

Układ wyładowczy z jonizacją wsteczną

Streszczenie. W pracy opisano układ wyładowczy z jonizacją wsteczną do wytwarzania zimnej plazmy pod ciśnieniem atmosferycznym. Porównano charakterystyki prądowo-napięciowe układów z klasycznym ulotem oraz z wyładowaniami wstecznymi. Ponadto omówiono wpływ szczeliny powietrznej między warstwą dielektryczną a elektrodą uziomioną na uzyskiwane gęstości prądu na podstawie badań doświadczalnych i symulacji komputerowej wykorzystującej metodę elementów skończonych.

Abstract. Application of back corona discharge phenomenon in cold plasma generation process under atmospheric pressure was described in this paper. The comparison of current-voltage characteristics of classic corona and back corona discharge systems was made. Influence of the air gap between the dielectric layer and the grounded electrode was presented as the results of the experiment and computer simulation using a finite-element method. (**Back ionisation discharge system**).

Słowa kluczowe: wyładowanie wsteczne, zimna plazma, perforowana warstwa dielektryczna.

Keywords: back corona discharge, cold plasma, perforated dielectric layer.

Wstęp

Wyładowania elektryczne w gazach, obok akceleratorów cząstek, są obecnie najczęściej wykorzystywane do wytwarzania zimnej plazmy [1,2]. Rosnące zainteresowanie pierwszą metodą powiązane jest z relatywnie prostą realizacją, dużą niezawodnością oraz niskimi kosztami.

Plazma niskotemperaturowa (zimna) jest zjonizowanym gazem, zawierającym w swym składzie elektrony, jony, cząstki neutralne i wolne rodniki. W odróżnieniu do plazmy wysokotemperaturowej charakteryzuje się ona mniejszą gęstością zjonizowanych cząstek ($<10^{19} \text{ m}^{-3}$) oraz nierównowagą termodynamiczną między elektronami a tzw. ciężkimi cząstkami (np. jony, atomy). Większość energii wyładowania przekazywana jest głównie elektronom, umożliwiając im uzyskanie temperatury rzędu 10^5 K . Gaz, w którym wytwarzana jest plazma, pozostaje w temperaturze pokojowej.

Urządzeniami do wytwarzania zimnej plazmy z wykorzystaniem wyładowań elektrycznych są reaktory plazmowe. Do chwili obecnej opracowano wiele typów reaktorów plazmowych. Ze względu na rodzaj napięcia zasilania wyszczególnia się reaktory napięcia stałego, przemiennego i wysokiej częstotliwości [3]. Ze względu na rodzaj wyładowań elektrycznych rozróżnia się reaktory z wyładowaniami niezupełnymi, z barierą dielektryczną oraz z tzw. złożem upakowanym. Wszystkie wyżej wymienione typy rozwiązań urządzeń plazmowych mogą być wykorzystane w systemach pracujących pod ciśnieniem normalnym, tzw. APPS (Atmospheric Pressure Plasma Systems).

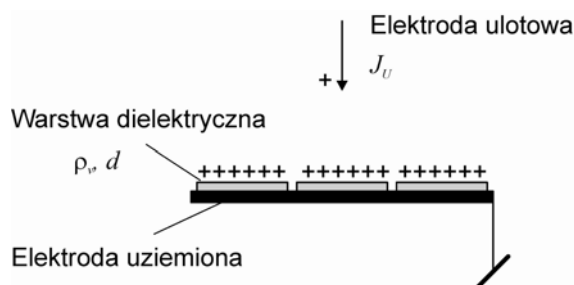
Zimna plazma skutecznie stosowana jest m.in. do rozkładu gazów przemysłowych, spalinowych lub do produkcji ozonu [4-6].

Istotnym problemem występującym w reaktorach pracujących pod ciśnieniem atmosferycznym jest uzyskanie stabilnej w czasie i o dużej gęstości wysokoenergetycznych elektronów zimnej plazmy. Gęstość elektronów w obszarze reaktora jest związana jednoznacznie z wartością prądu wyładowań. Jednym ze

sposobów uzyskania podwyższonej intensywności wyładowań elektrycznych, a co za tym idzie gęstości plazmy, jest wykorzystanie zjawiska jonizacji wstecznej.

