



Modele matematyczne wyładowań strimerowych w węglowodorach ciekłych

Streszczenie. W artykule przedstawiono trzy modele matematyczne wyładowań strimerowych w węglowodorach ciekłych, których wspólną cechą jest odwołanie się do zjawisk fizycznych nie wykorzystywanych dotychczas do opisu mechanizmu wyładowań elektrycznych w dielektrykach ciekłych. Model Watsona przedstawia wyładowania jako ciąg zjawisk elektrohydrodynamicznych, model Lewisa, to opis w kategoriach oddziaływań elektrostatycznych i mechanicznych, model Devinsa, Rzada i Schwabego opiera się na modelu pasmowym cieczy.

Abstract. (Mathematical models of streamer discharges in liquid hydrocarbons). Three different models of streamer discharges in liquid hydrocarbons are presented in the paper. Their common feature is incorporation of physical phenomena traditionally alien to the problem. Watson based his model on electro hydrodynamics, Lewis on electrostatics and mechanics and Devins, Rząd and Schwabe on energy band model of liquids.

Słowa kluczowe: dielektryk ciekły, wyładowania strimerowe, mechanizmy wyładowań.

Keywords: liquid dielectric, streamer discharges, discharge mechanism.

Model Watsona

Pełne przedstawienie modelu zawarto w [1,2]. W zasadzie służy do opisu wyładowań w układzie igła ujemna-płyta; tu przedstawiono go w wersji dla cieczy nielepkich. Wyładowanie, według [1,2], rozwija się w trzech stadiach:

- powstanie i rozrost pęcherzyka plazmowego;
 - pojawienie się na powierzchni pęcherzyka quasi-falowych niestabilności i ich rozrost;
 - konwersja niestabilności w strimery i ich rozwój.
- Kolejne wyżej wymienione fazy zachodzą na siebie.

a) Powstanie i rozrost pęcherzyka plazmowego

Pęcherzyk powstaje wskutek eksplozyjnego wydzielenia energii zamieniającej się na energię kinetyczną cieczy wymuszającej jej ruch promieniowy, co prowadzi do rozrostu pęcherzyka dzięki inercji cieczy. Pęcherzyk, powstając, ulega zjonizowaniu i jego powierzchnia posiada potencjał igły. Jeżeli pęcherzyk ma promień R i rośnie z szybkością u ($u=dR/dt$), to z prawa zachowania masy wynika energia kinetyczna cieczy

$$(1) \quad W_k = 2\pi\rho u^2 R^3$$

gdzie: ρ – gęstość cieczy,

Natężenie pola na biegunie pęcherzyka można określić jako

$$(2) \quad E(R) = \frac{U}{R(a/R)^{0,25}}$$

gdzie: a – odległość czubka igły od płyty; U – doprowadzone napięcie

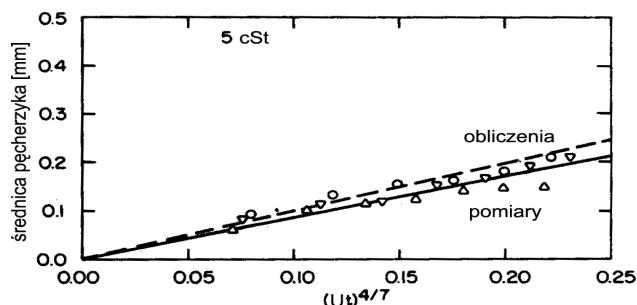
W miarę rozrostu pęcherzyka rośnie, kosztem energii kinetycznej cieczy, energia elektrostatyczna zgromadzona w polu pęcherzyk-płyta. Ciśnienie elektrostatyczne wywierane na powierzchnię pęcherzyka wynosi $p_{es}=1/2\epsilon E(R)^2$, zatem energia elektrostatyczna zawarta w objętości V wypartej przez pęcherzyk

$$(3) \quad W_{es} = \int_0^V p_{es} dV = \frac{4}{3} \frac{\pi\epsilon U^2}{3a^{0,5}} R^{1,5}$$

