

doi:10.15199/48.2022.10.30

## Zmiany rozkładu efektywnej gęstości ładunku powierzchniowego w modelowej wnęce gazowej

**Streszczenie.** Wyładowania barierowe prowadzące do przebicia cienkiej przerwy gazowej w dielektryku są wykorzystywane m.in. do tworzenia struktur makrodipolowych w ferroelektretach komórkowych. W artykule omówiono rezultaty doświadczalnej analizy zmian rozkładu efektywnej gęstości ładunku powierzchniowego na ścianie modelowej wnęki gazowej (odzworowującej przerwę gazową w jednowarstwowym ferroelektrecie) w zależności od napięcia polaryzacji. Badaniom poddano wnękę atmosferyczną o wysokości 100  $\mu\text{m}$  utworzoną z 3 warstw folii poliestrowej PET, polaryzowaną napięciem stałym w zakresie 0-5 kV. Ewolucja uzyskanych rozkładów efektywnej gęstości ładunku powierzchniowego jak i średniej efektywnej gęstości ładunku powierzchniowego są jakościowo zgodne z literaturą zależnością współczynnika piezoelektrycznego jednowarstwowego ferroelektretu od napięcia polaryzacji.

**Abstract.** Barrier discharges leading to the breakdown of a thin gas gap in a dielectric are used to produce macrodipole structures in cellular ferroelectrets. The paper discusses the results of experimental analysis of the distribution of the effective density of the surface charge on the wall of the model gas cavity (mapping gas gaps in a single-layer ferroelectret) and its dependency on the polarization voltage. The tests were carried out using 100  $\mu\text{m}$  high atmospheric cavity formed from 3 layers of PET polyester film, polarized using 0-5 kV DC voltage. Evolution of the obtained distribution of the effective density of the surface charge as well as the changes in the average effective density of the surface charge are qualitatively consistent with the literature-provided dependence of the piezoelectric coefficient of a single-layer ferroelectret on the polarization voltage. (**Changes in the distribution of the effective surface charge density in the model gas cavity**).

**Słowa kluczowe:** ferroelektret, piezoelektryk, wyładowanie barierowe, model  
**Keywords:** ferroelectret, piezoelectric, barrier discharge, model

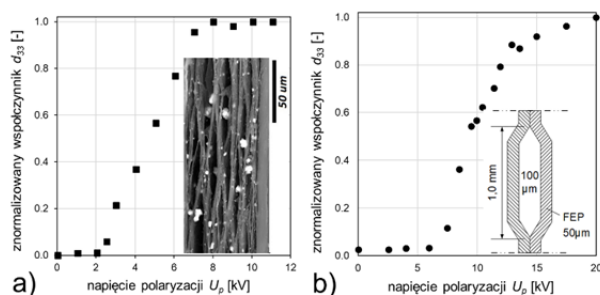
### Wstęp

Wnęki i szczeliny gazowe to często spotykane wady materiałowe dielektryków stałych powodujące wyładowania niezupełne, szczególnie niekorzystne w skutkach dla izolacji wysokonapięciowej. Kanały gazowe w dielektryku są jednak coraz częściej używane celowo np. do generacji wyładowań barierowych (Dielectric Barrier Discharge, DBD) tworzących atmosferyczną plazmę niskotemperaturową [1] bogatą w reaktywne chemicznie cząstki, wykorzystywaną np. do tworzenia ozonu [2], modyfikacji powierzchni polimerów [3] czy dezaktywacji drobnoustrojów [4].

Innym przykładem korzystnego w skutkach przebicia przerwy gazowej w dielektryku jest tworzenie struktur makrodipolowych w ferroelektretach komórkowych [5] o bardzo wysokim współczynniku piezoelektrycznym  $d_{33}$  (>4000 pC/N [6]). Struktura przestrzenna ferroelektretu zawiera płaskie wnęki gazowe o dużym współczynniku kształtu (>10) rozmieszczone jedno- [7] lub wielowarstwowo [8] w polimerowej matrycy dielektrycznej o dobrych właściwościach elektretowych (lub w matrycy elastomerowej gdy wnęki gazowe są tworzone z kapsulek lub rurek [9]).

