ЧИСЕЛЬНЕ МОДЕЛЮВАННЯ СТРУКТУРИ ЖЕВРІЮЧОГО РОЗРЯДУ СФЕРИЧНОЇ ФОРМИ

Ю.І. ЛЕЛЮХ

удк 537.525 ©2010 Інститут газу НАН України

(Вул. Дегтярівська, 39, Київ 03113; e-mail: yult84@ukr.net)

Розглянуто задачу визначення параметрів стаціонарного жевріючого розряду в загальній постановці. Зв'язана система нелінійних рівнянь включає рівняння балансу з урахуванням дифузійних процесів для електронів та іонів, а також рівняння Пуассона для електричного потенціалу. Нелінійна гранична задача розв'язується модифікованим методом продовження за параметром. Особливу увагу приділено дослідженню впливу дифузійних процесів, а також залежності розв'язку від сталих першого коефіцієнта Таунсенда на характеристики розряду. Електронна температура вважається сталою.

1. Вступ

Теорія газонаповненого діода є однією з основоположних у фізиці газового розряду та низькотемпературної плазми [1, 2]. Разом з тим жевріючі розряди знаходять широке застосування в різноманітних технологічних процесах, пов'язаних з модифікацією поверхонь деталей та елементів конструкцій. Вони мають незаперечну перевагу щодо можливості максимальної локалізації технологічної дії розряду в аномальному режимі на поверхні металевого виробу, що обробляється. Це досягається шляхом використання останнього у ролі катода жевріючого аномального розряду. Ефективність технологічного впливу досягається при цьому локально за рахунок формування області прикатодного падіння потенціалу між плазмою й оброблюваним виробом [3].

Вважають [4,5], що роль процесів дифузії в жевріючому розряді стає істотною при тисках 1 Торр і менших. Ця область тисків є характерною для процесів поверхневої модифікації поверхонь (0,1–1 Торр в [6]). Проте дослідження дифузійних процесів на основі чисельного моделювання пов'язане з характерною ме-

ISSN 2071-0194. Укр. фіз. журн. 2010. Т. 55, №11

тодичною проблемою, зумовленою так званою "сітковою дифузією", що виникає при застосуванні сітковорізницевих методів, які дещо спотворюють характер фізичних процесів [4, 5, 7]. Саме тому автором у попередній роботі [8] для знаходження стаціонарного розв'язку задачі у сферичній області було вибрано метод зведення лінеаризованої граничної задачі до системи задач Копі, що дозволило значно мінімізувати вищезгадану проблему. Недоліком представленого в роботі [8] підходу був спосіб врахування впливу дифузійних процесів, коли їх вплив розраховували у вигляді збурень бездифузійного розв'язку, що накладало значні обмеження на величину густини струму та на довжину розрядного проміжку.

У пропонованій роботі в розвиток коротких повідомлень [9,10] обґрунтовується використання для моделювання жевріючого розряду модифікованого методу продовження по параметру, який позбавлений подібних недоліків і дозволяє розв'язувати одновимірні граничні задачі розрахунку параметрів плазми в найбільш загальній постановці. На основі представленого підходу детально досліджено дифузійні процеси в азотній та аргоновій плазмі жевріючого розряду сферичної форми. Саме ці гази широко використовуються в технологічних процесах модифікації поверхні.

2. Постановка задачі та метод розв'язку

Вважаємо, маючи на меті моделювати один із режимів експериментальних досліджень [6], що розряд підтримується між двома концентрично вкладеними сферами, причому поверхня внутрішньої сфери є катодом, а зовнішньої – анодом. У сферичній системі координат рівняння балансу для концентрації заряджених частинок та рівняння Пуассона з урахуванням симетрії задачі має вигляд

$$\frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}\left(r^2J_e\right) - \alpha(E)J_e = 0, \quad J_e = -\mu_e N_e E - D_e \frac{dN_e}{dr},$$
(1)

$$\frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}\left(r^2J_i\right) + \alpha(E)J_e = 0, \quad J_i = -\mu_i N_i E - D_i \frac{dN_i}{dr}, \quad (2)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\varphi}{dr} \right) = \frac{e}{\varepsilon_0} \left(N_e - N_i \right),$$
$$E = -\frac{d\varphi}{dr}, \quad J = e \left(J_i + J_e \right), \tag{3}$$

де J_e , J_i – густини потоків електронів та іонів відповідно; N_e , N_i – їх концентрації; E – напруженість електричного поля в розряді; D_e , μ_e , D_i , μ_i – коефіцієнти дифузії та рухливості електронів та іонів відповідно; $\alpha(E)$ – перший коефіцієнт Таунсенда; e – заряд електрона; ε_0 – діелектрична стала. Вибір представлення для густини електричного струму в (3), яке враховує абсолютні величини потоків електронів та іонів, ϵ умовним. Він визначається з міркувань зручності математичної моделі процесу і часто застосовується у фізиці жевріючого розряду [2, 11, 12].

