

УМОВИ ПОЯВИ ПОЗИТИВНОГО СТРИМЕРНОГО КОРОННОГО РОЗРЯДУ У ПОВІТРІ В ЕЛЕКТРИЧНОМУ ПОЛІ ВІСТРЯ ПРОТИ ПЛОЩИНИ

І.В. Божко^{1*} канд. техн. наук, Ю.М. Васецький^{1**} докт. техн. наук,
І.П. Кондратенко^{1***}, чл.-кор. НАН України, О.А. Машенко²

¹Інститут електродинаміки НАН України,
пр. Берестейський, 56, Київ, 03057, Україна.

²Національний університет харчових технологій,
вул. Володимирська, 68, Київ, 01601, Україна,
e-mail: yuriv.vasetsky@gmail.com.

Особливості позитивного стримерного коронного розряду, що характеризуються великою довжиною і часом існування кожного стримерного утворення, визначають його як одного з альтернативних шляхів потенційного технологічного застосування і характеризують актуальність досліджень у цьому напрямі. Метою роботи є визначення впливу геометричних характеристик вістря та напруги між електродами на величину областей, початок розвитку лавин електронів з яких призводить до їх перетворення у стримерну форму коронного розряду в повітрі за атмосферного тиску. Для електродних систем з вістря у формі гіперболоїду і параболоїду обертання, сфери і довгого циліндру розглянуто розподіл електричного поля і визначено об'єм областей, де поява ефективних початкових електронів призводить до їх розмноження до стадії лавинно-стримерного переходу. Встановлено, що на величину вказаних об'ємів окрім радіусів кривини кінцівок суттєвим чином впливає форма електроду поза частиною його поверхні з найменшим радіусом кривини. Показано, що незважаючи на менші значення максимального поля для гіперболічного вістря, величина об'єму появи ефективних початкових електронів може перевищувати величину об'єму для циліндричного і, тим більше, сферичного електродів того ж радіусу кривини кінцівок за однакового значенні міжелектродної напруги. Особливістю довгого вістря циліндричної форми є розповсюдження зони старту ефективних електронів на значну відстань вздовж бічної поверхні електроду. З порівняння різних електродних систем зроблено висновок, що вибір може виконуватися за величиною об'єму появи ефективних електронів як кількісного показника, який враховує конфігурацію вістря, радіуси кінцівок і величину напруги. Бібл. 24, рис. 6.

Ключові слова: позитивна стримерна корона, електричне поле вістря проти площини, лавинно-стримерний перехід, показник ефективності появи стримерів.

Вступ. Серед чисельних застосувань електричного розряду в газі у нинішній час коронний розряд не втрачає свого значення. Привабливість цього типу розряду полягає в ефективності створення у ньому електрично заряджених та хімічно активних частинок: заряджання частинок здійснюється електронами та іонами, що генеруються в коронному розряді та дрейфують в електричному полі; енергійні електрони і фотони, що генеруються у коронному розряді, використовуються задля здійснення електрохімічних реакцій з отриманням активних радикалів, наприклад, NO, NO_x, O₃ та інших, що ефективно застосовуються для розкладання шкідливих домішок у газах і рідинах [1, 2]. На даний час проведено глибокі дослідження коронного розряду в газах, докладний огляд яких знайшов відображення, зокрема, у монографіях [3, 4].

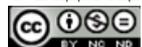
Застосування у різних технологічних процесах та пристроях знайшли дві форми коронного розряду – лавинна та стримерна. Особливою сферою використання коронного розряду є отримання озону з кисневмісних газів [5]. Використання саме стримерного коронного розряду в генераторах озону, увагу на які звернули після застосування лавинної форми розряду, дає змогу досягти підвищення надійності, збільшення енергоресурсу та економічності [6]. Дослідження показали, що використання позитивної корони (з позитивним потенціалом електроду, що коронує) дає більший вихід хімічно активних частинок. Це пов'язане з особливістю розвитку позитивної стримерної корони і

© Божко І.В.; Васецький Ю.М.; Кондратенко І.П., Машенко О.А., 2026

ORCID: * <https://orcid.org/0000-0002-7955-246X>; ** <https://orcid.org/0000-0002-4738-9872>;

*** <https://orcid.org/0000-0003-1914-1383>

© Видавець ВД «Академперіодика» НАН України, 2026



Це стаття відкритого доступу за ліцензією CC BY-NC-ND 4.0
<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/legalcode.uk>

обумовлено великою напруженістю електричного поля $\approx (150-170) \cdot 10^5$ В/м в головці стримера [7], яка може значно перевершувати пробивну напруженість газу в однорідному полі.

У порівнянні з бар'єрним розрядом [8–10], який, зокрема, показує високу ефективність у генеруванні озону, коронний розряд має низку важливих особливостей. Міжелектродний проміжок у системах бар'єрного розряду не перевищує декілька міліметрів. Коронний розряд розвивається в об'ємі зі значно більшими розмірами, стримери мають значно більшу довжину та кожний з них існує протягом більшого часу порівняно зі стримерами у бар'єрному розряді [11]. Збільшення густини стримерів досягається застосуванням системи з великою кількістю електродів, з яких розвиваються стримери. Отже, особливості стримерного коронного розряду визначають його як одного з альтернативних шляхів потенційного технологічного застосування. Дослідження розвитку стримерного процесу у різко неоднорідному полі, що створюється електродами з малим радіусом кривини, має значення не тільки задля розуміння електрофізичних процесів, які супроводжують стримерний розряд. Це, в решті решт, дає змогу цілеспрямовано обрати параметри електророзрядної системи задля отримання необхідних характеристик технологічних процесів.

Метою роботи є визначення впливу геометричних характеристик вістря, що формує розподіл різко неоднорідного електричного поля, та напруги між електродами на величину областей, початок розвитку лавин електронів з яких призводить до їх перетворення у стримерну форму коронного розряду в повітрі за атмосферному тиску.

Розглядається коло питань щодо розвитку стримерного процесу від зародження лавини електронів до перетворення лавини у стример. Цей процес досліджується в системі з одним електродом у вигляді вістря, що може мати різну конфігурацію і радіус кривини верхівки. Вважається, що до вістря прикладено незмінний у часі позитивний потенціал. Припускається, що електроіонізаційні процеси мають місце в електричному полі, що формується у міжелектродному проміжку без врахування об'ємного заряду іонів. Така математична модель найбільш точно відповідає процесам, коли на електродну систему подається одиничний прямокутний імпульс. Ця наближена математична модель часто використовується під час досліджень лавинної стадії розвитку електричного розряду також для інших залежностей напруги від часу [7], включаючи, за певних припущень, постійну напругу. У тексті під терміном «вістря» розуміється тонкий довгий електрод, якій може мати різну форму бічної поверхні і закінчуватися кінчиком з найменшим радіусом кривини.