Zjawisko jonizacji wstecznej

Wyładowanie wsteczne to rodzaj wyładowania niepełnego, powstające w układzie z niesymetryczną konfiguracją elektrod (np. ostrze- płyta) i warstwą dielektryczną umieszczoną na elektrodzie niskopolowej. Zjawisko wyładowań wstecznych zaobserwowane zostało w latach 30-tych ubiegłego wieku, w elektrofiltrach, jako zjawisko niepożądane, prowadzące do wyraźnego obniżenia ich efektywności działania. Wyładowania wsteczne próbowano wykorzystać do wytwarzania zimnej plazmy już w końcu lat 80-tych (podwyższenie prądu wyładowania). Prace te są nadal kontynuowane. Poszukiwane są także nowe możliwości wykorzystania wspomnianego zjawiska [6,7]. Szkic ilustrujący proces powstawania wyładowań wstecznych przedstawiono na rysunku 1.



Rys. 1. Ilustracja powstawania wyładowań wstecznych w układzie z niesymetryczną konfiguracją elektrod

Warunkiem koniecznym do powstania wyładowań wstecznych jest odpowiednio duża efektywna gęstość ładunku na powierzchni warstwy dielektrycznej. Podczas ulotu następuje elektryczne ładowanie wspomnianej warstwy do napięcia U , określonego przez gęstość prądu wyładowań oraz właściwości warstwy. Wartość napięcia U będzie zatem zależała od prądu ulotu J_U , rezystywności skrośnej materiału warstwy ρ_v oraz jej grubości d , zgodnie z zależnością:

$$(1) \quad U = J_U \cdot \rho_v \cdot d$$

Jeśli w warstwie dielektrycznej występują tzw. elektrycznie słabe punkty (pory), to może nastąpić w nich przekroczenie wartości krytycznej natężenia pola elektrycznego, lokalne wyładowanie oraz wstrzyknięcie dużej gęstości ładunku, przeciwnego znaku w stosunku do elektrody ulotowej. Proces ten może być opisany zależnością:

$$(2) \quad J_U \cdot \rho_v > E_{kr}$$

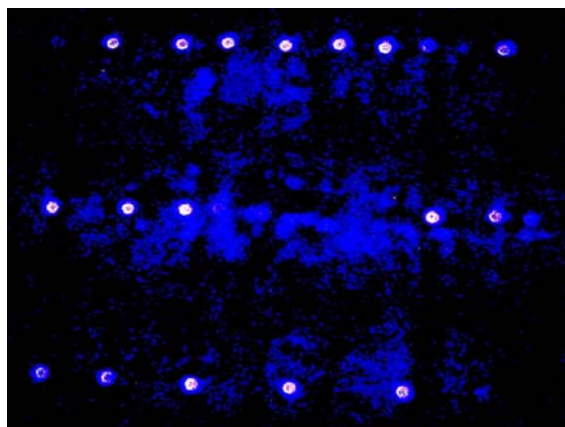
Jednym z efektów wyładowania wstecznego jest podwyższenie wartości prądu wyładowania. Z badań empirycznych wynika, że wyładowania wsteczne obserwowane są dla dielektryków posiadających rezystywność skrośną powyżej $5 \cdot 10^8 \Omega m$.

Na rysunku 2 przedstawiono rozkład wyładowań wstecznych, rozwijających się na elektrodzie niskopolowej pokrytej tkaniną szklaną [8]. Wybór tkaniny szklanej jako warstwy perforowanego dielektryka umożliwił uzyskanie równomiernie rozłożonych wspomnianych słabych punktów w jego warstwie. Widoczne na rysunku 2 zaciemnione

VI Lubuska Konferencja Naukowo-Techniczna – i-MITEL 2010

miejsca wskazują jednak na nierównomierny rozkład intensywności wyładowań wstecznych. Zaobserwowane zjawisko powiązane z występowaniem szczeliny powietrznej o niekontrolowanej grubości, pomiędzy warstwą tkaniny a elektrodą uziemioną.