Przyrównując W_{es} i W_k otrzymuje się, po scałkowaniu

$$(4) \quad R(t) = \left[\frac{7}{4} U t \left(\frac{2\epsilon}{3a^{0,5}\rho} \right)^{0,5} \right]^{\frac{4}{7}} \approx (U t)^{\frac{4}{7}} \left(\frac{2\epsilon}{a^{0,5}\rho} \right)$$

Zmienność $R(t)$ ilustruje rysunek 1. Prosta opisana przez (4) nieźle odpowiada wynikom pomiarów dla oleju silikonowego o lepkości 5 cSt., dla nieco wyższej zgodność byłaby idealna. Olej transformatorowy ma lepkość 36 cSt w temperaturze pokojowej, natomiast w $t=60^\circ\text{C}$, 6 cSt, zatem równanie (4) doskonale opisuje wzrost R w ciepłym oleju.



Rys.1. Zależność promienia pęcherzyka od czasu w oleju silikonowym o lepkości 5 cSt. Układ igła-płyta: $d=1,5$ mm, $U=24$ kV

b) Powstanie i rozwój quasi-falowych niestabilności na powierzchni pęcherzyka

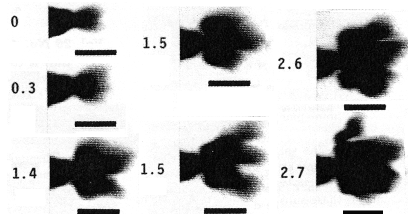
Powierzchnia pęcherzyka rozdziela dwa środowiska: plazmę wewnątrz i ciecz na zewnątrz. Gdyby uwarstwienie obu środowisk było płaskie, doszłoby do powstania tzw. niestabilności Rayleigha-Taylor'a w postaci sinusoidalnych odkształceń o rosnącej amplitudzie. Siłą motoryczną tej niestabilności są oddziaływania elektrostatyczne wynikające z odmiennych gęstości ładunku przestrzennego w obu środowiskach. Zagadnienie to zostało rozwiązane przez Katha i Hoburga [3] przy założeniu jednakowych wartości ρ i ϵ , v (lepkość kinematyczna), natomiast odmiennych przewodności γ . W modelu zachowana jest tylko różnica w wartościach γ ; w ciekłym dielektryku $\gamma_1=0$, w pęcherzyku $\gamma_2=\infty$. W przypadku cieczy nielepkich wzrost niestabilności zakłóceń opisuje równanie

$$(5) \quad A(t) = \int_0^t A_0 \exp(st) dt$$

gdzie: $s = Ek(\epsilon/2\rho)^{0.5}$ jest chwilową prędkością zmian amplitudy, a k liczbą falową niestabilności. Po podstawieniu wartości s oraz E z równania (2) otrzymuje się ostatecznie

$$(6) \quad A(t) = 2A_0 \exp \left[k \left(\frac{Ut}{3} \right)^{0.5} \left(\frac{\epsilon}{\rho} \right)^{0.25} \right]$$

Na rysunku 2 pokazano sekwencje zdjęć obrazujących rozwój pęcherzyka i niestabilności w oleju silikonowym o lepkości $\nu = 10$ cSt. Kątowa liczba falowa $k = 2\pi/\lambda$, gdzie λ - długość fali niestabilności, została wyznaczona z rysunku 2.



Rys.2. Rozwój pęcherzyka i niestabilności w oleju silikonowym o $\nu = 10$ cSt. Liczby, to czasy opóźnienia w stosunku do czoła skoku napięciowego. — = 50 μm ; $d = 1,5$ mm; $U = 7,5$ kV

W tabeli 1 zamieszczono porównanie parametrów wzrostu niestabilności przy k wyznaczonym z rysunku 2.