Younga nawet 1000 razy mniejszy niż podłużny) co wpływa na jej właściwości piezoelektryczne. Za właściwości piezoelektryczne tych struktur odpowiedzialne są trwałe ładunki elektryczne o przeciwnych znakach i dużej efektywnej gęstości powierzchniowej zlokalizowane na przeciwległych powierzchniach wnęk gazowych. Wnęki z ładunkiem tworzą makrodipole, których moment dipolowy (a zatem polaryzacja całej struktury) silnie zmienia się wraz ze zmianą grubości materiału (gdyż przy takim odkształceniu zmienia się głównie wysokość wnęk).

Różniomienne ładunki są deponowane na przeciwnych ścianach wnęk w wyniku filamentowych wyładowań DBD podczas kontaktowej lub koronowej polaryzacji materiału. Charakterystyczną cechą ferroelektretów jest „esowata” zależność  $d_{33}(U_p)$  zilustrowana na rys. 1 na podstawie danych literaturowych [7][10]. Stromą zmianę  $d_{33}$  w środkowej części tej charakterystyki dla ferroelektretów wielowarstwowch (rys. 1a) można tłumaczyć zarówno rozkładem wysokości wnęk gazowych jak i dużą niejednorodnością natężenia pola elektrycznego we wnękach, związaną z obecnością wtrąceń (widocznych na wstawce na rysunku 1a). Natomiast podobna jakościowo zależność w ferroelektretach jednowarstwowch (rys. 1b) o jednorodnej wysokości wnęk gazowych i praktycznym braku wtrąceń jest trudniejsza do wytłumaczenia, tym bardziej, że jak wskazują dane literaturowe [7][11], mikrofilamentowe wyładowania DBD w takich strukturach są rozłożone na całej powierzchni wnęk. W niniejszym artykule podjęto zatem próbę doświadczalnego wyjaśnienia zależności  $d_{33}(U_p)$  na podstawie analizy zmian rozkładu efektywnej gęstości ładunku powierzchniowego  $\sigma_s$  na ścianie modelowej wnęki gazowej w zależności od napięcia  $U_p$ .



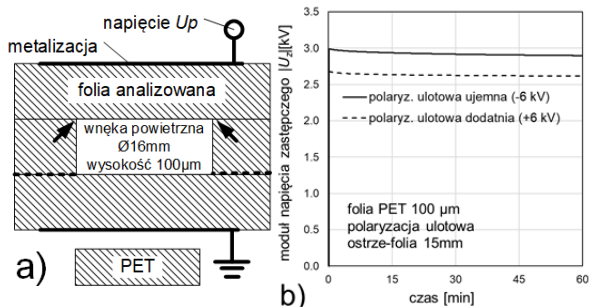
Rys. 1. Zależność znormalizowanego współczynnika  $d_{33}$  od napięcia polaryzacji  $U_p$  dla ferroelektretu (dane literaturowe): a) wielowarstwowego z ekspandowanej folii PP [10], b) jednowarstwowego z folii FEP [7]

Niesymetryczna budowa takiej struktury wywołuje silną anizotropię właściwości mechanicznych (poprzeczny moduł

### Materiały i metody doświadczalne

Badania prowadzono na rozbiernym, cylindrycznym modelu atmosferycznej wnęki gazowej (rysunek 2a) o wysokości 100  $\mu\text{m}$  i średnicy 16 mm. Wykonano go z 3 warstw folii poliestrowej PET o grubości 100  $\mu\text{m}$  i względnej przenikalności elektrycznej  $\epsilon_r=3,5$  sklejoną cienką warstwą kleju cyjano-akrylowego (zaznaczonego na

rysunku 2a linią przerywaną). W środkowej warstwie wycięto otwór  $\varnothing 16$  a obie warstwy zewnętrzne wyposażono w metalizację.