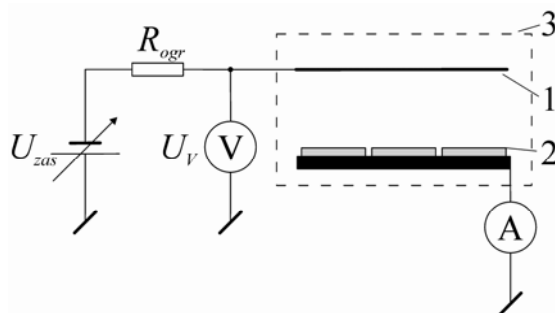
W celu wyjaśnienia przyczyny niejednorodnego rozkładu intensywności wyładowań wykonano badania doświadczalne oraz symulację komputerową wpływu grubości wymienionej wyżej szczeliny powietrznej na rozkład natężenia pola elektrycznego i intensywność wyładowań.



Rys. 2. Rozkład jonizacji wstecznej na elektrodzie niskopolowej dla polaryzacji ujemnej napięcia zasilającego elektrody ulotowe, w powietrzu w warunkach normalnych

Wyniki pomiarów i symulacji komputerowych

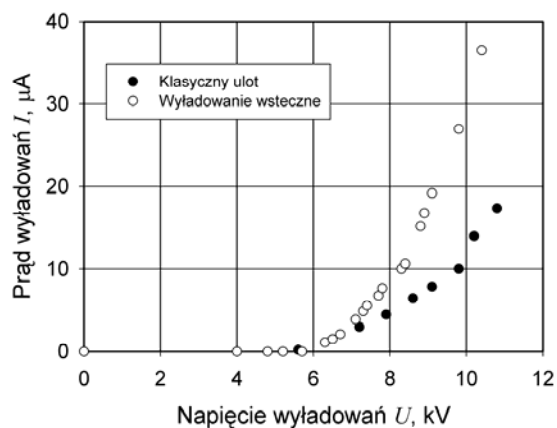
Badania doświadczalne wykonano w układzie z jonizacją wsteczną, złożonym z elektrody ulotowej w postaci struny ze stopu miedzi i niklu (1) $\varnothing = 30 \mu\text{m}$, tkaniny szklanej o grubości (2) $d = 0,2 \text{ mm}$, rezystywności skrośnej $\rho = 1,7 \cdot 10^{11} \Omega\text{m}$, przenikalności elektrycznej $\epsilon = 2$ oraz klatki Faradaya (3). Schemat układu do badania charakterystyk prądowo-napięciowych przedstawiono na rysunku 3.



Rys. 3. Schemat układu pomiarowego do wyznaczania charakterystyk prądowo-napięciowych układu z jonizacją wsteczną

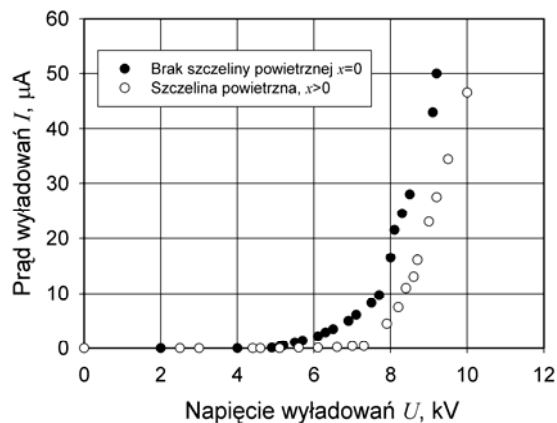
Charakterystyki prądowo-napięciowe dla układu wyładowczego typu ostrze-płyta (klasyczny ulot) oraz z jonizacją wsteczną dla identycznej geometrii elektrod przedstawiono na rysunku 4.

Wpływ szczeliny powietrznej na wartości prądu wyładowań sprawdzono przez wprowadzenie jednorodnej szczeliny o grubości 1 mm, a następnie powtórne wyznaczenie charakterystyki prądowo-napięciowej dla identycznej geometrii elektrod.