Граничні умови для задачі (1)–(3) сформулюємо так [7]:

$$J_e = \gamma J_i, \quad eJ_e = \gamma J_K / (1+\gamma), \quad \varphi = 0, \tag{4}$$

$$N_i = 0, \quad eJ_e = J_A, \quad dN_e/dr = 0,$$
 (5)

на катоді та аноді відповідно; де J_K , J_A – густини струмів на катоді та аноді; γ – коефіцієнт вторинної емісії електронів з катода.

Для знаходження розв'язку нелінійної граничної задачі (1)–(5) застосовано модифікований метод продовження розв'язку по параметру. Суть методу полягає в такому. Для знаходження початкового наближення розв'язується нелінійна задача Копіі з урахуванням граничної умови (5) на аноді. Після цього визначаються нев'язки як різниця одержаного розв'язку задачі Копіі на катоді і значень граничних умов (4). Надалі гранична умова на катоді (4) визначається як сума розв'язку задачі Копіі, помноженої на деякий формальний параметр λ нев'язки. При значенні $\lambda = 0$ задача еквівалентна нелінійній задачі Копі, при $\lambda = 1$ – вихідній граничній задачі (1)–(5). Таким чином, гранична умова (4) на кожному кроці розвинення по параметру набуде такого вигляду:

$$eJ_{i} = eJ_{i}^{0} + \lambda \left(J_{K}/(1+\gamma) - eJ_{i}^{0}\right),$$

$$eJ_{e} = eJ_{e}^{0} + \lambda \left(\gamma J_{K}/(1+\gamma) - eJ_{e}^{0}\right), \quad \varphi = \varphi^{0} - \lambda \varphi^{0},$$
(6)

де символ "0" відповідає граничним значенням розв'язку задачі Коші на катоді. Надалі, відповідно до загальних положень теорії параметричних граничних задач [13], інтервал значень λ ([0,1]) розбивається на L достатньо малих частин. Розв'язок нелінійної граничної задачі (1)–(3), (5), (??) знаходимо для кожного значення параметра λ методом лінеаризації. Як перше наближення на кожному кроці по параметру використовують розв'язок задачі для попереднього значення λ .

Для дослідження впливу дифузійних процесів розв'язували також задачу в бездифузійній постановці, коли у вихідних рівняннях (1)–(3) коефіцієнти дифузії приймали рівними нулю.

Для розв'язку лінеаризованих граничних задач на кожній ітерації використовуємо метод зведення до системи задач Коші, які інтегруються за допомогою модифікованої неявної схеми Ейлера третього порядку точності [13]. На кожному кроці по параметру процес послідовних наближень вважався таким, що збігався, якщо сума різниць невідомих в області за нормою l_2 ставала меншою за деяку наперед задану величину δ .

3. Аналіз чисельних результатів

У розрахунках для жевріючого розряду у плазмоутворюючому середовищі молекулярного азоту приймали таке співвідношення для першого коефіцієнта Таунсенда [2, 4, 12]:

$$\alpha = Ap \exp\left(-Bp/|E|\right), \ \mathrm{cm}^{-1}, \tag{7a,b}$$

де p – тиск (Торр), E – напруженість електричного поля (В/см). Значення сталих у виразі (7) брали такі: A = 12 та 8,8 (см.Торр)⁻¹ та B = 342 та 275 В/(см.Торр) (випадки а та б відповідно). Аналогічно для середовища аргону розрахунки проводили для двох представлень першого коефіцієнта Таунсенда [2, 12]:

$$\alpha = 12p \exp\left(-180p/|E|\right), \ \mathrm{cm}^{-1}$$
 (8a)

та

$$\alpha = 29, 2p \exp\left(-26, 6\sqrt{p/|E|}\right), \ \mathrm{cm}^{-1}$$
(8b)