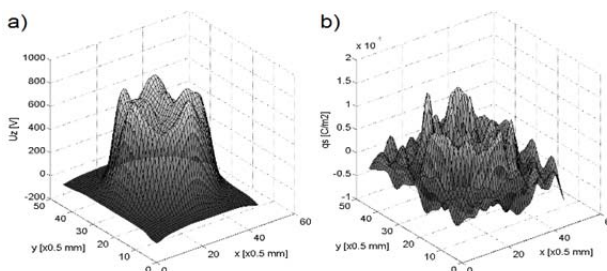


Rys. 2. Modelowa wnęka gazowa: a) szkic (bez zachowania skali), b) zanik napięcia zastępczego testowego elektretu PET o grubości 100  $\mu$ m wytworzonego metodą ulotową

Elementy modelu przed doświadczeniem deelektryzowano przemywając bezwodnym alkoholem etylowym, suszono je, model składano i ścisano, aby ograniczyć wyładowania DBD w szczelinach poza wnęką. Do elektrod doprowadzano na 30 s stałe napięcie polaryzujące  $U_p$  o określonej wartości (w zakresie 0,25-5,0 kV co 0,25kV), następnie górną warstwę folii zdejmowano i wykonywano na niej pomiar rozkładu napięcia zastępczego  $U_z$ . W tym celu używano bezkontaktowego, kompensacyjnego woltomierza elektrostatycznego Trek 347 (Trek Inc., USA) z wysoko-rozdzielczą sondą 6000B-5C i komputerowo sterowanego stolika X-Y. Pomiar  $U_z$  prowadzono na obszarze 22x22 mm z krokiem 0,5mm przy odległości sonda-folia 2,0 mm. Doświadczenia prowadzono w temperaturze pokojowej  $22 \pm 2^\circ\text{C}$  i przy wilgotności powietrza  $38 \pm 5\%$ .

### Wyniki pomiarów i ich analiza

Dobre właściwości elektretowe użytej folii PET dla obu polarności ładunku potwierdzono pomiarem zmian napięcia zastępczego  $U_z$  testowego elektretu wytworzonego metodą ulotową (przy odległości ostrze-folia 15 mm oraz napięciu  $\pm 6$  kV). Jak widać na rysunku 2b spadek  $U_z$  nie przekraczał 3,1 % w czasie 60 min. Ponieważ czas od polaryzacji wnęki do końca pomiaru rozkładu  $U_z$  elektretu wytworzonego w ten sposób z górnej warstwy folii nie przekraczał 15 min można zatem uznać, że wpływ ładunku deponowanego we wnęce był zaniedbywalnie mały i miał znikomy wpływ na pomiar rozkładu powierzchniowego  $U_z$ .

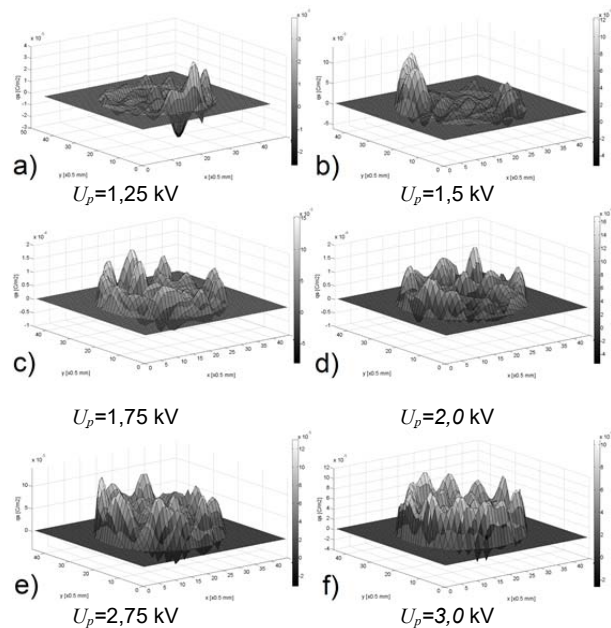


Rys. 3. Przykładowy rozkład: a)  $U_z(x,y)$  na ścianie modelowej wnęki gazowej i odpowiadający mu b) numerycznie wyznaczony rozkład  $\sigma_s$

Wyznaczone doświadczalnie rozkłady  $U_z(x,y)$  przeliczono następnie numerycznie na rozkłady  $\sigma_s(x,y)$ . W tym celu zastosowano metodę macierzową z funkcją  $\lambda$  obrazującą przestrzenną charakterystykę przetwarzania zastosowanej sondy napięciowej [12]. Biorąc pod uwagę geometrię układu (cienka folia o dużych rozmiarach

przestrzennych w stosunku do sondy) oraz fakt, iż depozycja ładunku na folii PET w temperaturze pokojowej następuje bardzo płytko dla uproszczenia przyjęto, iż funkcja  $\lambda$  nie zależy od lokalizacji sondy względem (brzegu) próbki. Tym samym funkcję  $\lambda$  wyznaczono pomiarowo zamiast stosować metodę symulacyjną 3D FEM wyznaczania funkcji  $\lambda$  w każdym punkcie  $(x,y)$  analizowanego obszaru [13].