Зростання лавини електронів та умова її перетворення у стример. Корона – це слабко-струмовий самостійний розряд, що з'являється у сильно неоднорідному електричному полі в області, де поле різко посилено, наприклад, біля вістря, дроту і т.п. На рис. 1, а показана електродна система у вигляді вістря під позитивним потенціалом навпроти електропровідного тіла з пласкою поверхнею. Особливістю іонізаційних процесів в різко неоднорідному полі є те, що вони мають місце в порівняно вузькій області біля електроду та в головці стримера, де напруженість поля максимальна, а в іншій частині проміжку іонізація відсутня, там існує тільки дрейф зарядів. Позитивна корона може мати стримерну форму, яка виявляється у вигляді ниткоподібних каналів. У будь-якому випадку появі стримерів передують лавинна форма розмноження електронів, де основним механізмом є ударна іонізація електронами нейтральних молекул. Задля перетворення лавини у стример необхідне виконання певних умов, за яких електричне поле лавини електронів досягає необхідної величини [12].

Ударна іонізація має пороговий характер – іонізація починається тільки з певного порогового значення напруженості електричного поля. В електронегативних газах крім іонізації має місце прилипання електронів до молекул. Обидва процеси характеризуються відповідно коефіцієнтами іонізації α і прилипання η (число іонізацій або прилипань під час переміщення електрона під дією електричного поля на відстань в 1 м). Ці коефіцієнти залежать від напруженості електричного поля, емпіричні функціональні залежності яких представлені у багатьох джерелах, наприклад, [7, 13, 14]. Порогове значення процесу іонізації визначається умовою, коли коефіцієнт іонізації α починає перевищувати коефіцієнт прилипання η . Для повітря, наявність кисню у якому обумовлює його електронегативні властивості, коефіцієнти іонізації і прилипання зрівнюються за відношенні напруженості поля до тиску газу $E/p \approx (26-31) \text{ В}/(\text{м} \cdot \text{Па})$. У розрахунках будемо використовувати одну з найбільш розповсюджених апроксимацій експериментальних даних для ефективного коефіцієнта іонізації $\alpha_{ef} = \alpha - \eta$

$$\frac{\alpha_{ef}}{p} = A \exp\left(-\frac{B}{E/p}\right), \quad (1)$$

де коефіцієнти A і B в системі одиниць СІ у розрядах в повітрі мають наступні значення [7, 14]:

$$E/p = 15 - 114 \text{ В}/(\text{м} \cdot \text{Па}): A_1 = 6.46 \text{ 1}/(\text{м} \cdot \text{Па}), B_1 = 190 \text{ В}/(\text{м} \cdot \text{Па});$$

$$E/p = 114 - 600 \text{ В}/(\text{м} \cdot \text{Па}): A_2 = 11.1 \text{ 1}/(\text{м} \cdot \text{Па}), B_2 = 277.4 \text{ В}/(\text{м} \cdot \text{Па}).$$

У разі подачі напруги необхідної величини лавина електронів (рис. 1, б) переміщується в електричному полі зі швидкістю дрейфу електронів $v_e = \mu_e E$, де μ_e – рухливість електронів. Кількість електронів N_e в лавині зростає за експоненціальним законом [15]

$$N_e(\xi) = \exp\left(\int_{\xi_0}^{\xi} \alpha_{ef}(\xi) d\xi\right). \quad (2)$$

Тут значення ефективного коефіцієнта іонізації в електричному полі, що змінюється у просторі, залежить від положення точки простору $\alpha_{ef}(E(\mathbf{r}))$. У виразі (2) через ξ позначена координата, вздовж якої переміщується лавина електронів (зазвичай – це силова лінія поля). Лавина електронів рухається, збільшуючись від положення ξ_0 початкового електрона. Якщо переміщення лавини здійснюється вздовж осі z – найменшої відстані між електродами, то під час заміни координат у виразі (2) необхідно врахувати протилежний напрямок координат ξ і z на рис. 1.

У разі іонізації нейтральних молекул одночасно з електронами утворюються позитивні іони, а в електронегативних газах ще й негативні іони. Рухливість іонів значно менша за рухливість електронів, і за час переміщення лавини електронів іони можна вважати нерухомими. Кількість позитивних N_+ і негативних N_- іонів у сліді лавини в точці з координатою ξ виявляється такою:

$$N_+ = \int_{\xi_0}^{\xi} \alpha N_e d\xi, \quad N_- = \int_{\xi_0}^{\xi} \eta N_e d\xi. \quad (3)$$

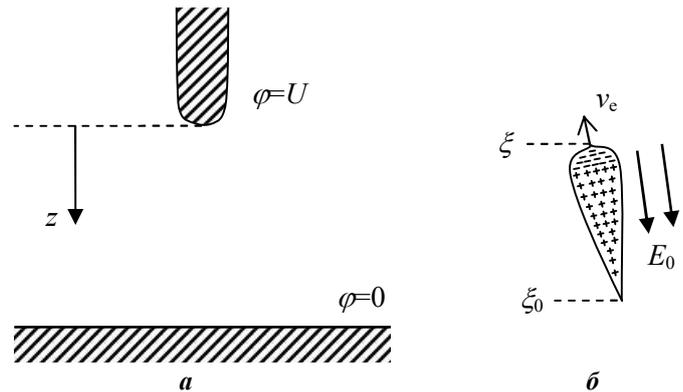


Рис. 1

Заряд лавини створює власне електричне поле, яке накладається на зовнішнє поле електродної системи. Сумарне поле поблизу лавини електронів збільшується в напрямку руху електронів і, навпаки, зменшується у протилежному напрямку. Об'ємний заряд іонів також створює власне електричне поле, однак завдяки певній віддаленості від головки лавини і меншій сконцентрованості у просторі його вплив на електричне поле поблизу лавини електронів менший порівняно з лавиною електронів. По цій причині електричним полем заряду іонів на лавинній стадії електророзрядного процесу будемо нехтувати.

У сильно неоднорідному полі зона іонізації обмежена границею, де напруженість електричного поля спадає до критичного значення E_i , що визначається досягненням у відповідних точках простору r_i умови відсутності іонізації

$$\alpha_{ef}(E_i) = 0. \quad (4)$$

У разі позитивно зарядженому вістрі рух лавини електронів спрямований із зовнішньої області до вістря в напрямку збільшення поля. Тому умова (4) визначає границю, поза якою вільні електрони не будуть призводити до іонізації і, відповідно, появи лавин електронів.

У різко неоднорідному полі частіше біля електроду з малим радіусом кривини енергія, яку отримує електрон на довжині вільного пробігу, може перевищувати енергію, що віддається за непружних зіткненнях. У цьому разі електрони переходять у режим безперервного прискорення або інакше – «втікання електронів». У [16] показано існування верхньої межі напруженості електричного поля

E_a переходу звичайної форми розряду у режим безперервного прискорення, починаючи з якої зі зростанням поля коефіцієнт іонізації зменшується. Оцінка напруженості поля E_a у [13] зроблена, виходячи з максимуму величини сили гальмування електронів [17]

$$F(W_e) = \frac{e^4 n_0 Z}{8\pi\epsilon_0^2 W_e} \ln\left(\frac{2W_e}{I}\right)$$

відносно середньої енергії електронів W_e , де e – заряд електрону, n_0 – кількість молекул газу в одиниці об'єму, Z – кількість електронів в молекулі, I – середня енергія непружних втрат електрону. Сила $F(W_e)$ за $W_e = I/2$ приймає максимальне значення, що дає величину критичного електричного поля

$$E_a = \frac{F(I/2)}{e} = \frac{e^3 n_0 Z}{4\pi\epsilon_0^2 \exp(1)I}$$

Починаючи з E_a енергія електронів може тільки збільшуватися. Для азоту за атмосферного тиску і температурі 0°C ($Z = 14, I \approx (75 - 80) \text{ eV}, n_0 = 2.69 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$) критична напруженість поля виявляється $E_a \approx 450 \cdot 10^5 \text{ В/м}$. Для кисню отримаємо близьке значення.