Rys. 4. Charakterystyki prądowo-napięciowe układu z klasycznym wyładowaniem ulotowym i jonizacją wsteczną w powietrzu w warunkach normalnych (elektroda ulotowa spolaryzowana napięciem o biegunowości dodatniej, odległość między elektrodami 20 mm)

Charakterystyki prądowo-napięciowe dla przypadku ze szczeliną i bez przedstawiono dla celów porównawczych na rysunku 5. Wprowadzenie szczeliny powietrznej pomiędzy warstwą dielektryka a elektrodą niskopolołą prowadzi do przesunięcia charakterystyki $I-U$ w stronę wyższych napięć.

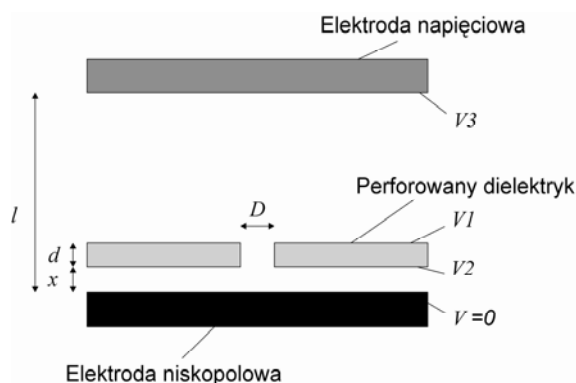


Rys. 5. Charakterystyki prądowo-napięciowe układu z jonizacją wsteczną przy braku oraz ze szczeliną powietrzną między warstwą dielektryczną a elektrodą uziomioną w powietrzu w warunkach normalnych (elektroda ulotowa spolaryzowana napięciem o biegunowości ujemnej, odległość między elektrodami 20 mm, szerokość szczeliny 1 mm)

VI Lubuska Konferencja Naukowo-Techniczna – i-MITEL 2010

Dla przypadku układu ze szczeliną powietrzną i bez przewodzącego również symulacje komputerowe rozkładu natężenia pola elektrycznego. Wykorzystano oprogramowanie Maxwell SV (oparte na obliczeniach metodą elementów skończonych) firmy Ansoft. Istotą tej części badań była ocena zależności maksymalnej wartości pola lokalnego w kanale warstwy dielektrycznej (modelującym słaby punkt warstwy lub jej perforację), decydującego w znacznym stopniu o intensywności wyładowania wstecznego, od grubości szczeliny powietrznej.

Model określający geometrię układu wyładowczego, wraz z warunkami polaryzacji, zastosowany do przeprowadzenia analizy komputerowej przedstawiono na rysunku 6.



Rys. 6. Model układu z jonizacją wsteczną stosowany do celów symulacji komputerowej

Zasadniczymi elementami układu symulacyjnego są elektrody: napięciowa i niskopolewa, zapewniające wytwarzanie stałego pola elektrycznego oraz perforowana warstwa dielektryczna o znanej przenikalności ϵ oraz przewodności elektrycznej σ . Zastosowanie układu płasko-równoległego elektrod (a nie jak w części doświadczalnej układ ostrze-płyta) podyktowane jest założeniem o występowaniu praktycznie stałego pola w otoczeniu dielektryka perforowanego. Pole niejednorodne występuje tylko w pobliżu elektrody ulotowej.

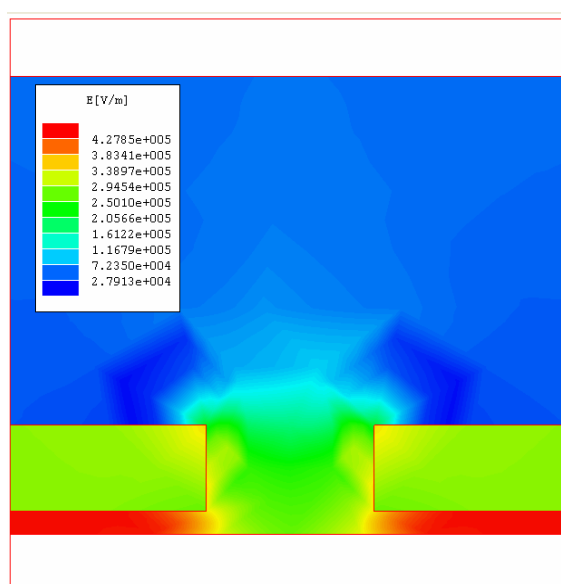
Wymiary otworu (kanału) w warstwie perforowanego dielektryka D i jego grubości d , odległości między elektrodami l oraz grubości potencjalnej szczeliny powietrznej x dobrano w taki sposób, aby odwzorować układ rzeczywisty opisany w części doświadczalnej. Dla celów symulacji komputerowych zachowano następujące proporcje: $D/d = 2$; $l/d = 5,3$; $x/d = 0 \dots 0,27$.

