

ПРО ПАРАМЕТРИ КАТОДОСПРЯМОВАНОГО СТРИМЕРУ

В.М. Остроушко, І.А. Пащенко

Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут»

Харків, України

Для катодоспрямованих стримерів у сантиметрових проміжках між голкою та площиною розглянуто умови руху стримеру та отримані оцінки поля перед його верхівкою, концентрації електронів у каналі за верхівкою, поперечного розміру, мінімальної напруги. Вказано на зв'язок умов руху стримеру з константою Столетова.

PACS: 52.80.-s

ВСТУП

Оцінки параметрів стримерів з простих міркувань зроблені у значній кількості робіт (зокрема, [1–6]). Дана робота стосується, в основному, катодоспрямованих стримерів зі швидкостями руху порядку дрейфової швидкості електронів. Такі стримери реалізуються у коротких проміжках при повільному збільшенні напруги на проміжку [7]. Крім оцінок параметрів, які за порядком величини відповідають відомим, у роботі розглянуто необхідні умови, за яких можливе існування стримеру як поперечно локалізованої хвилі іонізації, введено величини, відносно розташування графіків залежності яких від зведеного поля визначає можливість реалізації згаданих умов, та вказано на зв'язок тих умов з константою Столетова.

Розряд між голкою-анодом та площиною-катодом у певному діапазоні напруг реалізується у вигляді стримерів. Спочатку, при посиленні поля поблизу голки (для першого стримеру — при збільшенні напруги на проміжку, для наступних — через перерозподіл поля при дрейфі іонів з проміжку) та інтенсифікації там процесу іонізації, утворена поблизу вістря хмара позитивних іонів зменшує поле безпосередньо біля поверхні електроду та збільшує його трохи далі від електроду, інтенсифікуючи процес іонізації вже там. Щоб процес поширився далі у об'єм газу, необхідно, щоб поле, утворене далі від електроду, було достатнім для інтенсивної іонізації.

Процес просування стримеру полягає в утворенні високопровідної області далі від поточного положення верхівки стримеру за рахунок іонізації електронним ударом та поляризаційного зміщення заряду в утвореній області, яке екранує поле в ній, але посилює поле ще далі від попереднього положення верхівки, і процес повторюється. Початкові електрони для розвитку лавин в основному утворюються за рахунок іонізації кисню фотонами з довжиною хвилі до 1025\AA , які випромінюються збудженими молекулами азоту [8]. Для стаціонарного розвитку процесу поперечний розмір утвореної високопровідної області має відповідати розміру вже наявної.

1. ПОЛЕ ПЕРЕД ВЕРХІВКОЮ

Нехай на якийсь момент часу радіус заокруглення верхівки стримеру близький до r_s . Тоді напруженість E поля перед верхівкою можна оцінити співвідношенням

$$E \sim U (c_1 r_s)^{-1}, \quad (1)$$

де U — те падіння зовнішнього потенціалу на довжині стримеру, яке було б за відсутності об'ємного заряду у проміжку, c_1 — коефіцієнт, який логарифмічно залежить від відношення довжини стримеру до діаметру, $c_1 \sim 3 \dots 7$ для провідників з відносною довжиною $10 \dots 100$.

2. КОНЦЕНТРАЦІЯ ЕЛЕКТРОНІВ

У полі з даною напруженістю електрон здійснює акти іонізації в середньому через проміжки часу τ_i , величина яких залежить від поля, і за час τ_i концентрація електронів у даній області подвоюється. Даній концентрації електронів n_e відповідає електронна провідність

$$\sigma_e = q n_e \mu_e,$$

де q — одиничний заряд, μ_e — рухомість електронів, а провідності σ_e відповідає час релаксації

$$\tau_q = \epsilon_0 \sigma_e^{-1},$$

потрібний для екранування поля при релаксаційному зсуві заряду. При подвоєнні концентрації електронів величина τ_q приблизно удвічі зменшується, і коли τ_q зменшується до величини τ_i , наступних актів іонізації практично не відбувається, через екранування поля, яке веде до різкого зменшення інтенсивності іонізації. Враховуючи, що

$$\tau_i \sim (\alpha v_d)^{-1}, \quad (2)$$

де α — іонізаційний коефіцієнт, v_d — дрейфова швидкість електронів, $v_d = \mu_e E$ поблизу верхівки стримеру, умову

$$\tau_q \sim \tau_i \quad (3)$$

можна записати у вигляді співвідношення

$$\epsilon_0 E \alpha \sim q n_e, \quad (4)$$

яке дозволяє пов'язати концентрацію електронів за верхівкою (у каналі стримеру) з напруженістю поля перед верхівкою.

3. ШВИДКІСТЬ СТРИМЕРУ

Швидкість v_s хвилі іонізації, пов'язаної зі стримером, визначається часом розвитку іонізаційного процесу перед верхівкою стримера на відстані порядку r_s від неї,

$$v_s \sim (\Lambda \tau_i)^{-1} r_s, \quad (5)$$

де Λ — кількість послідовних актів іонізації, під час яких концентрація електронів зростає від початкового значення до максимального. Початкова концентрація електронів на $6 \dots 8$ порядків менша від кінцевої, тобто $\Lambda \sim 20 \dots 30$.