Tabela 1 Porównanie pomierzonych i obliczonych parametrów wzrostu niestabilności

wielkości	s [1/s] · 10 ⁶	k [1/m] · 10 ⁶	ν [m/s]	A [μm]
pomierzone	1,75	2,5	64,6	100
obliczone	1,8	-	45,2	52-54

c) Przekształcenie się niestabilności w strimery i ich rozwój

Strimery, to „palce” wypełnione plazmą, wyrastające z zaburzeń powierzchni, posiadające potencjał igły. Pole elektryczne oddziałuje na główki strimerów i powoduje ich wydłużenie. Jeżeli wyobrazić sobie strimer jako smukły walec zakończony półkulą, to siłę oddziaływania pola na główkę można obliczyć całkując p_{es} po jej powierzchni

$$(7) \quad F_{es} = \int_0^s \frac{\epsilon U^2}{2a^{0.5}} dS = 4\pi\epsilon U^2 (R/a)^{0.5}$$

Siła oporu lepkiego przypadająca na jednostkę długości strimera [4]

$$(8) \quad f_{\eta}(t) = \rho \nu_s \left(\frac{\nu}{\pi t} \right)^{0.5}$$

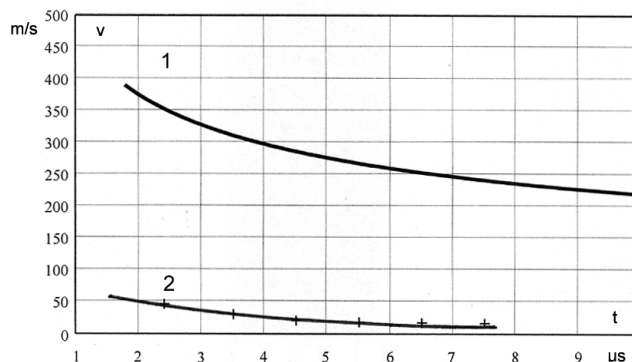
Podstawiając $t = x/\nu_s$ i całkując po powierzchni bocznej walca otrzymuje się siłę lepkiego oporu

$$(9) \quad F_{\eta} = \int_0^L 2\pi R \nu_s \left(\frac{\nu \nu_s}{\pi x} \right)^{0.5} dx = 4\pi \rho \nu_s^2 \left(\frac{\nu}{\pi} \right)^{0.5} \sqrt{t}$$

gdzie: ν_s jest prędkością propagacji strimera, zaś $L = \nu_s t$. porównując (7) i (9) otrzymuje się

$$(10) \quad \nu_s = \left[\sqrt{\pi} \frac{\epsilon U^2}{\rho (\nu R a)^{0.5}} \right]^{\frac{2}{3}} t^{-\frac{1}{3}}$$

Zgodność wyników pomiarów i obliczeń w zakresie a) (rysunek 1) i w zakresie b) (tabela 1) jest niezła, natomiast w zakresie c) rozbieżność pomiędzy krzywą opisaną przez (10) i wynikami pomiarów jest niedopuszczalna (rysunek 3).



Rys.3. Zależności prędkości strimerów od czasu dla olejów silikonowych o lepkościach 1-10 cSt: 1 – ilustracja wzoru (10); 2 – krzywa rzeczywistych zmian prędkości

Modelowi Watsona można postawić następujące zarzuty:

1. W rzeczywistości nie został spełniony warunek dotyczący równości parametrów obu ośrodków (ϵ , ν , ρ);
2. Nie do utrzymania jest założenie, że w skali μs może istnieć stabilna plazma przy rejestrowanych szybkościach rozwoju zjawiska;
3. Wzór (8) odnosi się do jednostajnego ruchu półpłaszczyzny w nieruchomej cieczy, jest zatem znacznym uproszczeniem w porównaniu z ruchem walca. Ten rzeczywisty przypadek jest jednak teoretycznie bardzo skomplikowany i nie może być rozwiązany analitycznie [4];
4. Strimery ujemne propagują skokowo, nie ciągle;
5. Wszystkie wzory zostały wyprowadzone przy założeniu jednakowego natężenia pola na całej powierzchni pęcherzyka, a wzór (2) dotyczy tylko jego bieguna.