Stan wyładowań koronowych (niezbędnych do wytworzenia wyładowań wstecznych) zamodelowano częściowo zjonizowanym powietrzem o niezerowej przewodności ($\sigma_p = 10^9$ S/m). Dla dielektryka niejednorodnego (tkanina), znajdującego się w obecności zjonizowanego powietrza, przyjęto $\sigma_d = 10^{11}$ S/m. Przenikalności elektryczne ustalono odpowiednio na poziomie $\epsilon_p = 1$ i $\epsilon_d = 1,5$. Symulacje rozkładów natężenia pola uzyskane przy założeniu przewodności większych od zera dla kanału oraz dielektryka wykazały niewielki ich wpływ na rozkłady natężenia pola. W dalszej części przedstawiono zatem jedynie wyniki dla dielektryków idealnych, tzn. spełniających warunek $\sigma_p = \sigma_d = 0$.

Dla uproszczenia procesu symulacji mechanizm powstawania wyładowań wstecznych w układzie ze szczeliną podzielono na dwa etapy. W pierwszym etapie w szczelinie powstają wyładowania niezupełne, prowadzące do zaniku pola w obszarze x

między dielektrykiem a elektrodą niskopolową. W drugim etapie poszukuje się punktu o najwyższej wartości natężenia pola, w którym należy spodziewać się rozwoju wyładowania wstecznego.

Symulację prowadzono dla zadawanych wartości potencjału dla górnej – $V1$ (etap wyładowań niezupełnych) lub obu stron warstwy dielektryka $V1$, $V2$ (w obszarze poza perforacją – otworem) oraz potencjału elektrod płaskich górnej $V3$ i dolnej V , przyjętego równego zero. Wartości potencjałów dobrano tak, aby uzyskiwać pola zbliżone do pól przebiciowych. W pierwszym etapie, gdy potencjał dolnej powierzchni warstwy dielektryka $V2$ jest „pływający” najwyższe natężenie pola elektrycznego występuje w szczelinie o grubości x (rys.7) – obszar zaznaczony kolorem czerwonym. Prowadzi to ostatecznie do wystąpienia w niej wyładowań niezupełnych.

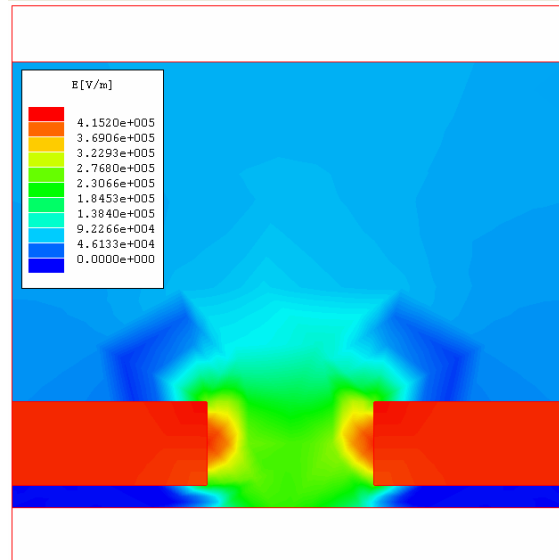


Rys. 7. Rozkład natężenia pola elektrycznego w układzie wyładowczym dla $U = +5$ kV oraz $V1 = 3$ kV – początek wyładowania niezupełnego w szczelinie x ($x/d = 0,27$)