За межами вказаних значень напруженості поля коректність використання лавинної або стримерної моделей розвитку електричного розряду навряд є обґрунтованою. Тобто область дослідження іонізаційних процесів, що передують появи стримерів, може бути обмеженою як з зовнішньої сторони границею іонізації, так і біля вершини вістря у разі досягненні для поля межі «втікання електронів».

Теоретичні і експериментальні основи розвитку стримерного процесу були закладені ще у середині минулого століття Ретером, Лебом і Міком [18 – 20]. У наступний період уявлення про електричний розряд і його стримерну форму отримали значний розвиток [7, 13].

Вважається, що умовою лавинно-стримерного переходу є досягнення напруженості електричного поля об'ємного заряду електронної лавини E' значення, яке приблизно дорівнює величині поля зовнішнього джерела E_0

$$E' \approx E_0. \quad (5)$$

Напруженість електричного поля на поверхні лавини, в першу чергу, визначається двома факторами: кількістю електронів в лавині N_e та її розмірами. У кожній електронній лавині у процесі переміщення в електричному полі і зростанні кількості електронів має місце процес їх дифузії та електростатичного відштовхування [7]. На початковому етапі розміри лавини визначаються процесом дифузії. Але зі зростанням лавини перевагу починає мати процес відштовхування. На цьому етапі зростання радіусу лавини обмежене протилежно спрямованими силами між електронами і позитивними іонами. Наближено максимальний радіус електронної хмари визначається умовою, коли він дорівнює довжині іонізації $R_e \sim \alpha_{ef}^{-1}$. У стаціонарному електричному полі саме процес відштовхування електронів і його обмеження визначають остаточний розмір лавини і відповідно електричне поле на її поверхні.

Використовуючи модель лавини електронів у вигляді зарядженої кулі, яка часто застосовується у теоретичних моделях, умову (5) з врахуванням (2) можна переписати у вигляді

$$E' = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 R_e^2} N_{es} = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 R_e^2} \exp\left(\int_{\xi_0}^{\xi_s} \alpha_{ef}(\xi) d\xi\right) \approx E_0, \quad (6)$$

де N_{es} і ξ_s – відповідно кількість електронів в лавині і координата, де для напруженості поля лавини виконується умова лавинно-стримерного переходу, ϵ_0 – електрична стала.

Обробка значної кількості експериментальних даних для газів атмосферного тиску у стаціонарному полі дає таке критичне значення наступного параметра

$$Q = \ln(N_e) \approx 20. \quad (7)$$

Така величина Q в (7) узгоджується з даними в роботах Леба і Міка, де за радіус лавини приймався радіус, за якого в результаті дифузії електронів їх густина спадала в e разів порівняно з густиною у центрі лавини. В цьому випадку лавинно-стримерний перехід має місце за $Q \approx 18 - 20$ і відповідно $N_{es} \sim 10^8$. При цьому, як зазначається у [7], різний спосіб вибору радіусу лавини R_e слабо впливає на значення параметру Q .

Існування іонізації не обов'язково призводить до виконання умов (5) або (7) лавинно-стрімерного переходу. Поява стримера у певній області можлива, якщо для будь-якої траєкторії руху лавин (силової лінії поля) в цій області лавина просувається на необхідну відстань, для якої виконується умова (5) або (7). Позначаючи координату вздовж траєкторії руху лавини як ξ , умову появи стримера в області можна представити наступним чином:

$$\int_{\xi_i}^{\xi_b, \xi_a} \alpha_{ef}(\xi) d\xi \geq Q, \quad (8)$$

де інтегрування розповсюджується на всю силову лінію від точки на границі області іонізації ξ_i до електроду ξ_b або границі області безперервного прискорення електронів ξ_a .

Виконання умови появи стримера (8) також визначає координати ξ_k поверхні, що відповідають мінімально можливій відстані до вістря. Координати ξ_k відповідають положенню початкового електрона, для якого лавина перетворюється у стример у крайній точці руху у разі досягнення позитивного електроду або межі безперервного прискорення електронів. Початковий електрон, що з'являється в області між ξ_i і ξ_k , дає початок розвитку лавини до розмірів, коли вона перетворюється у стример.

Зони іонізації та зародження стримерів в електричному полі вістря проти площини. Оскільки напруженість поля біля вістря є значно вищою порівняно з полем в решті проміжку, то саме тут мають місце основні електрофізичні процеси при електричному розряді в газі, зокрема: іонізація нейтральних молекул, зростання і переміщення лавин електронів, перетворення лавини у стример і його проростання до протилежного електроду, а також пов'язані з електричним розрядом збудження молекул, випромінювання фотонів, плазмохімічні процеси. Основним параметром, який визначає величину і характер розподілу різко неоднорідного електричного поля біля вістря окрім середньої напруженості поля, є відношення радіусу кривини кінчику вістря до відстані між електродами (у випадку закруглення кінчику вістря), а також конфігурація вістря поза частиною його поверхні з найменшим радіусом кривини. З цієї точки зору розглянемо електричне поле декількох типових конфігурацій вістря насамперед в області біля кінчику вістря.

Електричне поле вістря різної конфігурації. Розглянемо спочатку, наскільки відрізняється розподіл електричного поля біля вістря різної геометричної форми. Це питання є важливим для моделювання електрофізичних процесів у різко неоднорідному полі.

Геометрія вістря у формі гіперболоїду (рис. 2, а) і параболоїду (рис. 2, б) обертантя описуються аналітичними виразами, що містять значення мінімальних радіусів кривини у вершині r_c і відстань d між електродами [21]

$$\frac{(d-z)^2}{d^2} - \frac{\rho^2}{r_c d} = 1, \quad z = -\frac{\rho^2}{2r_c}, \quad (z \leq 0), \quad (9)$$

де координата z відраховується від вершин вістря, ρ – відстань від осі симетрії в радіальному напрямі. Геометрія вістря, що використовується в експериментах, зазвичай циліндрична (рис. 2, в). Будемо вважати, що кінчик вістря має форму півсфери того ж радіуса, що й циліндрична частина. Це припущення виправдане, якщо розглядати електричне поле на відстані від вістря, що перевищує характерний розмір порядку радіуса циліндра.

На рисунках обрано однакові радіуси кривини вістря, які виділено у вигляді сфер відповідного радіусу. Поблизу вершин геометрія вістря відрізняється незначною мірою, але стає помітною у разі віддаленні від неї.