Model Lewisa

Opiera się na trzech zjawiskach:

- a. Odklejaniu się cieczy od elektrody w miejscach o szczególnie dużym natężeniu pola;
- b. Stymulowaniu przez pole spontanicznej generacji dziur w masie dielektryka;
- c. Rozwarstwianiu się dielektryka w obszarach o wielkiej gęstości dziur;

A oto krótkie omówienie tych procesów.

- a. Dielektryki ciekłe mogą być uważane słabe elektrolity z warstwą podwójną o grubości 1-10 nm przy elektrodzie. W tej warstwie podwójnej natężenie pola jest rzędu 10 MV/cm, znacznie większe niż w masie dielektryka. Na powierzchni granicznej elektroda ciecz obowiązuje prawo Lippmana

$$(11) \quad q = - \left(\frac{\partial \sigma}{\partial \varphi} \right)_{p,T}$$

gdzie: σ – napięcie powierzchniowe; φ – potencjał; q - gęstość powierzchniowa ładunku.

Z (11) wynika, że natężenie pola zmniejsza napięcie powierzchniowe. Taki sam rezultat daje analiza tensorowa; stycznie do powierzchni granicznej działa siła przeciwna sile napięcia powierzchniowego, zależna od natężenia pola. W miejscach, gdzie będzie ono szczególnie silne, dojsć może do obnażenia metalu elektrody i powstania mikrośrodka próżniowego. Dla n-heksanu w stanie granicznej przy $E = 10$ MV/cm $\Delta\sigma = 17,7$ mN/m, podczas gdy $\sigma = 18,4$ mN/m. Biorąc pod uwagę spiętrzenia E na mikrostrzach elektrody trzeba stwierdzić, że istotnie odklejanie się cieczy jest możliwe.

b. W skali submikroskopowej cieczy nie można traktować jako skondensowanej fazy ciągłej. W niepolarnych cieczach siły międzycząsteczkowe są słabe, a energia cząsteczek dostatecznie duża, aby mogła zrywać niektóre wiązania międzycząsteczkowe i powodować lokalne zmiany konfiguracji molekuł tworząc submikroskopowe wtrąciny (dziury). Dziura żyje krótko, a zarywa się pod wpływem sił spójności cieczy. Dochodzi zatem do spontanicznej generacji i zapadania się dziur, przy czym energia generacji W_g jest większa od energii zapadania W_z . Oba procesy będą stymulowane termicznie, czyli, że ich częstotliwości można opisać równaniem o postaci

$$(12) \quad K = \omega \exp\left(-\frac{W}{kT}\right)$$

gdzie: k – stała Boltzmana; ω – częstotliwość prób generacji/zapadania; T – temperatura bezwzględna.

Gęstość N możliwych dziur jest rzędu gęstości molekularnej cieczy; jeżeli n jest gęstością w chwili t , to

$$(13) \quad \frac{dn}{dt} = K_g(N - n) - K_z n$$

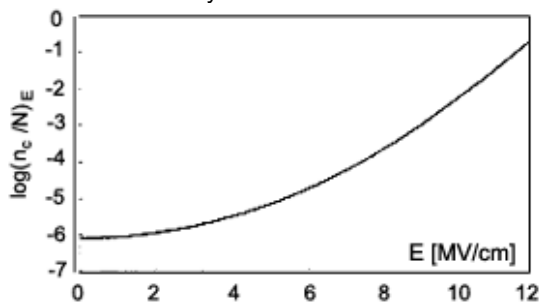
Koncentracja w stanie równowagi

$$(14) \quad n_c = N \frac{K_g}{K_g + K_z} = N \left[1 + \exp\left(\frac{W_g - W_z}{kT}\right) \right]$$