ISSN 2071-0194. Укр. фіз. журн. 2010. Т. 55, №11

Коефіцієнти дифузії визначали як $D_e = \mu_e k T_e/e$, $D_i = \mu_i k T_i/e$, де k – стала Больцмана, $\mu_e = 4, 4 \cdot 10^5 p^{-1}$ та $\mu_i = 1, 44 \cdot 10^3 p^{-1}$ см²·Торр/(В·с) для азоту [4] та $\mu_e = 3, 3 \cdot 10^5 p^{-1}$ і $\mu_i = 1, 16 \cdot 10^3 p^{-1}$ см²·Торр/(В·с) для аргону, $T_i = T_a = 300$ К, $T_e = 11600$ К. Коефіцієнт вторинної емісії електронів з катода становив $\gamma = 0, 1$ [4, 5, 7].

Приймалися такі значення фізичних параметрів задачі: p = 1,1 Торр, $r_K = 1,5$ см та R = 11,5-25см — внутрішній (катод) та зовнішній (анод) радіуси сферичного газонаповненого діода відповідно. Густина електричного струму на катоді становила 4–35 мA/см² ($J(r) = I/4\pi r^2$), що відповідає силі розрядного струму 0,012–1 А при вибраному радіусі катода.

Деякі результати обчислень подано на рис. 1-4. Для зручності порівняння результатів різних форм розрядного проміжку та різних радіусів катода на осях абсцис рисунків наведені відстані від катода Δr . На рис. 1 показано радіальний розподіл концентрації іонів та електронів для середовища азоту (рис. 1, a) та аргону (рис. 1,b) з урахуванням та без урахування дифузійних процесів для різних значень густини катодного струму $J_K = 4-35 \text{ мA/см}^2$. Вплив дифузії порівняно з дрейфовою складовою як для середовища молекулярного азоту, так і для середовища аргону, переважає в вузькій області позитивного стовпа, яка безпосередньо межує з прикатодним шаром. Характерно, що зі зростанням густини струму зростає і роль дифузійних процесів. У цій області також спостерігається локальний мінімум модуля напруженості електричного поля (рис. 2, b).

Практично роль дифузійних процесів у перехідній області від прикатодного шару до позитивного стовпа приводить до зменшення локального максимуму концентрацій заряджених частинок, необхідних для проведення заданого струму. Таким чином, дифузійні процеси відіграють значну роль у перенесенні електричного струму в області мінімуму електричного поля, де дрейфова складова швидкості у прийнятій у роботі формі стає мінімальною.

Згадувана вище проблема "сіткової" або "рахункової" дифузії виникає внаслідок кінцево-різницевої апроксимації похідних від добутку невідомих функцій [4, 5]. У термінах даних робіт коефіцієнт "рахункової дифузії" відповідає заміщенню температур у виразі $D = \mu T$ половиною різниці потенціалу на одному рахунковому кроці h у даній точці сітки.

$$D_c = \mu \triangle \varphi / 2 = \mu E h / 2,$$

де μ – рухомість виду заряджених частинок, а температура вимірюється в
е В. Подібна проблема хара-

ISSN 2071-0194. Укр. фіз. журн. 2010. Т. 55, №11



Рис. 1. Просторовий розподіл концентрації іонів та електронів у прикатодній області з урахуванням дифузії (суцільна крива) та без урахування (пунктир) в азоті (*a*) та аргоні (*b*); ($r_K = 1, 5$ см, $\Delta r = 10$ см, $\gamma = 0, 1$, перший коефіцієнт Таунсенда α у формі (7а) (*a*) та (8а) (*б*)): $1 - J_K = 4$ мА/см²; $2 - J_K = 35$ (*a*), $J_K = 17, 5$ (*b*) мА/см²

ктерна для сітково-різницевих методів, в яких для апроксимації похідних різних порядків використовують схеми з різною кількістю точок. Слід зауважити, що методика розв'язку одновимірних граничних задач, яка ґрунтується на зведенні вихідної граничної задачі до послідовності задач Коші, значно мінімізує можливість виникнення подібної проблеми завдяки