Przykładowy rozkład  $U_z(x,y)$  (dla  $U_p=2,25$  kV) oraz odpowiadający mu rozkład  $\sigma_s(x,y)$  pokazano na rys. 3. Na rysunku 3b na obszarze poza wnęką wyraźnie widoczne są artefakty wynikające ze źle określonej obliczeniowo postaci macierzy łączącej rozkład  $U_z(x,y)$  z  $\sigma_s(x,y)$  i z zastosowania metody pseudo-inwersji Moore-Penroś'a do numerycznego wyznaczenia macierzy odwrotnej, umożliwiającej obliczenie  $\sigma_s(x,y)$ . Ze względu na to, iż w obszarze poza wnęką zmierzone  $U_z(x,y) \approx 0$  zatem w celu usunięcia tych artefaktów poza wnęką nałożono warunek brzegowy  $\sigma_s(x,y)=0$ .

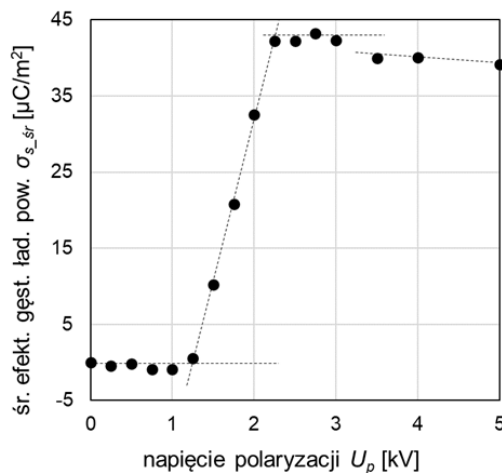


Rys. 4. Wybrane fazy zmian rozkładu  $\sigma_s(x,y)$  na ścianie modelowej wnęki gazowej w zależności od napięcia  $U_p$

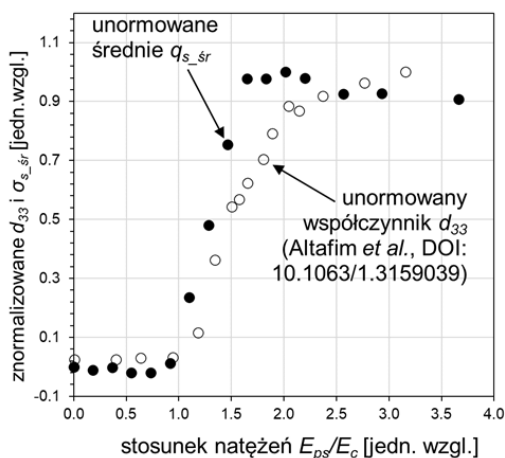
Na rys. 4 pokazano wybrane fazy zmian rozkładu  $\sigma_s$  na powierzchni wnęki podczas jej polaryzacji. Pierwsze oznaki depozycji ładunku na obwodzie wewnętrznej powierzchni wnęki zanotowano przy napięciu  $U_p=1,25$  kV (rys. 4a) czyli poniżej napięcia  $U_0$  wynikającego z krzywej Paschena dla wnęki; lokalne gęstości  $\sigma_s$  nie przekraczały w tym wypadku  $\pm 40 \mu\text{C}/\text{m}^2$ . Dla napięcia  $U_p=1,5$  kV (przekraczającego już  $U_0$ ) zaobserwowano silny lokalny (jednak również zlokalizowany na obwodzie wnęki) wzrost  $\sigma_s$  do  $+125 \mu\text{C}/\text{m}^2$  oraz pojawienie się niewielkich obszarów (także zlokalizowanych na obrzeżu wnęki) naładowanych ujemnie o  $\sigma_s$  ok.  $-50 \mu\text{C}/\text{m}^2$ . Wzrost  $U_p$  do 1,75 kV spowodował depozycję ładunku „+” o gęstości dochodzącej do  $+150 \mu\text{C}/\text{m}^2$  w wielu podobszarach zlokalizowanych głównie na obwodzie wnęki (choć podobszary naładowane „+” zaczęły również pojawić się na środku wnęki) natomiast lokalne „plamy” ładunku „-” osiągnęły gęstość do  $-75 \mu\text{C}/\text{m}^2$ . Dla  $U_p=2,0$  kV maksymalna gęstość  $\sigma_s$  ładunków „+” doszła do  $+170 \mu\text{C}/\text{m}^2$  natomiast dla ładunków „-” zmalała do ok.  $-50 \mu\text{C}/\text{m}^2$ ; wzrosła również ilość podobszarów naładowanych „+” zlokalizowanych w środkowej części wnęki. Dalszy wzrost  $U_p$  (do 2,75 i 3,0 kV) spowodował co prawda spadek maksymalnej gęstości ładunku „+”

