

СТЯГУВАННЯ ДУГОВОГО РОЗРЯДУ АТМОСФЕРНОГО ТИСКУ В ІНЕРТНИХ ГАЗАХ

П. В. Порицький

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Розглянуто вплив характеристик газового середовища на процес стягування (контракції) дугового розряду в атмосфері інертних газів. Показано, що процес контракції дугових розрядів в інертних газах унаслідок різниці в теплофізичних характеристиках та характеристиках електрон-атомних зіткнень має суттєві відмінності. Висвітлено вплив ефекту Рамзауера на характер контракції дугового розряду.

Вступ

Електричний дуговий розряд відбувається в газовому каналі (плазмовому стовпі), що 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 характеристики дуги й розподіл у ній густини струму.

Стягування (контракція) розряду відбувається за таких 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 стягування розряду залежить від температурної неоднорідності в його перерізі. Так, 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 унаслідок посилення процесів рекомбінації.

Величина енергії, що передається від електронів до важких частинок, істотним чином залежить від типу цих частинок (атоми, іони, молекули, кластери тощо). Тому для дугових розрядів у різних газових середовищах процес контракції матиме суттєво різний характер. Предметом розгляду даної роботи є дослідження впливу характеристик газового середовища на процес теплової контракції дугового розряду в атмосфері різних інертних газів.

Локальна термодинамічна та іонізаційна рівновага

Стан плазми дугового розряду при нормальному та високому тисках прийнято характеризувати як стан локальної термодинамічної та іонізаційної рівноваги (ЛТР) [1 - 6]. Унаслідок високих концентрацій атомів і електронів зіштовхувальні процеси в такій плазмі значно більш суттєві, ніж процеси переносу. Отже, перенесення частинок унаслідок просторової неоднорідності для дугової плазми незначний, і стан, близький до рівноважного, підтримується в кожній точці розряду. Коли такий стан характеризується визначеними газовою T і електронною T_e температурами, що відповідає максвеллівській функції розподілу атомів і електронів за швидкостями, то говорять про стан часткової локальної термодинамічної рівноваги (ЧЛТР).

Вказані температури встановлюються внаслідок взаємодії електронів із зовнішніми полями, зіткненнями електронів з атомами й перенесенням тепла в перерізі розряду. Однак співвідношення між газовою та електронною температурами визначається тільки зіштовху-

вальними процесами й взаємодією електронів із зовнішнім електричним полем. У випадку, коли газорозрядна плазма знаходиться в постійному електричному полі напруженості E , рівняння, що визначає співвідношення між електронною й газовою температурами, має вигляд [1, 7, 8]

$$T_e - T = \frac{m_a}{3k} \cdot \left(\frac{eE}{m_e} \right)^2 \cdot \frac{\langle u^2 v_{ea} \rangle}{\langle u^2 v_{ea} \rangle}, \quad (1)$$

де m_a - маса атома; k - стала Больцмана; e - заряд електрона; m_e - маса електрона; u - швидкість електрона; v_{ea} - частота зіткнень електронів з атомами; кутові дужки позначають усереднення за максвеллівською функцією розподілу електронів по швидкостях.

Розглянемо газ при слабкій іонізації, коли

$$kT_e \ll E_I, \quad (2)$$

де E_I - ефективна енергія іонізації дугового газу.

Для режиму розряду, в якому підтримується ЛТР, густина електронів n_e у даній точці розряду пов'язана з густинами іонів n_i і нейтральних атомів n_a рівнянням Сага [6, 7, 9, 10]

$$\frac{n_e n_i}{n_a} = \frac{2g_i}{g_a} \left(\frac{2\pi m_e kT_e}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{E_I}{kT_e}\right), \quad (3)$$

де h - стала Планка, g_i , g_a - статистичні ваги основних станів іона та атома відповідно.

Зазначимо, що внаслідок умови (2) густина збуджених атомів в плазмі мала порівняно з густиною атомів в основному стані.

Критерій локальної іонізаційної рівноваги має вигляд [3, 7, 9]

$$\tau_{rec} \ll \tau_{dif}, \quad (4)$$

де $\tau_{rec} \propto (Kn_c^2)^{-1}$ - характерний час рекомбінації для окремого електрона, а $\tau_{dif} = \frac{r_{PS}^2}{a_g \cdot D_{amb}}$ - характерний час дифузії електрона з області, яку займає плазма. Тут K - константа швидкості потрібної рекомбінації електронів та іонів, яку можна визначити формулою $K = 6,4 \cdot 10^{-22} (1000/T_e)^{\frac{9}{2}}$ (см⁶/с) [3 - 5], де температура виражена в Кельвінах; r_{PS} - радіус області, яку займає плазма, a_g - параметр геометрії задачі (для циліндричної геометрії $a_g = 5,78$).

