

**ВПЛИВ МОЛЕКУЛЯРНИХ ТА ЕЛЕКТРОНЕГАТИВНИХ ДОМІШОК НА
КОНТРАКЦІЮ ПЛАЗМОВОГО СТОВПА АРГОНОВОЇ ДУГИ ВИСОКОГО ТИСКУ**

О. В. Кононов, П. В. Порицький

Розглядається процес контракції (стискання) плазмового стовпа аргонової дуги високого тиску під впливом електронегативних та молекулярних домішок. Показано, що найбільший вплив на стискання позитивного плазмового стовпа мають частинки, що з'являються внаслідок процесу дисоціації молекулярних домішок у робочому газі. Результати аналітичних та чисельних розрахунків зіставляються з наявними експериментальними даними.

Вступ

Електричний дуговий розряд високого тиску відбувається в газовому каналі (плазмовому стовпі), котрий має електричну провідність. Провідність плазми дуги є наслідком термічної іонізації при відносно високих значеннях температури порівняно з температурою електродів. При цьому має місце баланс між тепловиділенням у плазмі внаслідок проходження електричного струму й переносом теплової енергії до електродів та в зовнішнє середовище. Від умов теплової рівноваги залежать просторові характеристика дуги й розподіл у ній густини струму. На основі розрахунку й аналізу характеру розподілу густини струму в дузі можна виявити взаємозв'язки між параметрами розряду для різних режимів.

Контракція (стискання) розряду має місце за виконання наступних умов [1 - 3]: 1) об'ємна нейтралізація заряджених частинок превалює над їх дифузійним відтоком на стінки розрядної камери; 2) частота утворення заряджених частинок різко падає від осі розряду до стінок камери. При цьому ступінь стискання розряду залежить від температурної неоднорідності в його перерізі. Зокрема, тепла контракція й обумовлюється тим, що температура на периферії розряду падає, а густина газу (при постійному тиску) росте. Тому на периферії електрони віддають більшу енергію нейтралам і їх температура спадає, що в свою чергу призводить до зменшення концентрації електронів внаслідок посилення процесів рекомбінації. Наявність у дуговому газі електронегативних та молекулярних домішок призведе до посилення стискання плазмового стовпа розряду, що й є предметом розгляду даної роботи.

У газах, що містять електронегативні елементи (атоми, молекули або радикали) основний механізм нейтралізації пов'язаний з налипанням до них електронів. У цьому випадку нейтралізація заряджених частинок відбувається послідовно, у дві стадії:



де процес налипання (1) звичайно йде за присутністю третьої частинки (тут Ng – електронегативна частинка).

При розряді в газі з електронегативними домішками негативні іони, що утворюються, рекомбінують із позитивними іонами A^+ основного компонента



де, у загальному випадку, R та K – нейтральні частинки: атоми, молекули або складні комплекси.

Завдяки тому, що процеси (1) - (3) відбуваються в цьому випадку на фоні інших процесів рекомбінації заряджених частинок, наявність у розряді електронегативних домішок призводить до додаткового зменшення розмірів області, яку займає розряд, порівняно з тим, коли ці домішки відсутні.

1. Контракція позитивного стовпа дуги

Розглянемо плазму позитивного стовпа циліндричного дугового розряду високого тиску, в якому має місце локальна, у тому числі й іонізаційна, термодинамічна рівновага. Вважаємо електронну теплопровідність та непружні втрати електронів малими порівняно з Джоулевым нагріванням та пружними втратами електронів. Променим переносом енергії нехтуємо, що відповідає дуговому розряду високого тиску з температурами, меншими за 15000 К [4]. Кулонівськими співударяннями також нехтуємо, вважаючи іонізацію плазми слабкою: $kT \ll eU_{i,eff} = E_{i,eff}$, де k - стала Больцмана, T - температура, e - елементарний заряд, $U_{i,eff}$ - ефективний потенціал іонізації дугового газу, $E_{i,eff}$ - відповідна енергія іонізації. Припускаючи інтенсивність тепловиділення, пропорційну до локальної густини струму, а також рівність електронної та газової температур, запишемо рівняння переносу тепла у вигляді

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{d}{dr} \left(r\chi(T) \frac{dT}{dr} \right) + q(r) = 0. \quad (4)$$

Тут r - відстань від осі розряду; $\chi(T)$ - коефіцієнт теплопровідності; $q(r) = j(r)E$ - потужність тепловиділення в одиниці об'єму; $j(r) = \sigma E$ - густина електричного струму; E - напруженість електричного поля; σ - провідність плазми. Крайові умови виберемо в такому вигляді: температура на осі розряду $T(0) = T_0$, а температуру на нескінченності покладемо сталою, величину якої можна без обмеження загальності розгляду вибрати за нуль.