Рис. 2. Просторовий розподіл падіння потенціалу на розрядному проміжку (*a*) та напруженості електричного поля в околі катодного падіння потенціалу (*b*) з урахуванням дифузії (суцільна крива) та без урахування (пунктир); ($r_K = 1,5$ см, $\Delta r = 10$ см, $\gamma = 0,1$): 1 – аргон, $J_K = 4$ мА/см², α у формі (8а); 2 – азот, $J_K = 4$ мА/см², α у формі (7а); 3 – аргон, $J_K = 17,5$ мА/см², α у формі (8а); 4 – азот, $J_K = 35$ мА/см², α у формі (7а)

представленню системи диференціальних рівнянь у вигляді системи першого ступеня. Безперечно, будьяка дискретизація задачі породжує похибку методу дискретизації разом із похибкою обчислень, що зумовлена розрядністю ЕОМ. Але можливість виникнення додаткових "нефізичних" членів у подібній постановці для лінійних задач відсутня. Лінеаризація нелінійних граничних задач відносно невідомих функцій породжує подібні члени, але на кожній ітерації вони компенсуються врахуванням розв'язку з попереднього наближення, що по суті є перенормуванням, яке випливає із самого процесу лінеаризації. Слід також наголосити на такій перевазі методів типу Рунге– Кути порівняно з сітковими, як незалежність вибору кроку інтегрування від кроку сітки та можливість застосування схем інтегрування різного порядку точності, не змінюючи крок сітки.

Урахування дифузійних процесів практично не приводить до зростання прикатодного падіння потенціалу, незважаючи на зменшення концентрацій заряджених частинок (рис. 1 та 2,а), для напруженості електричного поля він практично непомітний (рис. 2,b). Відмінність значень падіння потенціалу на розрядному проміжку з урахуванням процесів дифузії та без них становить не більше одного відсотка. Для остаточного вирішення проблеми стійкості запропонованого методу щодо вищезгаданої проблеми було проведено модельні розрахунки зі штучно зменшеними коефіцієнтами електронної та іонної дифузії, що становили 0,1 та 0,01 від реальних. Результати чисельного експерименту свідчать про швидке наближення розв'язку зі зменшеними коефіцієнтами до бездифузійного. Це за наявності "сіткової дифузії", як випливає з подібного моделювання в роботі [4], було б неможливим, оскільки її величина залишалась би незмінною при незначній (в межах одного відсотка) різниці величини прикатодного падіння потенціалу.

Слід наголосити на вплив дифузійних процесів на стійкість обчислювального процесу. Так, для значення густини розрядного струму $J_K = 17$ для аргону та 35 мA/см² для азоту на катоді взагалі не вдалося отримати стійкий розв'язок бездифузійної задачі на розрядному проміжку 25 см. Зі зростанням величини густини катодного струму розв'язок бездифузійної задачі втрачав стійкість обчислювального процесу навіть на проміжках, менших 10 см. Водночас задача з урахуванням дифузійних процесів без особливих витрат машинного часу розв'язували при значеннях густини катодного струму 80 мA/см² та довжинах розрядного проміжку, більших за 30 см. Останнє може свідчити також про стабілізуючу роль дифузійних процесів у реальних розрядах низького тиску.

На рис. 3 наведено залежність концентрацій заряджених частинок від абсолютних значень сталих та вигляду функціональної залежності першого коефіцієнта Таунсенда у співвідношеннях (7) та (8). Збільшення абсолютних значень сталих у виразі для першого коефіцієнта Таунсенда (7) приводить до збільшення максимальних значень $N_i(r)$ в області прикатодного

ISSN 2071-0194. Укр. фіз. журн. 2010. Т. 55, №11

падіння потенціалу (рис. 3, a). Разом з тим абсолютні значення концентрацій $N_e(r)$ та $N_i(r)$ в області позитивного стовпа зменшуються. Подібні результати (рис. 3, b) на прикладі аргону можна спостерігати і з заміною функціональної залежності першого коефіцієнта Таунсенда на більш повільно спадаючу (1/|E|)на $\sqrt{1/|E|}$) (8а,б), хоча в прикатодному шарі абсолютне значення $N_i(r)$ більше для коефіцієнта (8,a). Слід зазначити, що, як було перевірено окремо, величина прикатодного падіння потенціалу залежить в основному при даній формі α від величини сталої Aу виразі (7). Дійсно, враховуючи те, що максимальні значення напруженості електричного поля досягаються в околі катода, показник експоненти на катоді є мінімальним, і відповідно, значення експоненти в (7), (8) прямуватиме до 1 при необмеженому зростанні величини напруженості електричного поля.