Stosunek n_c/N można ocenić zakładając, że dziura ma średnicę kilku długości molekularnych (np. $5 \cdot 10^{-10}$ m), i że energia aktywacji jest równa energii powierzchniowej takiej kulki. Zatem małe dziury o promieniu $2,5 \cdot 10^{-10}$ m mają energię powierzchniową 0,087 eV i $n_c/N = 2,9 \cdot 10^{-2}$, zaś duże dziury o promieniu 10^{-9} m odpowiednio 1,4 eV i $4,7 \cdot 10^{-25}$. Łatwo też uzależnić obie koncentracje od ciśnienia; energie aktywacji będą odpowiednio: $W_g + p dv_p$ i $W_z - p dv_p$, gdzie dv_p jest zmianą objętości dziury spowodowanej przez ciśnienie zewnętrzne. Pod napięciem zmieniają się energie aktywacji; ponieważ pole działa przeciw siłom spójności cieczy: energia generacji zmniejsza się o $dv_g \epsilon E^2$, zaś energia zarywania wzrosła o $dv_z \epsilon E^2$. Podstawiając te wartości do wzorów: (12), (13) i (14) oblicza się koncentrację w stanie równowagi w obecności pola w zależności od koncentracji bez pola

$$(15) \quad \left(\frac{n_c}{N}\right)_E = \left(\frac{n_c}{N}\right) \exp\left[\frac{(dv_g + dv_z) \epsilon E^2}{kT}\right]$$

gdzie: dv_g i dv_z są rzędu 10^{-27} m. Zależność (15) pokazano na rysunku 4. Jak wynika z rysunku w polu o natężeniu 7-8 MV/cm charakterystycznym dla procesów inicjacyjnych koncentracja dziur w obecności pola przewyższa bezpolową co najmniej o dwa rzędy wielkości. Koncentracja dziur osiąga wartość ustaloną po ok. 10^{-11} s, zatem w kategoriach czasów do inicjacji wyładowań proces ten jest procesem bezzwłocznym.



Rys.4. Koncentracja dziur w zależności od natężenia pola

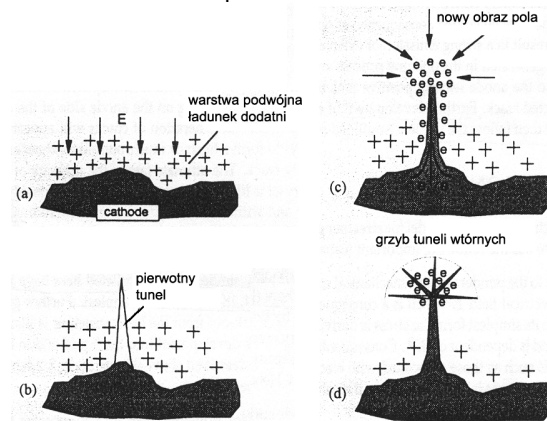
c. Zasada rządząca pęknięciami została przejęta z teorii wytrzymałości kruchych bezpostaciowych dielektryków stałych; jest to tzw. kryterium Griffitha [5]

$$(16) \quad I = cW$$

gdzie: I – gęstość energii konieczna do powstania jednostki powierzchni pęknięcia; W – gęstość energii mechanicznej zgromadzonej w sąsiedztwie pęknięcia; c – długość już istniejącego pęknięcia. Lewis przyjmuje c jako długość nowego pęknięcia. Wstawienie w miejsce W gęstości energii elektrycznej $1/2\epsilon E^2$ prowadzi do