Коефіцієнт теплопровідності може бути записано у вигляді [1]

$$\chi = \chi_{elst} + \chi_{int}, \quad (5)$$

де χ_{elst} пов'язаний із поступальними ступенями свободи, котрий ми покладемо рівним коефіцієнту теплопровідності аргону $\chi_{Ar}(T)$, що підкоряється залежності [3]

$$\chi_{Ar}(T) = \chi_* \left(\frac{T}{T_*} \right)^{0.68}, \quad (6)$$

де $\chi_* = 4,2 \cdot 10^{-2}$ Вт/м · К; $T_* = 1000$ К.

У свою чергу χ_{int} пов'язаний із внутрішніми ступенями свободи, котрий можна представити у вигляді

$$\chi_{int} = \chi_{ros} + \chi_b, \quad (7)$$

де χ_{ros} пов'язаний із процесами на обертових та коливальних ступенях свободи, а χ_b обумовлений процесами розщеплення частинок.

Нехай густина частинок домішок молекулярного газу n_f низька порівняно з густиною дугового газу n , тому можемо нехтувати величиною χ_{ros} внаслідок того, що

$(\chi_{ros}/\chi_{elst}) \propto (n_f/n)$. Процеси дисоціації молекул домішки та наступної іонізації можуть суттєво (навіть при незначній концентрації домішкового газу) збільшити коефіцієнт теплопровідності. Це пов'язано з тим, що при розщепленні частинка переносить енергію, яка значно перевищує теплову енергію частинок. Величину χ_b , у свою чергу, можна представити у вигляді

$$\chi_b = \chi_d + \chi_i, \quad (8)$$

де індекси d, i вказують на вклади від дисоціації та іонізації відповідно.

Обмежимо наш розгляд випадком відносно низьких температур, коли енергії дисоціації $E_D \gg kT$ та іонізації $E_i \gg kT$. Тоді у випадку дисоціації двоатомного ідеального газу χ_d можна розрахувати за формулою [5]

$$\chi_d \approx \frac{D_f p_f}{T} \cdot \frac{\alpha_d (1 - \alpha_d)}{(2 - \alpha_d)} \cdot \left(\frac{E_D}{kT} \right)^2, \quad (9)$$

де D_f - коефіцієнт дифузії домішки в робочому газі; p_f - парціальний тиск газу, що дисоціює (молекулярної домішки); $\alpha_d = \frac{n_{f,a}}{n_M + n_{f,a}}$ - ступінь дисоціації; n_M - густина молекул; $n_{f,a}$ - густина атомів, що продисоціювали.

Аналогічно можна розрахувати вклад іонізації до теплопровідності

$$\chi_i \approx \frac{D_{amb} p_g}{T} \cdot \frac{\alpha_i (1 - \alpha_i)}{(2 - \alpha_i)} \cdot \left(\frac{E_i}{kT} \right)^2, \quad (10)$$

де D_{amb} - коефіцієнт амбіполярної дифузії; p_g - тиск газу; α_i - ступінь іонізації.

Рівняння реакції рівноважної дисоціації молекули домішкового газу $M \rightleftharpoons X + Y$

буде мати вигляд

$$\frac{\alpha_d^2}{1 - \alpha_d^2} = \Xi_d(T; M, X, Y) = \frac{L_X L_Y}{L_M} \left(\frac{2\pi m_X m_Y kT}{m_M h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{kT}{p_f} \exp\left(-\frac{E_D}{kT}\right), \quad (11)$$

де $\alpha_d = \frac{n_X}{n_M + n_Y}$ - ступінь дисоціації домішкового газу; n_i, L_i, m_i $\{i = M, X, Y\}$ - густини, статистичні ваги й маси частинок відповідно; h - стала Планка.