(odpowiednio do  $+130$  i  $+110 \mu\text{C}/\text{m}^2$ ) i ujemnego (do  $-30$  oraz  $-20 \mu\text{C}/\text{m}^2$ ), jednak ilość podobszarów naładowanych „+” wzrosła zarówno na krawędzi jak i w środkowej części wnęki natomiast ilość „plam” ładunku „-” zmniejszała się i były one zlokalizowane głównie na samej krawędzi wnęki. Analizując rozkład obszarów „-” można przypuszczać, iż są to nadal artefakty obliczeniowe (których nie udało się wyeliminować wspomnianym warunkiem brzegowym) a także błędy pomiarowe, związane z wyładowaniami DBD zachodzącymi w wąskich szczelinach gazowych między foliami PET w miejscach oznaczonych na rysunku 2a strzałkami.

Ostatecznie dla wszystkich uzyskanych numerycznie rozkładów  $\sigma_s(x,y)$  na powierzchni wnęki obliczono średnie wartości efektywnej gęstości ładunku powierzchniowego  $\sigma_{s, \text{sr}}$  i zilustrowano je na rysunku 5 w funkcji napięcia  $U_p$ . Depozycja ładunku na ścianie modelowej wnęki rozpoczęła się dla napięcia  $U_p \approx 1,25$  kV, czyli o ok. 8 % poniżej napięcia  $U_0$  przebicia przerwy gazowej wnęki wynikającej z krzywej Paschena. Następnie dla napięć  $U_p$  z przedziału 1,25-2,25 kV gęstość ładunku  $\sigma_{s, \text{sr}}$  rosła liniowo, aby dla  $U_p \approx 2,25$  kV (czyli dla ok. 165%  $U_0$ ) osiągnąć wartość maksymalną. Po przekroczeniu  $U_p \approx 3,0$  kV  $\sigma_{s, \text{sr}}$  nieznacznie spadła do ok. 93 % wartości maksymalnej i wraz z dalszym wzrostem  $U_p$  wykazywała słabą tendencję spadkową.



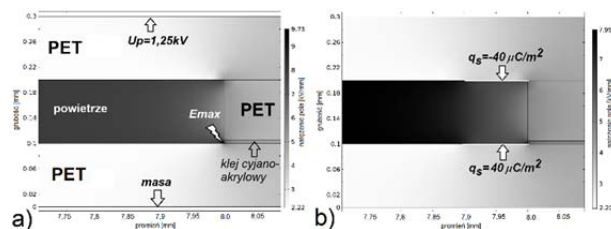
Rys. 5. Zmiany  $\sigma_{s, \text{sr}}$  na ścianie modelowej wnęki gazowej w zależności od napięcia polaryzacji wnęki  $U_p$



Rys. 6. Porównanie unormowanego  $\sigma_{s, \text{sr}}$  na ścianie modelowej wnęki gazowej i unormowanego współczynnika  $d_{33}$  (dane literaturowe [7]) w funkcji stosunku natężeń pól  $E_{ps}$  oraz  $E_c$

Pokazany na rysunku 5 przebieg dobrze zgadza się z modelem Fenga dla ferroelektretu lamelarnego polaryzowanego kontaktowo [10] w zakresie napięć  $U_p = 0-1,65U_0$ . Model ten pokazuje, że dla napięć  $U_p$  mniejszych od napięcia progowego  $U_0$  (przy którym dochodzi do przebicia warstwy gazowej)  $d_{33}$  (a zatem również  $\sigma_{s, \text{sr}}$ ) jest równe 0. W zakresie napięć od  $U_0$  do  $2U_0$   $d_{33}$  wzrasta liniowo proporcjonalnie do  $(U_p - U_0)$ , natomiast dla  $U_p > 2U_0$  wartość  $d_{33}$  osiąga plateau.