Зменшення абсолютної величини сталих у першому коефіцієнті Таунсенда приводить також до збільшення величини падіння потенціалу на розрядному проміжку (рис. 4, a, криві 1 та 2) та розширення прикатодного шару (рис. 4, b). Водночас заміна функціональної залежності даного коефіцієнта на більш пологу приводить до зменшення величини падіння потенціалу і до звуження прикатодної області (рис. 4, криві 3, 4).

Наведена постановка задачі по моделюванню жевріючого розряду відповідає умовам експериментальної роботи, представленої в [6]. В той же час вимагає детального дослідження виконання умови центральної симетрії для розрядів даного типу, а також гіпотези про спадання густини повного струму на довжині розрядного проміжку, обернено пропорційного квадрату радіуса, враховуючи наявність анодних плям з експериментальних даних. Тому отримані результати чисельного моделювання дають змогу оцінити вплив таких факторів, як дифузійні процеси, та вплив представлення коефіцієнта Таунсенда на фізичні характеристики розряду. Але чисельне моделювання в даній постановці дає стабільне завищення падіння потенціалу на розрядному проміжку порівняно з експериментальними даними для досліджуваного діапазону струмів і тисків. Зазначимо також, що величина падіння потенціалу, як випливає із представлених вище результатів, визначається вибором коефіцієнтів Таунсенда та вторинної іонно-електронної емісії [9]. Дослідження справедливості вибору цих параметрів не входило в коло задач цієї роботи. Крім того, окремого розгляду може вимагати також проблема урахування так званих нелокальних ефектів, зумовлених тією обставиною, що при низьких тисках плазмоутворюючо-

ISSN 2071-0194. Укр. фіз. журн. 2010. Т. 55, №11



Рис. 3. Просторовий розподіл концентрації заряджених частинок у прикатодній області для різних значень першого коефіцієнта Таунсенда в азоті (*a*) та в аргоні (*b*); ($r_K = 1,5$ см, $\Delta r = 23,5$ см, $\gamma = 0,1, J_K = 4$ мА/см²): $1 - \alpha$ у формі (7а) (*a*) та (8а) (*b*); $2 - \alpha$ у формі (7б) (*a*) та (8б) (*b*)

го газу уздовж довжини вільного пробігу електронів у прикатодній області розряду може істотно змінюватись величина електричного поля [14].

Зауважимо також, що електронна температура була визначена з не зовсім очевидного для сферичної області припущення $T_e(r) = \text{const.}$ Але врахування радіального розподілу електронної температури привело б до ускладнення вихідної системи зв'язаних рівнянь. Метою даної роботи, крім перевірки методу розв'язку зв'язаних нелінійних граничних задач теорії жевріючого розряду, було дослідити вплив дифузійних процесів та вигляду функціональної залежності першого коефіцієнта Таунсенда на фізичні параметри жевріючого розряду. Тому відповідно до логі-



Рис. 4. Просторовий розподіл падіння потенціалу на розрядному проміжку (*a*) та напруженості електричного поля в околі катодного падіння потенціалу (*b*) для різних значень першого коефіцієнта Таунсенда; ($r_K = 1,5$ см, $\Delta r = 23,5$ см, $\gamma = 0,1$, $J_K = 4$ мA/см²): 1 – азот, α у формі (7а); 2 – азот, α у формі (76); 3 – аргон, α у формі (8а); 4 – аргон, α у формі (86)

ки циклу робіт [4, 5, 7] спершу було вирішено обмежитись припущенням про її сталість, що відповідає абсолютній більшості публікацій з цього питання. У подальшому передбачається дослідити вплив температурних ефектів на характеристики жевріючого розряду шляхом включення до системи зв'язаних нелінійних рівнянь ще рівняння енергії.

4. Висновки

У роботі розглянуто задачу визначення параметрів стаціонарного жевріючого розряду в загальній постановці. Проведено дослідження впливу дифузійних процесів на фізичні параметри розряду. Отримані чисельні результати свідчать про вплив дифузії на характеристики розряду в області позитивного стовпа, що безпосередньо межує з прикатодним шаром. Встановлено вирішальний вплив дифузійних процесів на стабілізацію розряду в гідродинамічному наближенні. Наведено результати порівнянь характеристик жевріючого розряду залежно від значень сталих та функціональної залежності у першому коефіцієнті Таунсенда. У зв'язку зі значною залежністю від них параметрів розряду обґрунтування вигляду функціональної залежності величини сталих у першому коефіцієнті Таунсенда, на думку автора, повинно стати об'єктом уваги експериментальних досліджень.