Напруженість електричного поля на вісі симетрії проміжків на поверхні вістря досягає найбільших значень, але й зменшується у разі віддаленні від нього теж найбільш швидко. Вирази для поля з вістрям гіперболоїдного $E_g(z)$ [22] і параболоїдного $E_p(z)$ [7] типів в залежності від координати z мають простий аналітичний вигляд, що дає змогу отримати наочне уявлення про розподіл електричного поля

$$E_g(z) = U \frac{\sqrt{d^2 + r_c d}}{r_c d + 2dz - z^2} \frac{1}{\text{Arth}\left(\frac{d}{\sqrt{d^2 + r_c d}}\right)}, \quad E_p(z) = U \frac{2}{(r_c + 2z) \ln\left(1 + \frac{2d}{r_c}\right)}. \quad (10)$$

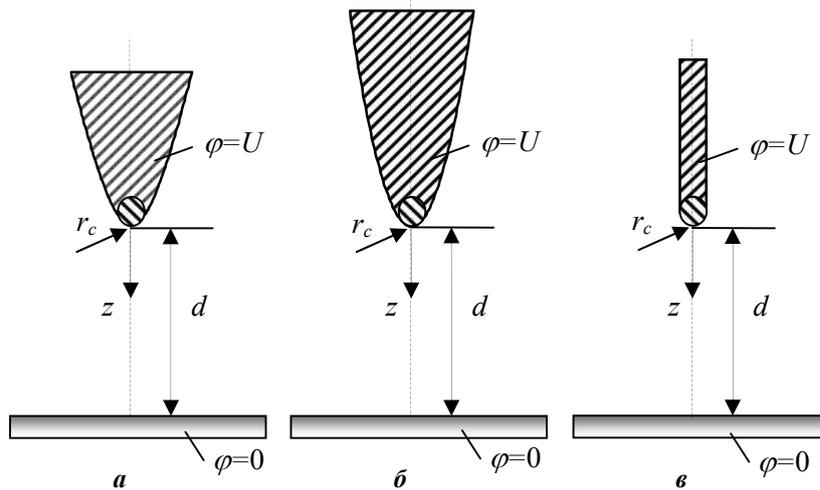


Рис. 2

Для електродної системи сфера-площина точну залежність розподілу напруженості поля вздовж осі z не вдається представити простими виразами. Можна, однак, для значень відношення $d/r_c \leq 100$ використовувати вираз, який на поверхні сфери дає похибку, що не перевищує 0.5% за незначних відношеннях d/r_c і зменшується з його зростанням [22]

$$E_r(z) = U \frac{2d \left[d^2 (E_{rm}^* + 1) + (d-z)^2 (E_{rm}^* - 1) \right]}{\left[d^2 (E_{rm}^* + 1) - (d-z)^2 (E_{rm}^* - 1) \right]^2}. \quad (11)$$

Тут нормована величина напруженості електричного поля $E_{rm}^* = \frac{E_r(z=0)}{U/d}$ на поверхні вістря має максимальне значення, яке відповідає коефіцієнту неоднорідності

$$E_{rm}^* = \frac{1}{4} \left[\frac{2d}{r_c} + 1 + \sqrt{\left(\frac{2d}{r_c} + 1 \right)^2 + 8} \right]. \quad (12)$$

Розрахунок напруженості поля для електродної системи, що містить вістря у вигляді циліндра з закругленням, тут і в подальшому виконувався чисельним методом за допомогою математичного пакету COMSOL.

Залежність максимальної величини збільшення напруженості поля у вершин для вістря, що розглядаються, від відношення максимальної кривини електрода до величини проміжку r_c/d показана на рис. 3, а. З порівняння максимальної напруженості електричного поля для вістря різної форми випливає, що моделювання вістря сферичним електродом, радіус якого дорівнює мінімальному радіусу кривини інших конфігурацій, може призводити до похибки, що досягає 100%, причому за заданого потенціалу в бік збільшення поля для сферичного електрода. Необхідно, однак, зазначити, що ситуація буде протилежною для іншої моделі, коли відокремлене електропровідне тіло знаходиться у зовнішньому електричному полі. Тут зі збільшенням довжини тіла у місці, де радіус кривини мінімальний, напруженість електричного поля буде збільшуватися. Отже, незважаючи на те, що модель з відокремленою сферою є досить простою, доцільність її застосування необхідно обґрунтовувати у конкретних випадках.

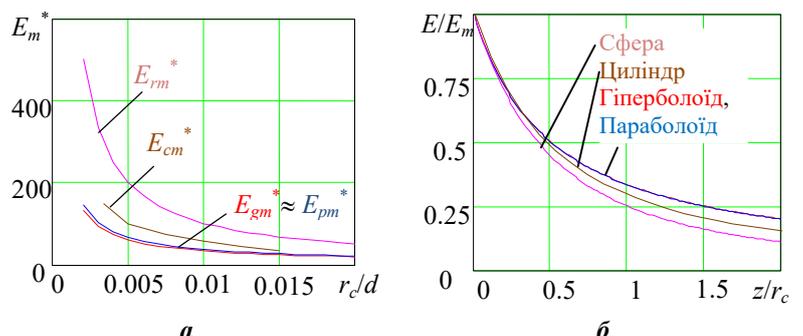


Рис. 3

Характер зменшення напруженості електричного поля поблизу вістря у разі віддаленні від нього показано на рис. 3, б для тих же конфігурацій вістря. Чим більша максимальна напруженість поля у верхівки вістря, тим швидше спадає поле за віддаленні від неї. При цьому за умови $r_c \ll d, z \ll d$ параметр r_c/d практично не впливає на значення величин E/E_m відповідних конфігурацій вістря. Найменшою мірою відрізняються між собою напруженості полів для вістря гіперболічної і параболічної форм. Для них це відноситься не тільки до характеру зменшення у разі віддаленні від поверхні вістря, а й для максимального значення за $z = 0, r_c \ll d$. За таких умов з виразів у (10) впливають значення напруженостей полів для двох типів вістря $E_{gm}^* \approx 2/\ln(4d/r_c)$ і $E_{pm}^* \approx 2/\ln(2d/r_c)$. Їх відмінність за $d/r_c \gg 1$ є відносно невеликою, вона не визначає принципових змін у розвитку електрофізичних процесів, і тому в подальшому будемо розглядати конфігурацію тільки одного, гіперболічного, типу.

Параметри іонізаційних процесів в електродних системах. У разі подачі високої напруги границя, де напруженість електричного поля перевищує межу початку іонізаційних процесів у повітрі атмосферного тиску $E_i \approx 26 \cdot 10^5$ В/м, може бути віддалена від поверхні електрода на відстань, що значно перевищує декілька розмірів r_c . Як приклад розглянемо електродні системи з наступними конкретними розмірами: $d = 15 \cdot 10^{-3}$ м, $r_c = 5 \cdot 10^{-5}$ м, які відповідають значенням, що можуть застосовуватися в експериментах [23]. Будемо вважати, що напруга між електродами є $U = 17$ кВ.