Звідки ступінь рівноважної дисоціації

$$\alpha_d = \left(1 + \Xi_d^{-1}(T)\right)^{-\frac{1}{2}}. \quad (12)$$

Обмежимо наш розгляд припущенням про наявність у плазмі тільки одного типу однозарядних як позитивних (A^+ , індекс p), так і негативних (Ng , індекс n). Густина електронів у даній точці розряду пов'язана з густинами нейтралів $n_a \approx n$, позитивних та

негативних однозарядних іонів n_p і n_n ($n_n \leq n_{Ng}$, де n_{Ng} - густина електронегативних частинок) рівняннями Саха

$$\frac{n_e n_p}{n_a} = \frac{2L_p}{L_a} \left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{E_{i,eff}}{kT}\right), \quad (13)$$

$$\frac{n_e n_{Ng}}{n_n} = \frac{2L_{Ng}}{L_n} \left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{E_A}{kT}\right), \quad (14)$$

де L_i ($i = p, a, Ng, n$)- статистичні ваги для позитивного іона, нейтрального атома, електронегативної частинки й негативного іона відповідно; E_A - енергія спорідненості до електрона; m_e - маса електрона; n_e - густина електронів.

Ефективна енергія іонізації дугового газу при температурі T визначається як

$$E_{i,eff} = -2kT \ln \sum_i \left(\frac{n_i}{n} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{E_{i,i}}{kT}\right), \quad (15)$$

де $n_i, E_{i,i}$ - концентрації та енергії іонізації газових компонентів. З іншого боку, з ефективною енергією (потенціалом) іонізації пов'язана визначеною залежністю ефективна температура дуги T_{arc} .

Виходячи з (13) та (14) і враховуючи умови постійності тиску $p = nkT = \sum_i n_i kT$, а також закон збереження електричного заряду

$$n_e + n_n = n_p, \quad (16)$$

отримуємо

$$\frac{n_e}{n} = \varpi(T) \left(\frac{2L_i}{L_a} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{2\pi m_e}{h^2} \right)^{\frac{3}{4}} (kT)^{\frac{5}{4}} p^{-\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{E_{i,eff}}{2kT}\right). \quad (17)$$

Тут функція

$$\varpi(T) = \left(1 + \frac{p_{Ng} \exp\left(\frac{E_A}{kT}\right)}{\left(\frac{2L_{Ng}}{L_n}\right) \left(\frac{2\pi m_e}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}} (kT)^{\frac{5}{2}}} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (18)$$

визначає зниження кількості електронів внаслідок налипання їх до електронегативних частинок (p_{Ng} - парціальний тиск електронегативної домішки).

Введемо параметр

$$\theta = \frac{[T(0) - T(r)]eU_i}{2kT^2(0)}. \quad (19)$$

Тоді маємо $n_e(r) = n_e(0)\varpi(\theta)\exp(-\theta)$. Відповідно густина струму та потужність тепловиділення у рівнянні (4) змінюються в перетині розряду $j(r) = j_0\varpi(\theta)\exp(-\theta)$ і $q(r) = q_0\varpi(\theta)\exp(-\theta)$, де $j_0 = j(0)$, $q_0 = q(0)$. Бачимо, що параметри плазми, які містять густину електронів, сильно змінюються при малій варіації температури, тому в області плазми, яка визначає її електропровідність та її енергобаланс, температура змінюється незначним чином.

Вводячи безрозмірну змінну

$$x = \left(\frac{r}{r_0}\right)^2, \quad (20)$$

$$\text{де } r_0^2 = \frac{16\chi_0 kT_0^2}{q_0 E_{i,eff}}, \quad (21)$$

і враховуючи (17), приводимо рівняння теплового балансу (4) до вигляду

$$\frac{d}{dx} \left(x \frac{d\theta}{dx} \right) - \exp(-\theta) = 0. \quad (22)$$

Отримане рівняння має розв'язок

$$\theta = 2 \ln[1 + x], \quad (23)$$

котрий відповідає розподілу густини електронів у перетині

$$n_e(r) = n_e(0)\varpi(\theta)\exp(-\theta) = n_e(0)\varpi(r)F(r), \quad (24)$$

$$\text{де } F(r) = \frac{1}{\left(1 + (r/r_0)^2\right)^2}.$$

Подібними ж залежностями будуть характеризуватися розподілення температури, густини струму та потужності енерговиділення. Так, для густини струму маємо

$$j(r) = j_0\varpi(\theta)\exp(-\theta) = j_0\varpi(r)F(r). \quad (25)$$

Оскільки q_0 зворотно пропорційне до r_0 , то зі зменшенням області провідності плазми щільність енергії в ній буде збільшуватися.