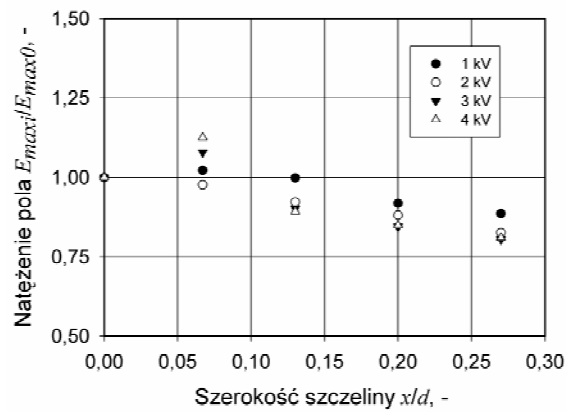
Zjawisko wyładowań niezupełnych prowadzi do zaniku pola wypadkowego w szczelinie i do zerowego potencjału powierzchniowego dolnej warstwy dielektrycznej $V2$. W drugim etapie, w wyniku działania źródeł na potencjale $V1$ i $V3$ rozkład pola elektrycznego ulega znaczącej zmianie. Maksymalna wartość pola, wskazująca na możliwość zainicjowania wyładowań wstecznych, występuje w kanale (perforacji) warstwy dielektryka, jak to uwidoczniło na rysunku 8.

Podczas symulacji wyznaczono również zależności maksymalnych wartości lokalnego natężenia pola elektrycznego w kanale dielektryka o średnicy D od szerokości szczeliny x dla przypadku wymienionych wyżej etapów (pojawienia się wyładowań niezupełnych oraz wstecznych).

Wyniki symulacji w postaci charakterystyk dla różnych wartości potencjału powierzchniowego $V1$ przedstawiono odpowiednio na rysunkach 9 i 10.



Rys. 8. Rozkład natężenia pola elektrycznego w układzie wyładowczym dla $U = +5$ kV oraz $V1 = 3$ kV po wyładowaniu niepełnym w szczelinie x ($x/d = 0,27$) – początek wyładowania wstecznego w kanale D

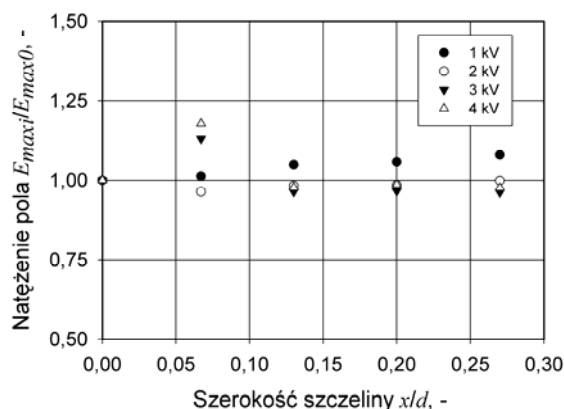


Rys. 9. Zależność maksymalnej wartości lokalnego natężenia pola elektrycznego w kanale dielektryka od szerokości szczeliny x dla różnych wartości potencjału powierzchniowego $V1$. Potencjał $V2$ – pływający.

Wnioski i uwagi

Zjawisko wyładowań wstecznych pozwala uzyskać dla tej samej geometrii elektrod wyższe gęstości plazmy niskotemperaturowej w porównaniu z klasycznym ulotem. Wartości prądu wyładowań w układzie z dielektrykiem perforowanym w badanym przedziale napięć były ponad 2-krotnie wyższe niż w przypadku klasycznego ulotu (rys.4). Wyższe wartości prądu wyładowania dla podobnych napięć wskazują na

możliwość wykorzystania wyładowań wstecznych do wytwarzania zimnej plazmy o większej koncentracji w układzie wyładowczym.



Rys. 10. Zależność maksymalnej wartości lokalnego natężenia pola elektrycznego w kanale dielektryka od szerokości szczeliny x dla różnych wartości potencjału powierzchniowego $V1$. Potencjał $V2=0$

Szczelina powietrzna pomiędzy warstwą dielektryka a elektrodą niskopolołą powoduje zmiany właściwości wyładowczych układu z jonizacją wsteczną. Może prowadzić do przesunięcia charakterystyki prądowo-napięciowej, podwyższenia napięcia początkowego wyładowania (rys.5) oraz zmniejszenie lokalnej intensywności wyładowań i „świecenia” kanałów plazmowych w dielektryku (rys.2).