$$(17) \quad c = \frac{2IY}{(\epsilon E^2)^2}$$

gdzie: Y – moduł Younga cieczy. Kruche ciała stałe pękają wskutek jednokierunkowego oddziaływania na materiał, w którym istnieje już pewne pęknięcie o długości c . W polu elektrycznym siły powodujące przewyciężenie sił spójności cieczy są ortogonalne do wektora pola, czyli oddziałują promieniowo; zamiast płaskiego pęknięcia pod wpływem naprężeń mechanicznych, pod wpływem naprężeń elektrycznych będzie pęknięcie „tunelowe”. Będzie mu sprzyjała wysoka w obszarze silnego pola koncentracja dziur. W czasach charakterystycznych dla rozwoju wyładowań, tj. mikrosekundowych i submikrosekundowych zmiany gęstości dziur prawie nie zachodzą i mamy do czynienia z „zamrożeniem” struktury cieczy (sporowacenie). Pęknięcia będą zatem wydłużały się w tych kierunkach, w których gęstości dziur będą największe, czyli zgodnie z kierunkiem wektora pola.



Rys.6. Propagacja ujemnego strimera: a) warunki przedwyładowcze; b) siły elektrokapilarne generują pierwotne pęknięcie u katody; c) strumień emitowanych z katody elektronów ogromnie zniekształca pole u czubka kanału; d) wtórne tunelowe pęknięcia rozwijają się na kształt grzyba w odkształconym polu promieniowym.

Lewis identyfikuje gęstość energii I z energią powierzchniową, która dla n-heksanu wynosi $1,85 \cdot 10^{-2}$ J/m². Przyjmując $Y=10^9$ N/m², otrzymuje się dla $E=10$ MV/cm $c=1,175 \cdot 10^{-3}$ m. Zważywszy, że w obszarze sporowacenia Y będzie miał z pewnością znacznie mniejszą wartość, uznano wartość c za niedoszacowaną.

W trakcie rozwarstwiania kruchych ciał stałych dochodzi do intensywnych wyładowań elektrycznych; mamy już zatem do czynienia z tunelowymi pęknięciami propagującymi zgodnie z kierunkiem wektora pola, które przypominają strimery i towarzyszące im wyładowania. Na rysunku 6 pokazano jak propaguje ujemny „strimer”.

W przypadku inicjacji u anody, jak twierdzi Lewis, będzie podobnie, ale główną rolę będzie grał dodatni ładunek

przestrzenny zgromadzony w główce kanału, gdyż elektrony spłyną do anody.

Nawet, jeżeli można byłoby uznać za słuszne twierdzenie autora, iż jego model wyjaśnia wiele sprzeczności, to jednocześnie wprowadza nowe:

1 Strimery są według Lewisa ośrodkami próżniowymi, czemu przeczą pomiary spektroskopowe ujawniające bardzo wysoki stopień zjonizowania kanałów [6];

2. Sygnały świetlne rejestrowane podczas wyładowań nie pochodzą tylko z czubka kanału, lecz wskutek jego rozświetlenia na całej długości;

3. Nie można wyjaśnić na gruncie modelu, dlaczego kanały dodatnie rozwijają się z większą prędkością. Wbrew twierdzeniu autora nie da się odnieść rysunku 6 także do kanałów dodatnich. Dodatni ładunek przestrzenny mógłby pojawić się w wyniku jonizacji połowej cieczy, ale aby ona zaszła, potrzebny jest kontakt elektrody z cieczą. Takiego kontaktu nie ma wskutek odsunięcia cieczy od elektrody w wyniku działania sił elektrokapilarnych;

4. Kryterium Griffitha nie służy do obliczenia długości pęknięcia. Paradoksalnie dowodem na to jest (17); jeżeli $c \sim 1/E^4$, to pole zapobiega pęknięciom, a nie sprzyja im.