W literaturowych modelach matematycznych opisujących zależność  $d_{33}(U_p)$  zarówno w lamelarnych jak i jedno-warstwowych strukturach ferroelektretowych zakłada się, że gęstość ładunku na całej powierzchni warstwy dielektrycznej (odwzorowującej powierzchnie wnęk gazowych) jest przestrzennie stała (Sessler i Hillenbrand [8], Paajanen [5]). Prowadzi to do wniosku, iż  $d_{33} \sim \sigma_{s, \text{sr}}$  a zależność  $d_{33}(U_p)$  można jakościowo (z dokładnością do czynnika stałego) utożsamiać z  $\sigma_{s, \text{sr}}(U_p)$ . Ponadto w modelach tych zakłada się jednorodność pola elektrycznego w przerwach gazowych oraz ich przebicie zgodnie z modelem Paschena. Rysunek 6 pokazuje zależność unormowanej wartości  $\sigma_{s, \text{sr}}$  od stosunku natężenia pola w centralnej części wnęki gazowej  $E_{ps}$  do krytycznego natężenia pola  $E_c$ , wynikającego z krzywej Paschena dla wnęki modelowej. Na wykres ten naniesiono również analogicznie unormowane dane literaturowe [7], dotyczące zależności  $d_{33}(E_{ps}/E_c)$  z rys. 1b. Rys. 6 potwierdza dobrą jakościową zgodność uzyskanej doświadczalnie zależności  $\sigma_{s, \text{sr}}(U_p)$  z literaturową  $d_{33}(U_p)$  natomiast odstępstwa w zakresie  $E_{ps}/E_c = 1,5 \dots 2$  można przypisać odmiennej geometrii wnęki literaturowej, w której na styku dwóch warstw folii FEP występuje zwięzająca się, trójkątna w przekroju szczelina oraz odmiennemu współczynnikowi kształtu szczeliny modelowej oraz literaturowej.



Rys. 7. Symulowany rozkład natężenia pola w obszarze modelowej wnęki gazowej dla  $U_p = 1,25$  kV: a) bez ładunku, b) z symetrycznie rozłożonym ładunkiem  $\sigma_s = 40 \mu\text{C}/\text{m}^2$

Na rysunku 7a pokazano rozkład natężenia pola na krawędzi wnęki modelowej, uzyskany metodą symulacyjną FEM dla  $U_p = 1,25$  kV przy 5  $\mu\text{m}$  warstwie kleju cyjanoakrylowego ( $\epsilon_r = 3,0$ ) i bez ładunku powierzchniowego. O ile natężenie pola w środkowej części wnęki wynosi 7,95 kV/mm, czyli nie przekracza  $E_c = 8,69$  kV/mm to w okolicy punktu potrójnego (oznaczonego jako  $E_{max}$ ) przekracza ono 9,7 kV/mm stwarzając warunki do wystąpienia przebicia bezpośrednio w sąsiedztwie brzegu wnęki. W rzeczywistym modelu wnęki pole na jej brzegu ulega jeszcze silniejszemu wzmocnieniu ze względu na niedoskonałości geometryczne powstające w procesie wycinania wnęki. Tłumaczy to, dlaczego depozycja ładunku we wnęcie rozpoczyna się już dla napięć  $U_p < U_0$  właśnie na jej brzegu. Podobny efekt geometrycznie wywołanego lokalnego wzmocnienia pola na brzegach wnęk występuje również w ferroelektretach jedno- i wielowarstwowych (wstawki na rys. 1) przy czym w tych ostatnich pojawia się dodatkowy przestrzenny czynnik losowy wywołany obecnością zarodków wprowadzanych do polimeru w celu

wywołania pęknięcia i tworzenia komórek gazowych podczas dwuosobowego rozciągania folii.