З показаних на рис. 3, а результатів випливає, що для обраних параметрів на поверхнях всіх верхівок вістря напруженість електричного поля перевищує межу втікання електронів, яку задля визначеності приймемо рівною $E/p = 450$ В/(м·Па). Відстані Δz від поверхонь вздовж вертикальної вісі, на якій поле досягає межі, є незначними. Вони виявляються такими: $\Delta z_g \approx \Delta z_p \approx 0.57r_c$; $\Delta z_c \approx 0.86r_c$; $\Delta z_r \approx 1.8r_c$.

Напруженості електричного поля у більш віддалених точках на осі z у вигляді безперервних кривих показано на рис. 4, а. На кривих мітками «х» позначено відстані від верхівок вістря до точок, де напруженість дорівнює межі іонізації у повітрі $2.6 \cdot 10^6$ В/м. Видно, що найбільш віддаленою від вістря є точка на осі z для гіперболоїду обертаня ($z_{ig} = 9.27 \cdot 10^{-4}$ м), проміжне положення займає вістря циліндричної форми ($z_{ic} = 7.33 \cdot 10^{-4}$ м), і ближче всього розташована точка на осі для сферичного електроду ($z_{ir} = 5.22 \cdot 10^{-4}$ м).

Аналіз початку появи стримерів у коронному розряді, аналогічно [24], проведемо на основі впливу розподілу різко неоднорідного поля на характеристики лавинної стадії розряду від початку іонізації до виконання умови лавинно-стримерного переходу. Якщо початковий електрон з'являється на відстані z_i , найбільш віддаленої від вістря, де можлива іонізація, то умова лавинно-стримерного переходу (7) виконується у точках, що відмічено мітками «о» на кривих рис. 4, а.

Початкові електрони випадковим чином можуть з'явитися у довільній точці проміжку, але тільки такі електрони призведуть до створення стримера, які пройдуть необхідний шлях розмноження, у кінці якого буде виконана умова (7). Будемо вважати, що кінцевою точкою збільшення лавини є точка досягнення напруженістю поля умови втікання електронів 450 В/(м·Па) або за менший напруженості поля поверхні електроду. Положення початкових електронів, де лавинно-стримерний перехід має місце у вказаній кінцевій точці, позначено як «□». Їхні координати z_k є наступними: для гіперболоїдного вістря $z_{kg} = 0.71 \cdot 10^{-4}$ м; для циліндричного вістря $z_{kc} = 0.95 \cdot 10^{-4}$ м; для сфери $z_{kr} = 1.28 \cdot 10^{-4}$ м.

З наведених даних видно, що інтервали $z_i - z_k$, в межах яких поява початкових електронів призводить до перетворення зростаючих лавини у стримери, значною мірою відрізняються для різних конфігурацій вістря. Тому виникає питання про конфігурації, для яких більша ймовірність появи початкових електронів протягом однакового часу. Корисним є також отримання оцінки показника, що дає змогу порівняти конфігурації.

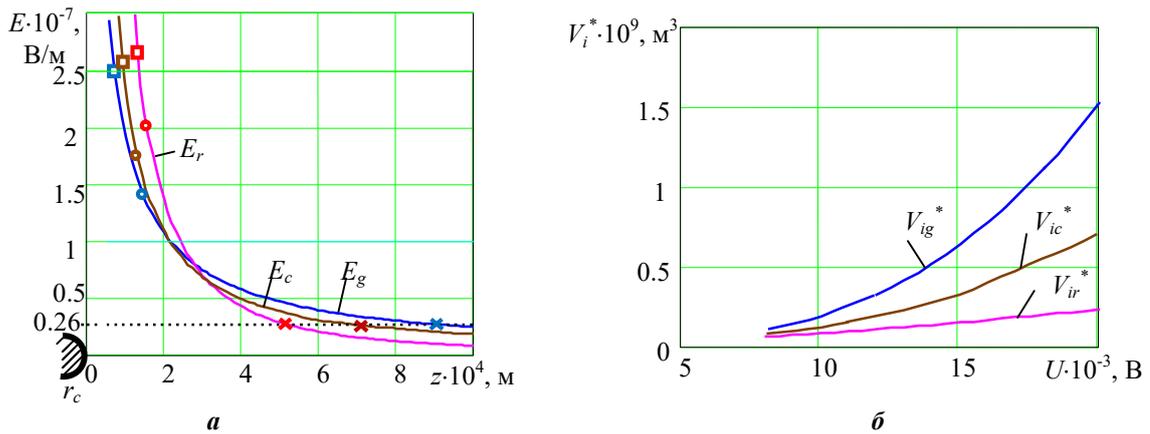


Рис. 4

Таким показником може бути величина об'єму V_i , де поява ефективних початкових електронів призводить до розвитку лавин та їх переходу у стримерну форму. Об'єм V_i обмежений з однієї сторони границею зони іонізації, де напруженість поля приймає значення $E(\xi_i) = 26 \cdot 10^5 \text{ В/м}$, а з іншої – поверхнею, стартуючи з якої електрони розмножуються, і на поверхні вістря або у разі досягнення межі безперервного прискорення кількість електронів в лавині досягає значення $N_e = \exp(Q)$ за $Q = 20$. Вказані границі визначаються розподілом електричного поля поблизу вістря, що насамперед залежить від його конфігурації, радіусу кривини кінчика і напруги між електродами.

У цьому дослідженні будемо припускати, що зростання лавини і дрейф електронів відбуваються в електричному полі електродної системи. Таке припущення нехтування полем розподіленого об'ємного заряду іонів часто використовується під час дослідження відокремлених лавин і стримерів. Зазначимо, крім того, що у припущенні, що початковий електрон з однаковою ймовірністю може з'явитися у довільній точці об'єму V_i , саме цей об'єм є показником ймовірності розвитку лавини і її переходу в стримерну форму. Тоді для конфігурацій вістря, що розглядаються, відношення ймовірностей буде дорівнювати відношенню відповідних об'ємів $V_{ig} : V_{ic} : V_{ir}$.

Врахуємо у даному разі тільки області з найбільшою напруженістю поля поблизу поверхні з найменшим радіусом кривини. Оскільки області, де з'являються ефективні електрони, є наближеними до поверхні вістря, величини відповідних об'ємів оцінімо як об'єми кульових шарів, що обмежені певним тілесним кутом Ω . Тоді кожен з об'ємів буде $V_i = \frac{\Omega}{3} [(r_c + z_i)^3 - (r_c + z_k)^3]$. Приймаючи кут Ω однаковим для всіх конфігурацій вістря з однаковими радіусами кривини вершин, для напруги 17 кВ і відстані $d = 15 \text{ мм}$ отримаємо наступне відношення об'ємів, нормованих на одиничне значення для гіперboloїду обертання $(V_{ig} : V_{ic} : V_{ir}) = (1 : 0.46 : 0.20)$. Приблизно таке саме співвідношення між об'ємами зберігається і у разі подачі напруги, що відрізняється від 17 кВ.