Model Devinsa, Rzada i Schwabego

Dotyczy tylko supersonicznego strimera dodatniego. Jego oryginalność polega na założeniu, że przewodność kanału zapewniają wnikaające doń elektrony tunelujące z pasma walencyjnego cieczy do pasma przewodnictwa [7]. Prawdopodobieństwo takiego tunelowania dla ciał stałych zostało określone przez Zenera

$$(18) \quad \gamma = \frac{eEa}{h} \exp\left(-\frac{\pi^2 ma\Phi^2}{h^2 eE}\right)$$

gdzie: a – stała siatki dielektryka; m – masa spoczynkowa elektronu; Φ – szerokość pasma zabronionego; h – stała Plancka; e – ładunek elektronu; E – natężenie pola.

Liczbę ładunków wnikających w ciągu sekundy do kanału można obliczyć jako $Z = \pi r_0^2 c v$, gdzie: r_0 – promień główki strimera; v – jego prędkość propagacji; c – koncentracja ujemnych ładunków w kanale. Te ładunki są dostarczane wskutek tunelowania elektronów przez pasmo zabronione w wydrążonej półkuli o grubości ścianki dr i objętości $2\pi r^2 dr$. Jeżeli w tym obszarze gęstość molekuł wynosi n , to

$$(19) \quad Z = \int_0^{\infty} 2\pi r^2 n \gamma dr$$

Uwzględniając, że $E(r) = E_0(r_0/r)^2$ otrzymuje się

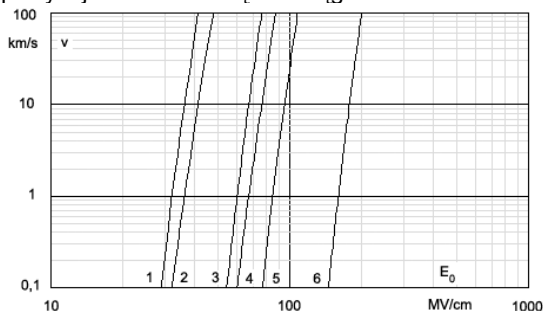
$$(20) \quad v = \left(\frac{ae^3 E_0^3}{\pi m \Phi^2}\right)^{0,5} \frac{n}{c} \operatorname{erfc}\left(\frac{\pi^2 ma\Phi^2}{h^2 eE_0}\right)$$

Koncentrację ładunków można obliczyć znając prąd i korzystając z $t = d/v = d/E\mu$, gdzie: d – odległość przebyta przez główkę kanału; t – czas; μ – ruchliwość elektronów; N – liczba równocześnie rozwijających się kanałów

$$(21) \quad c = \frac{i}{\pi r_0^2 N e \mu E}$$

Dokładną wartość n można obliczyć dla jednorodnych chemicznie cieczy; dla oleju transformatorowego można przyjąć w przybliżeniu $n = 5 \cdot 10^{21} / \text{cm}^3$. Gęstość elektronów w kanale dodatniego strimera wynosi ok. $5 \cdot 10^{18} / \text{cm}^3$ [6], zatem $n/c \approx 10^3$. Ponieważ N trudno policzyć w pęku strimerów, odwołano się do przypadku $N=1$, dla którego $r_0 = 5 \mu\text{m}$, $i=0,001 \text{ A}$ i $E = 30 \text{ kV/cm}$ [8]. Dla $\mu = 5 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2/\text{Vs}$, otrzymuje się $n/c = 1,06 \cdot 10^3$, czyli liczbę prawie identyczną jak otrzymana z pomiarów spektroskopowych [6]. Na rysunku 7

pokazano wykres zależności (20). Ze wszystkich krzywych tylko cztery pierwsze mają sens fizyczny, gdyż pola powyżej 100 MV/cm są nieosiągalne.



Rys.7. Zależność szybkości propagacji strimerów według (20) : 1) $\Phi=6 \text{ eV}$, $a=0,5 \text{ nm}$, $n/c=10^3$; 2) $\Phi=6 \text{ eV}$, $a=1 \text{ nm}$, $n/c=10^2$; 3) $\Phi=6 \text{ eV}$, $a=0,5 \text{ nm}$, $n/c=10^2$; 4) $\Phi=6 \text{ eV}$, $a=1 \text{ nm}$, $n/c=10^2$; 5) $\Phi=10 \text{ eV}$, $a=0,5 \text{ nm}$, $n/c=10^3$; 6) $\Phi=10 \text{ eV}$, $a=1 \text{ nm}$, $n/c=10^3$.