Na rysunku 7b pokazano natomiast analogiczny rozkład pola jednak przy założeniu wywołanej wyładowaniem DBD depozycji ładunku o gęstości powierzchniowej  $\pm 40 \mu\text{C}/\text{m}^2$  na pierścieniu o szerokości 0,1 mm zlokalizowanym przy krawędzi wnęki. Jak widać ładunek nawet o tak niewielkiej gęstości diametralnie zmienia rozkład pola we wnęce powodując, że nigdzie nie przekracza ono  $E_c$ . W takiej sytuacji do wywołania kolejnych wyładowań DBD niezbędne jest wyższe  $U_p$ , a wyładowania te rozwiną się na obszarze bardziej oddalonym od brzegu wnęki, gdyż w obszarze przybrzeżnym natężeniu pola jest zbyt niskie do wywołania przebiccia przerwy gazowej. W rzeczywistym modelu wnęki do przebiccia dojdzie jednak prawdopodobnie w innym miejscu na jej brzegu, gdzie pole jest silniej wzmocnione geometrycznie. A zatem wraz ze wzrostem  $U_p$  wyładowania DBD będą się przesuwały od brzegu wnęki w kierunku jej centrum co potwierdzają rozkłady  $\sigma_s(x,y)$  na rysunku 4.

Należy zwrócić uwagę, iż krytyczna wartość natężenia pola a zatem depozycja ładunku w środkowej części modelowej wnęki może być w pewnym stopniu dodatkowo modyfikowana poprzez zapadanie się centralnej części górnej powierzchni wnęki. Efekt ten wywołany jest zarówno grawitacją jak i siłami Culomba związanymi z różnymi ładunkami zdeponowanymi już na ścianach wnęki. Podczas omawianych pomiarów nie badano zmian wysokości wnęki, wydaje się jednak, iż efekt ten nie jest znaczący. Gdyby rzeczywiście dochodziło do zmniejszenia grubości przerwy gazowej w centralnej części wnęki wiązałoby się to ze zwiększeniem krytycznego natężenia pola w tym obszarze a to z kolei wiązałoby się ze wzrostem gęstości ładunku zdeponowanego tam w wyniku wyładowań DBD dla wysokich wartości  $U_p$ . Efektu takiego nie zaobserwowano na rozkładach  $\sigma_s(x,y)$ .

### Podsumowanie i wnioski

Analizując przedstawione wyniki badań można wysnuć następujące wnioski. Śladowe ładunki na ścianach wnęki pojawiają się już poniżej napięcia przebiccia przerwy gazowej wynikającej z krzywej Paschena ze względu na zaburzenia rozkładu pola na jej brzegu. Wraz ze wzrostem napięcia polaryzującego ładunek nie jest zdeponowany równomiernie na całej powierzchni wnęki tylko odbywa się to na małych obszarach w „słabych punktach” tego kompozytowego układu izolacyjnego, w których gęstość ładunku wzrasta do wartości maksymalnej, określonej lokalnym natężeniem pola krytycznego. Powoduje to wytworzenie w nich pola o przeciwnym zwrocie. A zatem przy dalszym wzroście  $U_p$  obszary te są „wyłączane” tzn. nie dochodzi w nich do wyładowań DBD, które przenoszą się na obszary bez ładunku, gdzie natężenie pola jest większe od krytycznego. Wzrost napięcia  $U_p$  powoduje zarówno wzrost ilości „plam” ładunku jak i wzrost powierzchni wnęki przez nie zajętej co przekłada się na wzrost całkowitego ładunku gromadzonego na ścianach wnęki. Natomiast gdy w końcu przy wysokich wartościach  $U_p$  (tzn. dla  $U_p \approx 2U_0$ ) średnia efektywna gęstość ładunku osiąga plateau to rozkład powierzchniowy  $\sigma_s(x,y)$  nadal jest bardzo nierównomierny.

Wydaje się, iż efekt ten nie ma większego znaczenia w foliowych ferroelektretach lamelarnych. W tych strukturach wnęki mają małe wymiary poprzeczne w stosunku do całego materiału i w rzucie poprzecznym nakładają się na siebie. Zatem lokalna wartość współczynnika  $d_{33}$  jest praktycznie jednorodna na całej

powierzchni materiału. Natomiast w ferroelektretach jednowarstwowych, w których szerokość wnęk jest stosunkowo duża w stosunku do wymiarów poprzecznych takiej struktury może już ujawniać się przestrzenny rozkład  $d_{33}(x,y)$  wynikający z rozkładu  $\sigma_s(x,y)$ . Znajomość mechanizmu zmian  $\sigma_s(x,y)$  w zależności od  $U_p$  może zatem pozwolić na optymalizację wartości  $d_{33}$ .