Величина $l_a = \Lambda \alpha^{-1} \ln 2$ характеризує відстань, на яку переміщується електронна лавина при здійсненні Λ актів іонізації, а у системі відліку, пов'язаній зі стримером, відстань між точками початку та кінця іонізації у $(v_s + v_d) v_d^{-1}$ разів більша, ніж у лабораторній. Оскільки інтенсивна іонізація починається на відстані порядку r_s від верхівки стримеру, то

$$l_a (v_s + v_d) v_d^{-1} \sim r_s,$$

і співвідношення $v_s \gg v_d$ може виконуватися лише за умови $r_s \gg \Lambda \alpha^{-1}$.

4. ПОПЕРЕЧНИЙ РОЗМІР СТРИМЕРУ

Визначальною рисою стримерного процесу є його поперечна обмеженість, пов'язана з тим, що найбільшою є швидкість просування для стримера певного поперечного розміру. Мінімально можливий радіус стримера визначається поперечним радіусом r_a електронної лавини, який у полі до 1500 Td, коли придатне дрейфове наближення, можна оцінювати поздовжнім розміром лавини l_a ,

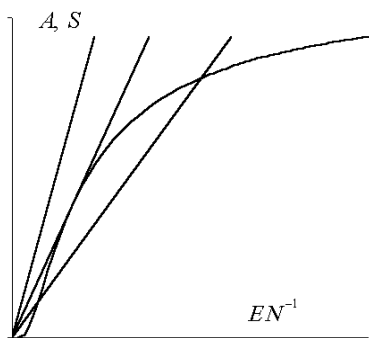
$$r_a \sim \Lambda \alpha^{-1}, \quad (6)$$

і якщо стример з даним радіусом r_s створює настільки слабе поле, що у ньому розмір лавини, потрібний для необхідного збільшення концентрації, виявляється більшим від даного значення r_s , то стаціонарний розвиток стримеру неможливий.

Визначаємо пов'язані з r_a та r_s величини A та S рівностями $A = (Nr_a)^{-1}$ та $S = (Nr_s)^{-1}$, де N — концентрація молекул газу, введена у визначення з метою зробити A та S незалежними від тиску. Маємо оцінки

$$A \sim \alpha (\Lambda N)^{-1}, \quad E \sim c_1^{-1} NSU. \quad (7)$$

Величина A приблизно пропорційна αN^{-1} , визначається величиною зведеного поля EN^{-1} та визначає радіус лавини r_a , а величина S визначається радіусом стримера r_s та визначає зведене поле EN^{-1} для даної величини U . Вимога $r_s \geq r_a$ відповідає вимозі $S \leq A$ (нерівності — за порядком величини).



Лінії, пов'язані із залежністю поперечного розміру лавини від зведеного поля (крива) та зведеного поля від поперечного розміру стримера (пряма), взаємним розташуванням яких визначається можливість існування стримеру та його параметри

На графіку показано типову залежність $A = A(EN^{-1})$ та промені $S = U^{-1} EN^{-1}$, відповідні різним значенням U (при збільшенні U промінь нахилиється до осі EN^{-1}). Якщо промінь не має

спільних точок з кривою, то стаціонарне поширення стримеру неможливе, бо суперечить вимозі $r_s \geq r_a$: для будь-якої величини радіуса стримеру поле перед його верхівкою виявляється настільки слабким, що довжина прольоту електронів між іонізаціями, множена на потрібну кількість актів іонізації, перевищує дану величину радіуса. Якщо промінь перетинається з кривою у двох точках, то вимога $r_s \geq r_a$ виконується для усіх проміжних точок, але процес вибирає точку, відповідну максимальній швидкості стримеру, яку можна отримати з оцінки

$$v_s + v_d \sim v_d A S^{-1},$$

якщо крім залежностей A та S від EN^{-1} визначити залежність v_d від EN^{-1} .

Для швидкого стримеру, вважаючи, що $v_s \gg v_d$, $v_d = v_0 (E/E_0)^p$, $A = A_0 \exp(-E_0/E)$, $E \geq E_0$, з якимись p , v_0 , A_0 , E_0 , одержуємо: $v_s \sim U E_0^{-1} N v_0 A_0 (E_0/E)^{1-p} (1 - E_0/E)$, v_s максимальна при $E = ((2-p)/(1-p)) E_0$, значення E_0 відповідає точці дотику на графіку. Такий стример може стартувати тільки при швидкому докладанні напруги до проміжку.

Якщо ж напруга збільшується повільно, стример може існувати вже при досягненні дотику променю з кривою. Варто відзначити, що точка дотику пов'язана з константою Столетова, а саме, дотик променю, що виходить з початку координат, з кривою залежності αN^{-1} від EN^{-1} визначає режим жевріючого розряду, відповідний максимуму α при фіксованому E та змінному N [9].