На рис. 4, б показано залежності нормованих об'ємів $V_i^* = 3V_i/\Omega$ від величини напруги між електродами для попередніх значень відстані між електродами і радіусів кривини верхівок вістря. Оскільки у цьому прикладі $r_c, z_k \ll z_i$, а відстань z_i до границі зони іонізації пропорційна величині поданої напруги, то об'єми зростають зі збільшенням напруги як $V_i \sim U^3$. Для мінімальної напруги $U = 7.5 \cdot 10^3 \text{ В}$ напруженість електричного поля $U/d = 5 \cdot 10^5 \text{ В/м}$ ще є достатньою, щоб стримери могли досягти катоду. У цьому випадку величина об'ємів V_i^* є дуже малою і не перевищує десятої частки кубічного міліметра. Зазначимо, що за вказаному співвідношенні відстаней $r_c, z_k \ll z_i$ відхилення форми кінчика електродів від врахованої не призведе до зміни результатів для об'ємів V_i .

Зазначимо, що величина об'єму, поява електрону в якому призводить до генерування стримера, може також виявитися показником задля вибору напруги, конфігурації вістря і його геометричних

параметрів. Так, за радіусу кінчика вістря $r_c = 5 \cdot 10^{-5}$ м, відстані між електродами $d = 15 \cdot 10^{-3}$ м і напрузі 17 кВ найкращі показники має конфігурація вістря у вигляді гіперболоїду обертання, поле якого на поверхні є найменшим серед розглянутих і яке зменшується у разі віддаленні від вістря найбільш повільно. Такий висновок випливає з представлених результат розрахунку за обраних параметрах, а також зроблених припущеннях, основним з яких, на наш погляд, є нехтування електричним полем об'ємного заряду іонів.

Аналіз впливу радіусів кривини кінцівок вістря і величини напруги між електродами на можливість утворення стримерів виконаємо в певних межах зміни цих параметрів за відстані між електродами $d = 15$ мм. Мінімальну напругу обмежимо значенням $U = 7.5$ кВ, що забезпечує досягнення катоду позитивним стримером. Максимальне значення не повинне перевищувати напругу іскрового пробою, що становить близько 20 кВ. Максимальний радіус кривини верхівки вістря обмежений необхідністю створення стримерного коронного розряду $r_c/d < 0.1$ [7]. Результати розрахунку об'ємів $V_i^* = 3V_i/\Omega$ для вістря у формі гіперболоїду обертання у порівнянні зі сферичним електродом показано на рис. 5.

Перший з рисунків (рис. 5, а) показує, що перевага вістря гіперболоїчної конфігурації над системою з сферичним електродом обмежена певним значенням радіусу кривини верхівки. З її зростанням менше значення поля поблизу гіперболоїчного вістря призводить до наближення межі $Q = \ln(N_e) = 20$ переходу лавини у стример ближче до поверхні вістря. Чим ближче до поверхні вістря ця межа, тим менша область, в якій можуть з'явитися ефективні електрони.

Для кожної величини напруги існує верхнє граничне значення радіусу кривини верхівки вістря, коли зростання лавини електронів перестає призводити до появи стримера. Така границя має місце як для гіперболоїчної, так і сферичної конфігурацій електроду. Але, як видно з порівняння залежностей на рис. 5, б і 5, в, граничні радіуси кривини для сферичного електроду значно більші, ніж для гіперболоїчного.

Іншою стороною розглянутої особливості розвитку позитивного стримера у різко неоднорідному електричному полі є існування нижньої границі напруги, величина якої залежить від радіусу кривини. На рис. 5, з показано залежності об'ємів від напруги за різних радіусів кривини верхівки електроду гіперболоїчної форми.

Чим більший радіус кривини, тим більше граничне значення напруги. Для відстані $d = 15$ мм граничне значення напруги зростає до $U = 12$ кВ у разі збільшення радіусу кривини до $r_c \approx 0.3$ мм. Для радіусу кривини гіперболоїчного вістря $r_c \leq 0.1$ мм і для сферичного електроду довільного радіусу граничне значення напруги відсутнє в діапазоні $U/d \geq 5 \cdot 10^5$ В/м.

Щодо впливу можливого відхилення форми верхівок вістря від врахованої треба зауважити, що поблизу граничних значень параметрів характер залежностей об'ємів V_i^* від напруги та радіусів кривини кінчика може дещо відрізнятися від наведених. Разом з тим це не вплине на наявність граничних значень і на залежності об'ємів V_i^* у разі віддаленні параметрів від граничних величин.

Якщо для міжелектродної відстані $d = 15$ мм обмежитися величиною напруги $U = 12$ кВ, коли іскровий пробій відсутній, то для радіусів кривини $r_c \leq 0.17$ мм більший об'єм появи ефективного електрона має електрод у формі гіперболоїду обертання. Для електродів з більшим радіусом кривини можуть бути обрані електроди із сферичною формою. Тобто доцільність використання відповідної конкретної конфігурації вістря залежить від величини радіусів кривини їх верхівок.

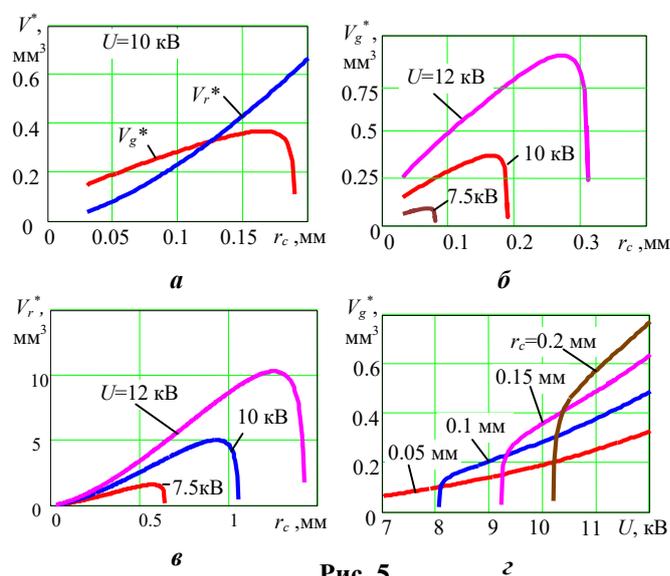


Рис. 5

Іонізаційні процеси для циліндричного вістря. Вістря у вигляді циліндричного електроду із закругленням верхівки має проміжні характеристики розподілу електричного поля між розглянутими для вістря гіперболічної і сферичної конфігурацій. Для такої системи розглянемо ще одну особливість, що є характерною для протяжних високовольтних електродів. Вона стосується розподілу напруженості електричного поля в області, що оточує електрод, включаючи його бічну поверхню.