Зауважимо, що запропонований на основі загальних положень теорії параметричних рівнянь [13] в роботі метод продовження по параметру розв'язку нелінійних граничних задач для звичайних диференціальних рівнянь допускає прості узагальнення з вибором схем та напрямків руху по параметру у процесі розв'язку задачі. Це дозволяє оптимізувати процес обчислень і автоматично коригувати їх стійкість під час розв'язку задачі. Слід підкреслити, що навіть у найпростішій формі без вибору напрямку інтегрування за параметром [13], як було відзначено в процесі чисельного моделювання, даний метод проявляє елементи асимптотичної збіжності.

Одержані в даній роботі результати моделювання стаціонарних газових розрядів можуть застосовуватися для оцінок ролі окремих процесів у реальних технологіях іонно-плазмової обробки поверхонь в режимах жевріючого розряду в азоті та сумішах азот– аргон та їх оптимізації.

Автор висловлює щиру вдячність доктору фізикоматематичних наук В.А. Жовтянському за постановку задачі і активну участь в обговоренні одержаних результатів.

- А. Энгель, М. Штеенбек, Физика и техника электрического разряда в газах, В 2 т. (ОНТИ НКТП СССР, Москва-Ленинград, 1935).
- 2. Ю.П. Райзер, *Физика газового разряда* (Наука, Москва, 1988).
- 3. В.А. Жовтянський, УФЖ **53**, 488 (2008).
- 4. Ю.П. Райзер, С.Т. Суржиков, ТВТ **26**, 428 (1988).
- 5. Ю.П. Райзер, С.Т. Суржиков, ТВТ **28**, 439 (1990).
- О.Г. Дідик, В.А. Жовтянський, В.Г. Назаренко, В.А. Хомич, УФЖ 53, 481 (2008).
- 7. А.С. Петрусев, С.Т. Суржиков, Дж. С. Шенг, ТВТ **44**, 814 (2006).

ISSN 2071-0194. Укр. фіз. журн. 2010. Т. 55, №11

- 8. В.А. Жовтянський, Ю.І. Лелюх, УФЖ **53**, 495 (2008).
- Yu.I. Lelyukh, V. A. Zhovtyansky, Proc. of XVII Int. Conf. on Gas Discharges and Their Applications edited by J.E. Jones (Cardiff University, Cardiff, 2008), p. 569.
- В.А. Жовтянский, Ю.И. Лелюх, Письма в ЖТФ 35, 83 (2009).
- 11. Ю.П. Райзер, ТВТ 24, 984 (1986).
- 12. A.L. Ward, Phys. Rev. 112, 1852 (1958).
- Э.И. Григолюк, В.И. Шалашилин, Проблемы нелинейного деформирования: Метод продолжения решения по параметру в нелинейных задачах механики твердого деформированного тела (Наука, Москва, 1988).

Одержано 31.03.10

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА СФЕРИЧЕСКОЙ ФОРМЫ

Ю.И. Лелюх

Резюме

Рассмотрена задача определения параметров стационарного тлеющего разряда низкого давления в общей постановке. Связанная система нелинейных уравнений включает уравнения потоков заряженных частиц с учетом дрейфовой и диффузионной составляющих, а также уравнение Пуассона для электростатического потенциала. Нелинейная граничная стационарная задача решалась модифицированным методом продолжения по параметру. Исследовано влияние диффузионных процессов и коэффициентов Таунсенда на характеристики разряда. Температура электронов считалась постоянной.

NUMERICAL SIMULATION OF THE STRUCTURE OF A SPHERICAL GLOW DISCHARGE

Yu.I. Lelyukh

The Gas Institute, Nat. Acad. of Sci. of Ukraine (39, Degtyarivs'ka, Kyiv 03113, Ukraine; e-mail: yult84@ukr.net)

Summary

The problem of determination of parameters of a stationary glow discharge is considered in the general formulation. A system of coupled nonlinear equations includes the balance equation with regard for diffusion processes for electrons and ions, as well as the Poisson equation for the electric potential. The nonlinear boundary-value problem is solved by the modified parameter continuation method. A special attention is paid to the study of the dependence of discharge characteristics on the diffusion processes and constants in the first Townsend coefficient. The electron temperature is considered constant.