5. НАПРУГА СТРИМЕРНОГО ПРОБІОЮ

Використовуючи співвідношення (7), одержуємо

$$U \sim \Lambda c_1 E \alpha^{-1}. \quad (8)$$

При залежності $\alpha = \alpha_0 \exp(-E_0/E)$ у точці дотику маємо $\alpha = \alpha_0 \exp(-1)$. Оскільки оцінка (8) значення різниці потенціалів зовнішнього поля на довжині стримеру була отримана з умови забезпечення достатнього поля перед верхівкою досить довгого провідника, то для старту стримеру може бути потрібна значно більша різниця потенціалів на електродах, щоб потрібна різниця потенціалів незбуреного поля була наявна на довжині невеличкої утвореної з якихось причин високопровідної області. При розряді з вістрям, коли значна частина потенціалу зовнішнього поля падає поблизу вістря, де й стартує стример, вказані різниці потенціалів — одного порядку, але при пробитті проміжку між площинами спочатку виникає високопровідна область малого розміру, різниця потенціалів незбуреного поля на якій у випадку широкого проміжку значно менша від напруги на проміжку.

6. ЧИСЛОВІ ОЦІНКИ

Для повітря атмосферного тиску написана залежність використовується з $\alpha_0 = 5.3 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$, $E_0 = 193 \text{ кВ/см}$ [10]. Для стримеру, що виникає при повільному збільшенні напруги, використовуючи оцінки (1–8), одержуємо оцінки $E \approx E_0$, $v_s \sim v_d$, $n_e \sim 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $r_s \sim r_a \sim 40 \text{ мкм}$, $E \alpha^{-1} \sim 100 \text{ В}$, $U \sim 6 \text{ кВ}$.

Отримані значення радіуса стримеру та напруги пробію відповідають тим, що спостерігалися у

експериментах з розрядом у системі голка-площина для проміжку порядку сантиметра та радіусом заокруглення вістря сотні мікрометрів.

ЛІТЕРАТУРА

1. L.V. Loeb. Ionizing waves of potential gradient // *Science*. 1965, v.148, №3676, p.1417-1426.
2. М.И. Дьяконов, В.Ю. Качоровский. О стримерном разряде в однородном поле // *ЖЭТФ*. 1989, т.95, 5, с.1850-1859.
3. А.Э. Базелян, Э.М. Базелян. Параметры плазмы катодонаправленного стримера в воздухе: влияние на ток и скорость распространения // *Теплофизика высоких температур*. 1994, т.32, 3, с.354-362.
4. Н.Л. Александров, А.Э. Базелян, Э.М. Базелян, И.В. Кочетов. Моделирование длинных стримеров в газе атмосферного давления // *Физика плазмы*. 1995, т.21, 1, с.60-80.
5. Э.М. Базелян, Ю.П. Райзер. Прораствание стримерного канала: поле и плотность плазмы за волной ионизации, начальные электроны перед ней // *Теплофизика высоких температур*. 1997, т.35, 2, с.181-186.
6. Ю.П. Райзер, А.Н. Симаков. Чем определяются радиус и максимальное поле у головки длинного стримера // *Физика плазмы*. 1998, т.24, 8, с.754-760.
7. А.А. Бруев, В.И. Голота, Л.М. Завада, Б.Б. Кадолин, В.И. Карась, И.А. Пашенко, С.Г. Пугач. Нестационарная стадия тлеющего разряда при положительной полярности атмосферного давления // *Вопросы атомной науки и техники. Серия «Плазменная электроника и новые методы ускорения»* (2). 2000, №1, с.50-53.
8. А.Х. Мнацаканян, Г.В. Найдис. Процессы образования и гибели заряженных частиц в азотно-кислородной плазме // *Химия плазмы*. Вып.14 / Под ред. Б.М. Смирнова. М.: «Энергоатомиздат», 1987, с.227-255.
9. Н.А. Капцов. *Электрические явления в газах и вакууме*. М.–Л.: «ГИТТЛ», 1947, с.416-417.
10. G.E. Georgiou, A.P. Papadakis, R. Morrow, A.C. Metaxas. Numerical modeling of atmospheric pressure gas discharges leading to plasma production // *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2005, v.38, p.303-328.

ABOUT CATHODE-DIRECTED STREAMER PARAMETERS

V.M. Ostroushko, I.A. Pashchenko

For cathode-directed streamer in centimeter gaps between point and plain, conditions of streamer movement are considered and estimations of field ahead of its tip, electron density in channel after tip, transverse dimension, and minimal voltage are obtained. It is pointed out on connection of streamer movement conditions with the Stoletov constant.

О ПАРАМЕТРАХ КАТОДОНАПРАВЛЕННОГО СТРИМЕРА

В.Н. Остроушко, И.А. Пащенко

Для катодонаправленных стримеров в сантиметровых промежутках между иглой и плоскостью рассмотрены условия движения стримера и получены оценки поля перед его вершиной, концентрации электронов в канале за вершиной, поперечного размера, минимального напряжения. Указано на связь условия движения стримера с константой Столетова.