Для циліндричного електроду з геометричними параметрами $d = 15 \cdot 10^{-3}$ м, $r_c = 5 \cdot 10^{-5}$ м за напрузі $U = 17$ кВ на рис. 3 наведено розподіл електричного поля вздовж осі z біля вістря. Для напруги $U = 10$ кВ визначено область, в якій поява початкових електронів призводить до збільшення лавин до розміру їх перетворення у стример. Результати, засновані на розрахунках електричного поля та зростання електронних лавин у просторі навколо циліндричного електроду, показані на рис. 6, а у вигляді заштрихованої області. Зовнішня границя області відповідає напруженості електричного поля $E_i = 26 \cdot 10^5$ В/м порогу іонізації молекул в повітрі атмосферного тиску. Поза заштрихованою областю поблизу електроду, незважаючи на дуже велику напруженість поля, параметр $Q < 20$ є недостатнім для перетворення лавини у стример. Крім того, поблизу верхівки вістря існує область безперервного прискорення електронів, де напруженість поля $E \geq 450 \cdot 10^5$ В/м. За розрахунками ця область займає простір з максимальної товщиною $\approx 0.5r_c$ біля верхівки вістря і, витончуючись, простягається вздовж циліндричній поверхні після закруглення до відстані $\approx 3r_c$.

Особливістю зони, в якій можуть з'явитися ефективні електрони, для високовольтного електроду з протягнутою циліндричною формою є розповсюдження цієї зони, що на рис. 6, а заштрихована, на досить велику відстань вздовж електроду. Для даних рис. 6 товщина зони поступово стає тоншою і тільки за довжині $\approx 0.3d = 100r_c$ різко зменшується до нуля. Така структура зони вказує, що приведені вище оцінки її об'єму, які враховували тільки область поблизу верхівки вістря з найбільшою напруженістю електричного поля, для циліндричного електроду виявляються значно заниженими. Проведені в Інституті електродинаміки НАН України експерименти з довгим циліндричним вістрям показали, що дійсно стримери з'являються також вздовж циліндричній поверхні з характерною відстанню між ними ~ 10 мм.

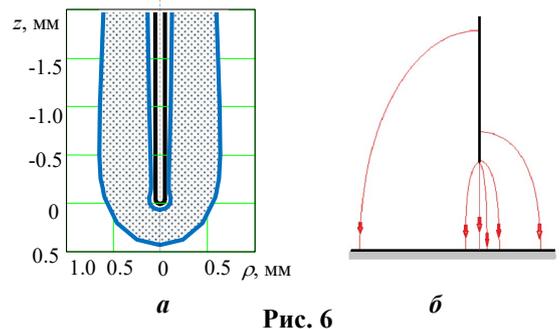


Рис. 6

Траєкторія руху утвореного стримера в цілому співпадає з силовою лінією напруженості поля. Стримери, що утворюються поблизу бічної поверхні циліндричного електроду, розповсюджуються вздовж силових ліній (рис. 6, б), довжина яких є більшою порівняно з тими, що відходять від верхівки електроду. Відповідно стримери, що утворилися у бічній поверхні, розповсюджуються за меншій середньої напруженості поля. Разом з цим, вони досягають поверхні протилежного електроду, якщо середня напруженість поля вздовж траєкторії руху перевищує значення $\sim 5 \cdot 10^5$ В/м. У протилежному випадку стример зупиняється, не досягнувши електроду.

Представлені результати відображають області зростання лавини електронів тільки у зовнішньому полі, коли поле окремої лавини не збурюється зарядами попередніх лавин і стримерів, а також можливо тими, що породжені іншими лавинами або каналами стримерів, які розповсюджуються поруч. Тобто результати відносяться до зародження відокремлених стримерів, що часто спостерігається в експериментах, і стримерний коронний розряд не має об'ємного характеру. Однак аналіз структури поля електродної системи з оцінкою об'ємів для появи ефективних електронів може дати певні якісні показники і у випадку обмеженого взаємного впливу декількох стримерів. Більш достовірна інформація про коронний розряд у конкретних випадках може бути отримана експериментально.

Висновки. Порівняння конфігурацій електродних систем, призначених для практичного застосування позитивної стримерної корони, здійснено за величиною об'єму біля вістря, поява ефективних початкових електронів в якому призводить до розвитку лавин та їх переходу у стримерну форму. Такий підхід дає змогу отримати кількісні оцінки появи стримерів, які у комплексі враховують конфігурацію електродів, що коронують, радіус верхівки вістря і величину напруги між електродами.

Порівняння особливостей розподілу різко неоднорідного електричного поля електродних системи з вістрям гіперболічної, циліндричної і сферичної конфігураціями показало, що незважаючи на менші значення максимального поля для гіперболічного вістря, величина об'єму появи ефективних початкових електронів може перевищувати значення об'єму біля кінцівки вістря для циліндричного і тим більше сферичного електродів того ж радіусу кривини. Така особливість пов'язана з впливом на розподіл поля форми електроду поза частиною його поверхні у верхівки. Співвідношення об'ємів появи ефективних початкових електронів для різних конфігурацій вістря поблизу граничних значень напруги та радіусів кривизни кінчика може змінюватися залежно від їх величин.

Для кожного значення напруги між електродами існує верхня границя радіусу кривини верхівки вістря або інакше для кожного радіусу верхівки вістря існує нижня границя напруги. Причому, для кожної величини напруги чим більше радіус кривини верхівки вістря і відповідно менше максимальна напруженість електричного поля, тим виявляється більшою величина об'єму появи ефективних початкових електронів.

Особливістю довгого вістря циліндричної форми є розповсюдження зони старту ефективних електронів, що призводять до перетворення лавини у стример, на значну відстань вздовж бічної поверхні електроду, наприклад, за радіусу вістря 0.05 мм ця область має довжину порядку ста радіусів вістря. Товщина області вздовж електроду поступово зменшується у разі віддаленні від верхівки вістря і в кінці різко спадає до нуля. Із області поблизу бічної поверхні електроду також можуть стартувати стримери, однак їх довжини є більшими порівняно з тими, що відходять від верхівки електроду. Такі стримери досягають поверхні протилежного електроду, коли середня напруженість поля вздовж траєкторії руху стримерів перевищує $\sim 5 \cdot 10^5$ В/м.

Для відстані між електродами 15 мм і напрузі до 15-20 кВ, яка не перевищує напругу іскрового пробою, зі збільшенням радіусу кривини кінчика вістря принаймні до значень (0.3 – 0.5) мм об'єм появи ефективних електронів, що породжують стримери, зростає, що свідчить про доцільність для інтенсифікації стримерного процесу вибору відповідного радіусу кінчика.

Роботу виконано за рахунок держбюджетної теми «Розвиток теорії та моделювання нестационарних електрофізичних процесів в електропровідних і діелектричних середовищах імпульсних електромагнітних систем (шифр: Бар'єр-3)», КПКВК 6541030.