Розрахунки за формулою (25) для дугового розряду атмосферного тиску з домішками галогеніду лужного металу, результати яких наведено на рис. 1, непогано узгоджуються з результатами експерименту стосовно зварювальних дуг в аргоні при наявності домішок [6].

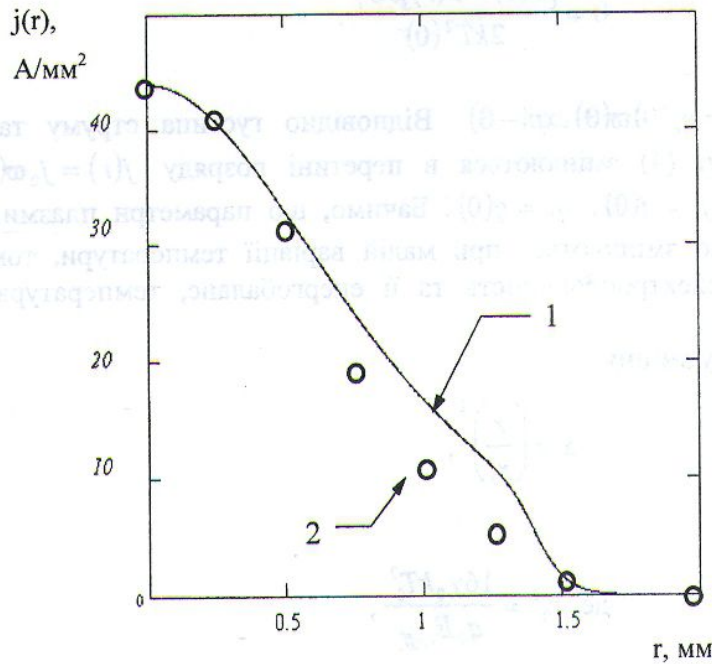


Рис. 1. Розподіл густини струму в перетині аргонного дугового розряду при атмосферному тиску з домішками NaF : 1 – розрахунок за формулою (25); 2 – експериментальні дані стосовно до зварювальної дуги в аргоні [6]. Парціальний тиск NaF у розряді $p_{NaF} = 1,2$ кПа, струм дуги $I = 100$ А, потужність енерговиділення на осі розряду $q_0 \approx 2 \cdot 10^{10}$ Вт/м³.

Таким чином, аналітичний підхід до розв’язання рівняння (4) дозволяє виявити основні риси процесу стискання дугового розряду при наявності домішок. Для більш ретельного вивчення процесів перейдемо до чисельного моделювання.

2. Чисельна модель

Рівняння переносу тепла з нелінійними коефіцієнтами (4) розв’язувалось чисельними методами. Для його апроксимації було застосовано дивергентну форму стандартної неявної різницевої схеми 2-го порядку для рівняння теплопровідності [7]

$$\frac{1}{g} \left\{ \left(1 + \frac{1}{2N} \right) \frac{\chi(T_{N+1}) + \chi(T_N)T_{N+1} - T_N}{2} - \left(1 - \frac{1}{2N} \right) \frac{\chi(T_N) + \chi(T_{N-1})T_N - T_{N-1}}{2} \right\} + \sigma(T_N)j_N^2 = 0, \quad (26)$$

де N - номер вузла різницевої сітки; g - крок сітки.

Коефіцієнти рівняння (26) вибиралися у вигляді табличних функцій температури, значення котрих у вузлах сітки таблиці розраховувалися до початку обчислень у стадії ініціалізації задачі. У процесі обчислень дійсні значення коефіцієнтів від довільних значень аргументу відновлювалися шляхом лінійної інтерполяції між двома найближчими табличними значеннями. Це забезпечує квадратичну залежність точності відновлення функції від кроку таблиці. Для забезпечення рівномірності відносної похибки (не гірше 0,01 %) відновлення функції на більшому інтервалі крок таблиці було зроблено змінним – квазілогарифмічним.