Dalsze badania będą zmierzały do wyznaczenia współczynnika  $d_{33}$  wnęki modelowej w zależności od  $U_p$  oraz uzyskania korelacji przestrzennej występowania wyładowań DBD z obliczeniowymi rozkładami  $\sigma_s(x,y)$  a także budowie modelu symulacyjnego omawianego zjawiska.

**Autor:** dr hab. inż. Paweł Żyłka, Politechnika Wroclawska, Katedra Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii, Wyb. Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław, E-mail: pawel.zylka@pwr.wroc.pl;

### LITERATURA

- [1] R. Brandenburg, „Dielectric barrier discharges: progress on plasma sources and on the understanding of regimes and single filaments”, *Plasma Sources Science and Technology*, t. 26, nr 5, s. 053001, mar. 2017, doi: 10.1088/1361-6595/aa6426
- [2] P. Żyłka, „Evaluation of Ozone Generation in Volume Spiral-Tubular Dielectric Barrier Discharge Source”, *Energies*, t. 13, nr 5, s. 1199, 2020, doi: 10.3390/en13051199
- [3] T. Czapka, A. Winkler, I. Maliszewska, i R. Kacprzyk, „Fabrication of Photoactive Electrospun Cellulose Acetate Nanofibers for Antibacterial Applications”, *Energies*, t. 14, nr 9, 2021, doi: 10.3390/en14092598
- [4] T. Czapka, I. Maliszewska, i A. Winkler, „Decontamination of Polymeric Surgical Sutures Covered with Bacterial Biofilms Using Nonthermal Plasma”, *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, t. 41, nr 1, s. 227–243, 2021, doi: 10.1007/s11090-020-10142-7
- [5] M. Paajanen, J. Leikkala, i K. Kirjavainen, „ElectroMechanical Film (EMFi) — a new multipurpose electret material”, *Sensors and Actuators A: Physical*, t. 84, nr 1, s. 95–102, 2000, doi: 10.1016/S0924-4247(99)00269-1
- [6] J. Zhong i in., „A Flexible Piezoelectret Actuator/Sensor Patch for Mechanical Human-Machine Interfaces”, *ACS Nano*, t. 13, nr 6, s. 7107–7116, 2019, doi: 10.1021/acsnano.9b02437
- [7] R. A. P. Altafim i in., „Template-based fluoroethylene propylene piezoelectrets with tubular channels for transducer applications”, *Journal of Applied Physics*, t. 106, nr 1, s. 014106, 2009, doi: 10.1063/1.3159039
- [8] G. M. Sessler i J. Hillenbrand, „Electromechanical response of cellular electret films”, *Applied Physics Letters*, t. 75, s. 3405, 1999, doi: 10.1063/1.125308
- [9] R. Kacprzyk i A. Mirkowska, „Piezo-tubes”, *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, t. 25, nr 3, s. 759–765, 2018, doi: 10.1109/TDEI.2017.006899
- [10] Pengfeng Zhang, Zhongfu Xia, Xunlin Qiu, FeiPeng Wang, i Xian Yong Wu, „Influence of Charging Parameters on Piezoelectricity for Cellular Polypropylene Film Electrets”, w *2005 12th International Symposium on Electrets*, Salvador, Bahia, Brazil, 2005, s. 39–42. doi: 10.1109/ISE.2005.1612313
- [11] N. Nepal, R. A. P. Altafim, i A. Mellinger, „Space charge deposition in tubular channel ferroelectrets: A combined fluorescence imaging/LIMM study with finite element analysis”, *Journal of Applied Physics*, t. 121, nr 24, s. 244103, 2017, doi: 10.1063/1.4990280
- [12] T. O. Rerup, G. C. Crichton, i I. W. McAllister, „Using the  $1/\text{spl}$  lambda/ function to evaluate probe measurements of charged dielectric surfaces”, *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, t. 3, nr 6, s. 770–777, 1996, doi: 10.1109/94.556558
- [13] D. C. Faircloth i N. L. Allen, „High resolution measurements of surface charge densities on insulator surfaces”, *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, t. 10, nr 2, s. 285–290, 2003, doi: 10.1109/TDEI.2003.1194112