1. Hammer T. Application of plasma technology in environmental techniques. *Contributions to Plasma Physics*. 1999. No 39. Pp.441–462. DOI: <https://doi.org/10.1002/ctpp.2150390507>.
2. Chen, J., Davidson, J.H. Electron Density and Energy Distributions in the Positive DC Corona: Interpretation for Corona-Enhanced Chemical Reactions. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*. 2002 Vol. 22. No 2. Pp. 199–224. DOI: <https://doi.org/10.1023/A:1014851908545>.
3. Becker K.H., Kogelschatz U., Schoenbach K.H., Barker R.J. Non-Equilibrium Air Plasmas at Atmospheric Pressure. CRC Press, 2004. 700 p. DOI: <https://doi.org/10.1201/9781482269123>.
4. Fridman A. Plasma Chemistry. Cambridge University Press, 2008. 1022 p. DOI: <https://doi.org/10.1017/CBO9780511546075>.
5. Chen, J., Davidson, J.H. Ozone Production in the Positive DC Corona Discharge: Model and Comparison to Experiments. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*. 2002. Vol. 22. Pp. 495–522. DOI: <https://doi.org/10.1023/A:1021315412208>.
6. Bozhko I.V., Petuhov I.S. Investigation of the discharge gap for a plasma-chemical reactor on a positive streamer corona. *Tekhnichna Elektrodynamika*. 2005. No 3. Pp. 17-21. (Rus).
7. Rizer Yu.P. Gas Discharge Physics. Springer. Berlin Heidelberg, 2011. 460 p.
8. Tao S., Kaihua L., Cheng Z., Ping Y., Shichang Z., Ruzheng P. Experimental study on repetitive unipolar nanosecond-pulse dielectric barrier discharge in air at atmospheric pressure. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2008. Vol. 41. No 21. 215203. DOI: <https://doi.org/10.1088/0022-3727/41/21/215203>.
9. Zhang S., Jia L., Wang W., Yang D., Tang K., Liu Z. The influencing factors of nanosecond pulse homogeneous dielectric barrier discharge in air. *Spectrochimica Acta Part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy*. 2014. Vol. 117. Pp. 535-540. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.saa.2013.08.051>.
10. Bozhko I.V., Bereka V.O., Kondratenko I.P., Serdyuk Yu.V. Factors affecting homogeneity of a nanosecond impulse barrier discharge in air at atmospheric pressure and its physical nature. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2025. Vol. 58. No 34. 11 p. DOI: <https://doi.org/10.1088/1361-6463/adf7b8>.

11. Bolotov O., Kadolin B.B., Mankovskyi S.M., Ostroushko V.M., Pashchenko I.A., Taran G.V. Zavada L.M. Streamer mode of positive corona. *Problems of Atomic Science and Technology*. 2021. Issue 4. Pp. 166-170. DOI: <https://doi.org/0.46813/2021-134-166>.
12. Brzhezitskiy V.O., Mihaylov V.M., Isakova A.V., Rudakov V.V. High voltage engineering and electrophysics. Kharkiv: NTU KhPI, Tornado, 2005. 930 p. (Ukr).
13. Korolev Yu.D., Mesyats G.A. Physics of Pulsed Breakdown in Gases. Ekaterinburg: Uralskoye otdelenie Rossiyskoi akademii nauk, 1998. 274 p. (Rus)
14. Razevig D.V. High Voltage Engineering. Khanna Publishers, 2011. 726 p.
15. Beyer M., Boeck W., Möller K., Zaengl W. Hochspannungstechnik. Theoretische und praktische Grundlagen. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 1986. XIII, 362 p. DOI: <https://doi.org/10.1007/978-3-642-61633-4>.
16. Babich L.P., Stankevich Yu.L. Criterion for the transition from the streamer mechanism of a gas discharge to continuous electron acceleration. *Journal of Technical Physics*. 1972. Vol. 42. No 8. Pp. 1669-1679.
17. Mott N.F., Salley H.F.W. The Theory of Atomic Collisions. Clarendon Press, 1965. 858 p.
18. Meek J.M., Craggs J.D. Electrical Breakdown of Gases. Wiley, 1953. 507 p. DOI: <https://doi.org/10.1002/qj.49708034425>.
19. Loeb A.R.E. Fundamental Processes of Electrical Discharge in Gases. Literary Licensing, LL, 2013. 734 p. URL: <https://www.amazon.com/Fundamental-Processes-Electrical-Discharge-Gases/dp/1258598183> (accessed 02.11.2025)
20. Raether H. Electron Avalanches and Breakdown in Gases. London: Butterworths, 1964. 191 p.
21. Korn G., Korn T. Mathematical Handbook for Scientists and Engineers: Definitions, Theorems, and Formulas for Reference and Review. Dover Publications, Revised edition, 2000. 1152 p.
22. Rezvyih K.A. Calculation of electrostatic fields in high-voltage equipment. Moskva: Energiya, 1967. 120 p.
23. Aristov Yu.V., Bozhko I. V. On ozone generation in a positive streamer corona. *Tekhnichna Elektrodynamika*. 2003. No 1. Pp. 10-13. (Rus).
24. Vasetsky Yu.M. Electrophysical processes of electron avalanche development in the device of pulse barrier discharge in air. *Tekhnichna Elektrodynamika*. 2025. No 4. Pp. 3-19. DOI: <https://doi.org/10.15407/techned2025.04.003>.

CONDITIONS FOR THE EMERGENCE OF POSITIVE STREAMER CORONA DISCHARGE IN AIR IN THE NEEDLE-TO-PLANE ELECTRIC FIELD

I.V. Bozhko¹, Yu.M. Vasetsky¹, I.P. Kondratenko¹, O.A. Mashchenko²

¹Institute of Electrodynamics National Academy of Science of Ukraine, Beresteiskiy Ave., 56, Kyiv, 03057, Ukraine,

²National university of food technologies, Volodymirska Str., 68, Kyiv, 01601, Ukraine.

E-mail: yuriy.vasetsky@gmail.com.

The features of the positive streamer corona discharge are the long length and the duration of each streamer. They define this type of discharge as one of the alternative paths of potential technological application and characterize the relevance of research in this direction. The aim of the work is to determine the influence of the geometric characteristics of the needle and the voltage between the electrodes to the size of the areas, the beginning of the development of electron avalanches from which leads to their transformation into a streamer form of corona discharge in air at atmospheric pressure. For electrode systems with needles in the form of hyperboloid and paraboloid of rotation, sphere and long cylinder, the electric field distribution is considered and the volume of the areas where the appearance of effective initial electrons leads to their multiplication to the stage of avalanche-streamer transition in the strongly inhomogeneous electric field is determined. It is established that the size of the specified volumes, in addition to the curvature radius of the tips, is significantly affected by the shape of the electrode outside the part of its surface with the smallest radius of curvature. It is shown that despite the smaller values of the maximum field for the hyperbolic needle, here the volume of the appearance of effective initial electrons can exceed the volume for cylindrical and even more so for spherical electrodes of the same tip curvature radius at the same value of voltage. A feature of the long cylindrical needle is the extension of the start zone of the effective electrons over a considerable distance along the cylindrical surface of the electrode. From the comparison of different electrode systems, it was concluded that the choice can be made according to the magnitude of the volumes of appearance of effective electron, as a quantitative indicator that takes into account the needle configuration, tip radius, and value of voltage. References 24, figures 6.

Key words: positive streamer corona, needle-to-plane electric field, avalanche-streamer transition, streamer emergence efficiency indicator.

Надійшла 28.11.2025

Прийнята 13.12.2025