Symulacje komputerowe wykazały, że maksimum natężenia pola elektrycznego przy założeniu braku wyładowań (niezupelných) występuje w obszarze szczeliny powietrznej elektroda-dielektryk. W efekcie dochodzi w niej do wyładowania niezupelnego i zasadniczego zmniejszenia się pola w obszarze szczeliny. W takiej sytuacji następuje przemieszczenie się maksimum pola do kanału gazowego w dielektryku (rys.6 i 8), co sprzyja rozwojowi w nim wyładowania wstecznego. Symulacja komputerowa przeprowadzona przy przedstawionych wyżej założeniach potwierdza uzyskane wyniki eksperymentalne. Wyniki te wskazują również na wzrost wartości napięcia początkowego dla układu ze szczeliną powietrzną.

Stosunek maksymalnej wartości natężenia pola w kanale dielektryka w sytuacji przed i po wystąpieniu wyładowania niezupelnego (zmniejszenia pola) w szczelinie powietrznej zależy od jej szerokości. Im grubsza szczelina, tym zmiana jest większa.

Symulacje wykazały, że zależność maksymalnej wartości natężenia pola w kanale od grubości szczeliny może mieć różny przebieg dla zmienianych wartości potencjału powierzchniowego warstwy dielektryka $V1$. Pokazano, że w szczególnych warunkach zależność może mieć charakter rosnący lub wykazywać ekstremum.

Wartość potencjału powierzchniowego $V1$ może zależeć od właściwości elektrycznych perforowanego dielektryka oraz intensywności wyładowań koronowych (prądu ulotu). Zatem wpływ szczeliny powietrznej na charakterystyki prądowo-napięciowe może zależeć od materiału warstwy.

VI Lubuska Konferencja Naukowo-Techniczna – i-MITEL 2010

Praca wykonana w ramach badań statutowych. Autorzy serdecznie dziękują dr. Czesławowi Stecowi za dyskusje i wiele cennych uwag w trakcie przygotowywania publikacji.

LITERATURA

- [1] Penetrante B.M., Hsiao M.C., Bardsley J.N., Merritt B.T., Vogtlin G.E., Wallman P.H., Kuthi A., Burkhart C.P., Bayless J.R., Electron beam and pulsed corona processing of volatile organic compounds in gas streams, *Pure Appl. Chem.*, 68 (1996), n.5, 1083-1087
- [2] Kogelshatz U., Dielectric-barrier discharges: Their history, discharge physics, and industrial applications, *Plasma Chem. Plasma Process.*, 23 (2003), n.1, 1-46
- [3] Hackman R., Akiyama H., Air Pollution Control by Electrical Discharges, *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, 7 (2000), n.5, 654-683
- [4] Urashima K., Chang J.S., Removal of volatile organic compounds from air streams and industrial flue gases by nonthermal plasma technology, *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, 7 (2000), n.5, 602-614
- [5] Magureanu M., Mandache N.B., Parvulescu V.I., Chlorinated Organic Compounds Decomposition in a Dielectric Barrier Discharge, *Plasma Chem. Plasma Process.*, 27 (2007), n.6, 679-690
- [6] Kacprzyk R., Mista W., Decomposition of toluene using non-thermal plasma reactor at room temperature, *Catal. Today*, 137 (2008), n.1-2, 345-349
- [7] Jaworek A., Krupa A., Czech T., Back-corona generated plasma for decomposition of hydrocarbon gaseous contaminants, *J. Phys. D-Appl. Phys.*, 29 (1996), n.9, 2439-2446
- [8] Kacprzyk R., Mista W., Czapka T., Back ionisation cold plasma reactor with parallel gas flow, III International Conference on Advances in Processing Testing and Applications of Dielectric Materials. APATDM '2007, Wrocław, Poland, September 26-28, 2007. Wrocław: Oficyna Wydaw. PWroc., 2007, 65-68

Autorzy: dr hab. inż. Ryszard Kacprzyk, Politechnika Wrocławska, Instytut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii, Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław, E-mail: ryszard.kacprzyk@pwr.wroc.pl;
mgr inż. Tomasz Czapka, Politechnika Wrocławska, Instytut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii, Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław, E-mail: tomasz.czapka@pwr.wroc.pl.