Газ дуги є суміш інертного газу, домішки молекулярних та електронегативних компонентів, молярні долі та фізичні параметри яких задаються при ініціалізації задачі. Компонентний склад плазми дуги визначався як функція температури за допомогою

наведених вище формул Сага (13) і (14) та закону діючих мас (12) при сталому тиску. У процесі моделювання теплопровідність розраховувалася як сума газокінетичної, дисоціативної та іонізаційної складових (вирази (5) - (10)), що представлялася у вигляді табличних функцій від температури. При розрахунках теплопровідності відповідні коефіцієнти взаємної дифузії домішки та амбіполярної дифузії обчислювалися за формулами [4, 6]

$$D_f(T) = 0.17 \cdot \left(\frac{T}{273}\right)^{1.752} \quad (\text{см}^2/\text{с}), \quad (27)$$

$$D_{amb}(T) = 3.4 \cdot \left(\frac{T}{1000}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{2}{\left(\frac{n_a}{10^{18}}\right)} \quad (\text{см}^2/\text{с}), \quad (28)$$

де температура визначається в кельвінах, а n_a в см^{-3} .

Електропровідність розраховувалася за формулою Фроста [8]

$$\sigma = \frac{4\pi n_e e^2}{3kT} \int_0^\infty \frac{u_e^4 \left(\frac{m_e}{2\pi kT}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m_e u_e^2}{2kT}\right)}{v_e} du_e,$$

$$v_e = \sum_a v_{ea} + 0.476 \frac{8\pi n_i}{u_e^2} \left(\frac{m_e}{2kT}\right)^{1/2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e}\right)^2 \ln \Lambda, \quad (29)$$

$$v_{ea} = n_a u_e S_{ea} \left(\frac{1}{2} m_e u_e^2\right)$$

де u_e - швидкість електрона; m_e - маса електрона; n_e, n_i - густини електронів та іонів; v_e - частота зіткнень електронів із важкими частинками; v_{ea} - парціальна частота зіткнень електронів з атомами сорту a ; $\ln \Lambda$ - кулонівський логарифм; v_{ea} розраховувалося за допомогою відомих експериментальних залежностей перерізів $S_{ea}(E)$ пружних зіткнень електронів з атомами від енергії [9].

Розв'язок різницевого рівняння (26) знаходився оптимізованим методом послідовної верхньої релаксації, а при кількості вузлів понад 1000 - неявним методом мінімальних нев'язок [7]. Повний струм дуги підтримується сталим ($I = 100$ А), а радіальний розподіл густини струму перераховувався кожної ітерації відповідно до знайденого розподілу електропровідності із розв'язку системи рівнянь

$$\sigma(T_N) j_N = \text{Const}, \quad \sum_N 2\pi r_N j_N g = I, \quad r_N = Ng. \quad (30)$$

Програмний код для моделювання обладнано графічним інтерфейсом, що дозволяє вводити вихідні параметри задачі. Результати моделювання представляються графічно на екран монітора й заносяться для збереження в базу даних у вигляді радіальних розподілів температури, коефіцієнта іонізації, густини струму, а також концентрацій електронів, недисоційованих молекул домішки негативних іонів. Крім того, виводиться повний коефіцієнт теплопровідності плазми дуги як функція температури.

Проведено розрахунки стискання дуг, що горять в аргоні з домішкою NaF або CsF від 0 до 10 об. %. На рис.2. показано результати чисельного моделювання для випадку дугового розряду атмосферного тиску з домішками NaF .

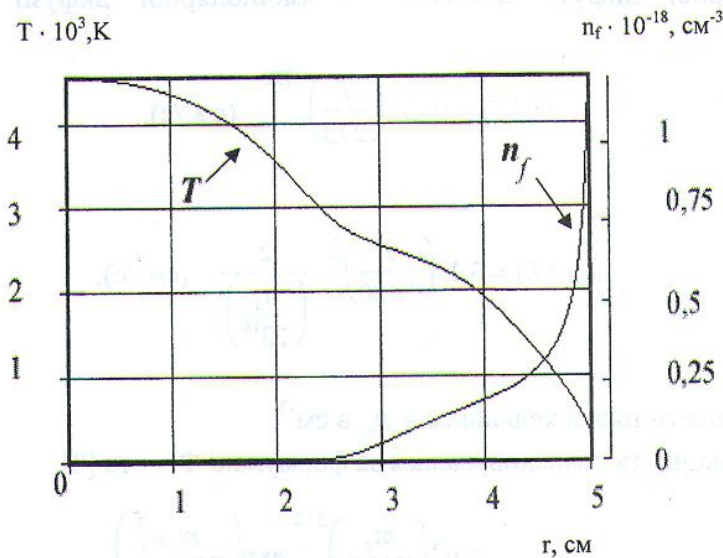


Рис. 2. Розподіл температури T та густини домішок n_f у перетині аргонного дугового розряду при атмосферному тиску з домішками NaF . Струм дуги $I = 100$ А.