Nasuują się następujące uwagi:

1. Prędkość strimerów dodatnich niewiele zależy od napięcia, stąd też ogromna zależność v od E_0 z rysunku 7 naprowadza na myśl, że te krzywe obrazują potencjalną zależność $v=f(E_0)$; w rzeczywistości istnieją mechanizmy regulacyjne, które utrzymują stałość v : spadek napięcia na kanale i jego rozgałęzianie się. Sugerowany przez autorów modelu wzrost r_0 nie znajduje pokrycia eksperymentalnego;
2. Zmiana Φ z 10 eV do 6 eV wg rysunku 7 zmniejsza prędkość aż o 7 rzędów wielkości. Zmniejszeniu Φ odpowiada dodanie łatwo jonizującej substancji, która, w ilości $7,3 \cdot 10^{-2} \text{ M}$, przyspieszyła strimery tylko dwukrotnie [9];
3. W modelu rozpatruje się propagację strimera tylko w kategoriach elektrostatyki, podczas gdy decydujący wpływ na v ma czynnik hydrodynamiczny – siła oporu czołowego. Félici [10] ocenił, że rozwój strimera z $v = 10 \text{ km/s}$ wymaga $E = 40 \text{ MV/cm}$, co odpowiadałoby krzywym 1 i 2.

LITERATURA

- [1] Sadeghzadeh-Araghi M., Qureshi M.I., Chadband W.G., Watson P.K. Measurement of the Growth of Cavities and of EHD Instabilities during the Negative-point Breakdown of Silicone Fluids, *IEEE Trans. El. Ins.* 26 (1991), n.4, 663-672
- [2] Watson P.K., Chadband W.G., Sadeghzadeh-Araghi M. The Role of Electrostatic and Hydrodynamic Forces in the Negative-point Breakdown in Liquid Dielectrics, *IEEE Trans. El. Ins.*, 26, (1991), n.4, 543-559
- [3] Kath G.S., Hoburg J.F., Interfacial electrohydrodynamic instability in normal electric field, *The Physics of Fluids*, 20 (1977), n.6, 912-916
- [4] Rosenhead L., Laminar boundary layers, *Oxford Press*, 1963, 137
- [5] Lawn B. Fracture of Brittle Solids, *Cambridge University Press*, England, 1993
- [6] Bärman P., Kröll S., Sunesson A., Spectroscopic measurement of streamer filaments in dielectric breakdown in a dielectric liquid, *Journal of Physics D: Appl. Phys.*, 29 (1996), 1188-1196
- [7] Devins J.C., Rząd S.J., Schwabe R.J. Breakdown and prebreakdown phenomena in liquids, *Journal of Appl. Physics*, 52 (1981), n.7, 4531-4545
- [8] Łobanow A.N., Torshin Yu.V., Ulyanov K.N., Phenomenological view of pulse discharge in transformer oil, *9th Int. Symp. on High Voltage Eng., Graz, Austria, August 28-September 1, 1995*, 1077-1 – 1077-4
- [9] Félici N.J., Blazing a fiery trail with the hounds, *IEEE Trans. El. Ins.*, 23 (1988), n.4, 497-503
- [10] Devins J.C., Rząd S.J., Schwabe R.J., The role of electronic processes in the electrical breakdown of insulating liquids, *Can. Journal of Chemistry*, 55 (1977), n.11, 1899-1905

Autor: dr inż. Józef Galczak, Politechnika Łódzka, Instytut Elektroenergetyki, Zakład Wysokich Napięć, ul. Stefanowskiego 18/22, 90-924 Łódź. E-mail: jgalczak@mail.p.lodz.pl