzielanie się gazu. Natężenie tego świecenia jest w dużym stopniu zależne od energii kinetycznej wstrzykiwanych elektronów.
- f) Zastosowanie do badań dowolnych cieczy, np. węglowodorów nasyconych oraz katod tlenkowych w przypadku oddzielenia cieczy od próżni statycznej cienką folią metalową. W tym przypadku można by stosować duże wartości energii kinetycznej, takie przy których ma miejsce przejście wiązki elektronów przez folię. Zależności otrzymane z tych badań można by porównać z analogicznymi zależnościami otrzymanymi dla tych samych cieczy przy stosowaniu innych rodzajów promieniowań.
- g) Zastosowanie dodatkowej siatki ekranującej elektrodę zbierającą, wprowadzoną między siatkę przyspieszającą a elektrodę zbierającą. Dodatkowa siatka powodowałaby ekranowanie elektrody zbierającej od poruszają-

nych się jonów powstałych w zasadniczej objętości tak zbudowanej komory. W tym przypadku wielkość rejestrowanego impulsu jest określona przez ładunek sumaryczny utworzony przez elektrony oraz przez pojemność elektrody zbierającej. Pole między siatką a elektrodą zbierającą należy dobrać, aby było nieznacznie większe, niż w pozostałej części komory, czyli aby tylko mała część elektronów (lub jonów) była wyłapana przez siatkę. Dokładne badanie kształtu impulsu może dać informację o rozkładzie jonów w obszarze komory i zwiększyłoby zdolność rozdzielczą metody.

- h) Zastosowanie emisji autoelektronowej do badania przewodnictwa elektrycznego cieczy dielektrycznych. Zwiększając odpowiednio zewnętrzne natężenie pola elektrycznego można otrzymać znaczną wartość prądu emisji bez potrzeby żarzenia katody. Jeżeli bowiem umieścimy w próżni dwie metalowe elektrody w bardzo małej od siebie odległości, a następnie będziemy zwiększać napięcie między nimi, to przy pewnej wartości tego napięcia nastąpi przebicie próżni niezależnie od jej doskonałości. Wartość prądu emisji autoelektronowej jest tym większa, im niższa jest wartość zewnętrznej pracy wyjścia.
- i) Zastosowanie do badania przewodnictwa, emisji jonów dodatnich. Obok emisji termoelektronowej obserwuje się również wpływ z metalu jonów dodatnich wskutek ich ruchu cieplnego. Jony dodatnie emitowane są szczególnie łatwo przez warstwy zawierające domieszki tlenków pewnych substancji. Można w ten sposób otrzymać  $\text{Na}^+$ ,  $\text{K}^+$ ,  $\text{Rb}^+$ ,  $\text{Cs}^+$ ,  $\text{Sr}^+$ ,  $\text{Ba}^+$ .

Wpłynęło do Redakcji 10.5.1972 r.

#### LITERATURA

1. I. Adamczewski - Ionization Conductivity and Breakdown in Dielectric Liquids, London, 1969.
2. H. Bijl - Verk. Dtsch. Phys. 6, 15, 210, 1913.
3. R. Crove - J. Appl. Phys. 27, 156, 1956.
4. O Le Blanc - J. Chem. Phys. 30, 1443, 1959.
5. F. Stacey - Aust. J. Phys. 12, 105, 1959.
6. R. Williams, F. Stacey - Canad. H. Phys. 35, 928, 1957.
7. S. Rice, A.R. Allnatt - J. Chem. Phys. 34, 211, 1961.
8. H. Davis, S. Rice, L. Meyer - J. Chem. Phys. 39, 947, 1962.
9. M. Silver - J. Chem. Phys. 42, 1011, 1964.
10. M. Woolf, G. Reyfield - Phys. Rev. Letters, 15, 253, 1965.
11. B. Haloern, J. Lekner, S. Rice, R. Gosser - Phys. Rev. 156, 351, 1967.
12. J. Thomson, G. Thomson - Conduction of Electricity Through Gases (Cambridge University Press. London 1928).

13. J. Jortner, M. Kestner, S. Rice, M. Cohen - J. Chem. Phys. 43, 2614, 1965.
14. B. Burdick - Phys. Rev. Letters, 14, 11, 1965.
15. J. Northby, T. Sanders - Phys. Rev. Letters, 18, 1184, 1967.
16. I. Adamczewski - Brit. J. Appl. Phys. 16, 759, 1965.
17. T. Zakrzewski - Praca doktorska 1969.
18. F.G. Gaeta - II Cuoco Cimento, 26, 1173, 1962.

THE EFFECT OF EXTERNAL ELECTRONS ON THE CONDUCTIVITY  
OF DIELECTRIC FLUIDS

S u m m a r y

Theoretical interpretation of experimental results.

Part 2

In the paper are presented theoretical concepts, concerning the mechanism of generation and transfer of electrical charges in dielectric fluids. On the basis of large number of experimental results some theoretical hypothesis are given, which take into consideration the free electrons and their role in the electrical conductivity process. Obtained experimental results, as well as theoretical may become the basis for Elaboration of the general theory of electrical conductivity in dielectric fluids with special attention to the problem of application of liquid dielectrics in the dosimetry of ionizing radiation.

## Р е з ю м е

В работе представлено ряд теоретических концепций, характеризующих механизмы восстановления и переноса электрических зарядов в жидкой диэлектрической среде.

На основании богатых опытных материалов выдвинуто ряд интересных теоретических гипотез, предусматривающих участие свободных электронов в процессе электрической проводимости.

Результаты, полученные опытным путём и разработанные теоретически могут быть основанием для разработки общей теории электрической проводимости жидких диэлектриков, особенно, в области применения жидких диэлектриков для дозиметрии ионизирующего излучения.