Можемо бачити, що плазмовий стовп має характерну структуру, де чітко виділяються три області (оболонки) розряду: перша - центральна частина; друга - «оболонка», яка характеризується відносно сталою температурою, що менша за температуру в центрі; третя - периферія розряду. Компоненти домішки практично відсутні в центральній частині розряду, що повністю дисоціює в межах другої та третьої областей розряду, а отже, і сильно змінюють параметри плазми. Негативні іони, що утворюються завдяки налипанню електронів до електронегативних частинок, мають вплив лише в периферійній області позитивного стовпа дугового розряду, у той час як їхня роль у процесах усередині плазмового стовпа практично нульова. Найбільший вплив на стискання позитивного плазмового стовпа мають частинки, що з'являються внаслідок процесу дисоціації молекулярних домішок у робочому газі.

Висновки

Таким чином, характер процесу контракції (стискання) плазмового стовпа аргонної дуги високого тиску змінюється під впливом електронегативних та молекулярних домішок. Вказані домішки значно посилюють контракцію розряду порівняно з випадком, коли вони відсутні в дуговому газі.

Під впливом домішок стовп розряду розділяється на області, кожна з яких може характеризуватися окремим значенням ефективної температури. Найбільший вплив на стискання позитивного плазмового стовпа мають частинки, що з'являються внаслідок процесу дисоціації молекулярних домішок у дуговому газі завдяки суттєвій зміні при цьому теплопровідності плазми. Негативні іони, що утворюються завдяки налипанню електронів до електронегативних частинок, мають вплив лише в периферійній області позитивного стовпа дугового розряду.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Елецкий А.В., Палкина Л.А., Смирнов Б.М. Явления переноса в слабоионизированной плазме. - М.: Атомиздат, 1975. - 336 с.
2. Елецкий А.В., Рахимов А.Т. Неустойчивости в плазме газового разряда // Химия плазмы. - М.: Атомиздат, 1977. - Вып. 4. - С. 123 - 167.
3. Смирнов Б.М. Сжатие положительного столба дуги высокого давления // Теплофизика выс. температур. - 1997. - Т. 35, № 1. - С. 14 - 18.
4. Рохлин Г.Н. Разрядные источники света. - М.: Энергоатомиздат, 1991. - 720 с.
5. Грановский В.Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. - М.: Наука, 1971. - 544 с.
6. Контракция дуги флюсом при сварке вольфрамовым электродом в аргоне / Б.Е. Патон, В.Н. Замков, В.П. Прилуцкий, П.В. Порицкий // Автомат. сварка. - 2000. - № 1. - С. 3 - 9.
7. Самарский А.А. Теория разностных схем. - М.: Наука, 1989. - 616 с.
8. Митчнер М., Кругер Ч. Частично ионизованные газы / Пер. с англ. - М.: Мир, 1976. - 496 с.
9. Хаксли Л., Кромpton Р. Диффузия и дрейф электронов в газах / Пер. с англ. - М.: Мир, 1977. - 672 с.

ВЛИНИЕ МОЛЕКУЛЯРНЫХ И ЭЛЕКТРООТРИЦАТЕЛЬНЫХ ПРИМЕСЕЙ НА КОНТРАКЦИЮ ПЛАЗМЕННОГО СТОЛБА АРГОНОВОЙ ДУГИ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

А. В. Кононов, П. В. Порицкий

Рассматривается процесс контракции (сжатия) плазменного столба аргонной дуги высокого давления под влиянием электроотрицательных и молекулярных примесей. Показано, что наибольшее влияние на сжатие положительного плазменного столба разряда имеют частицы, которые появляются вследствие диссоциации молекулярных примесей в рабочем газе. Результаты аналитических и численных расчетов сопоставляются с имеющимися экспериментальными данными.

INFLUENCE OF MOLECULAR AND ELECTRONEGATIVE IMPURITIES ON THE CONTRACTION OF AN ARGON ARC AT HIGH PRESSURE

A. V. Kononov, P. V. Porytsky

The process of contraction of plasma column of an argon arc at high pressure is considered under the influence of molecular and electronegative impurities. It is shown that the main influence caused by dissociation of molecular impurities in working gas. The results of analytical and numerical calculations is studied in comparison to existed experimental data.

Надійшла до редакції 12.02.01