Таким чином, локальна іонізаційна рівновага має місце, якщо

$$\eta = \frac{\tau_{dif}}{\tau_{rec}} = \frac{Kn_c^2 r_{PS}^2}{a_g D_{amb}} \gg 1. \quad (5)$$

Контракція плазмового стовпа дуги

Розглянемо плазму стовпа циліндричного дугового розряду, в якому має місце ЛТР. Припускаючи інтенсивність тепловиділення, пропорційну до локальної густини струму, а також нехтуючи променевим переносом, запишемо рівняння переносу тепла (рівняння Еленбааса - Геллера [2 - 6, 11]) у вигляді

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{d}{dr} \left\{ r \left[\kappa(T) \frac{dT}{dr} + (\kappa_e(T_e) + \kappa_p(T_e)) \frac{dT_e}{dr} \right] \right\} + q(r) = 0, \quad (6)$$

де r - відстань від осі розряду; $\kappa(T)$, $\kappa_e(T_e)$, $\kappa_p(T_e)$ - коефіцієнти газової, електронної теплопровідності та теплопровідності внаслідок процесу іонізації-рекомбінації; $q(r) = j(r)E$ - потужність тепловиділення в одиниці об'єму; $j(r) = \sigma E$ - густина електричного струму; σ - електропровідність плазми.

Рівняння (6) описує перенесення тепла в перерізі газового розряду. Поле температур у плазмі дуги визначається з розв'язку цього рівняння. Межові умови виберемо таким чином: температуру в центрі виберемо як $T(0) = T_0$, а температуру на стінці розрядної камери ($r = R$) $T(R) = T_R$ можна без обмеження загальності розгляду покласти деякій сталій (наприклад, 300 K).

Унаслідок наявності ЛТР в області плазми, що визначає її енергетичний баланс, температура електронів і газу змінюється дуже мало. Це дає змогу отримати наближений аналітичний розв'язок рівняння (6) методом, викладеним в [3 - 5]. Згідно з цим методом припускаємо заданою залежність густини струму й густини енерговиділення, а також пов'язаних з ними величин від температури в перерізі розряду. Коефіцієнти вважаємо сталими величинами зі значеннями, що задаються на осі розряду. Вищенаведене дозволяє перетворити рівняння (6) до вигляду звичайного диференціального рівняння, аналітичний розв'язок якого дає розподілення температури, густини струму та інших величин у перерізі розряду. Аналітичний розв'язок рівняння (6) хоч і є наближеним, однак має цінність у тому, що дає змогу проаналізувати вплив різних фізичних механізмів на розподілення температури та інших величин у перерізі розряду.

$$\text{Вводячи нову змінну } \theta = \frac{[T_e(0) - T_e(r)] E_l}{2kT_e^2(0)}, \text{ маємо } n_e(r) = n_e(0) \exp(-\theta). \text{ Відповідно}$$

густина струму й густина енерговиділення змінюються в перерізі розряду як $j(r) = j_0 \exp(-\theta)$ і $q(r) = q_0 \exp(-\theta)$, де $j_0 = j(0)$, $q_0 = q(0)$, а також $\kappa_e \propto n_e \propto \exp(-\theta)$ та $\kappa_p \propto n_e \propto \exp(-\theta)$. Далі введенням безрозмірної змінної $x = \left(\frac{r}{R}\right)^2$ приводимо рівняння теплового балансу (6) до вигляду

$$\frac{d}{dx} \left(x \left[\exp(-\theta) + \xi \right] \frac{d\theta}{dx} \right) - A \exp(-\theta) = 0 \quad (7)$$

з параметрами, що визначають розподіл температури у перерізі розряду

$$\xi = \zeta_T \frac{\kappa(T)}{\kappa_e(T_e) + \kappa_p(T_e)}, \quad A = \frac{q_0 R^2 E_l}{8kT_e^2 (\kappa_e(T_e) + \kappa_p(T_e))}, \quad \zeta_T = \frac{dT(r)}{dT_e(r)}.$$

Перший доданок рівняння (7) відповідає тепловідведенню за рахунок теплопровідності, другий доданок характеризує тепловиділення, пов'язане з проходженням електричного струму через плазму.

У граничному випадку, коли тепловідведення визначається газовою теплопровідністю ($\xi \gg 1$), розв'язок рівняння (7) має вигляд

$$\theta = 2 \ln(1 + (Ax/2\xi)), \quad (8)$$

що відповідає наступному розподіленню концентрації електронів у перерізі

$$n_e(r) = n_e(0) \exp(-\theta) = n_e(0) F(r), \quad (9)$$

$$\text{де } F(r) = \frac{1}{\left(1 + \left(\frac{r}{r_g}\right)^2\right)^2}, \quad r_g = \frac{16\zeta_T k T_e^2 \kappa(T)}{q_0 E_I}.$$

Аналогічними залежностями будуть визначатися розподілення температури, густини струму й потужності енерговиділення.

Зв'язок між потужністю одиниці довжини Q дугового розряду й температурою в центрі можна отримати інтегруванням $q(r)$ по перерізу розряду

$$Q = IE = \int_0^R q(r) 2\pi r dr = \frac{16\pi k T_e \kappa(T) \zeta_T}{E_I}, \quad (10)$$

де всі значення величин у правій частині беруться в центрі розряду.

У другому граничному випадку, коли тепловідведення визначається електронною теплопровідністю ($\xi \ll 1$), одержуємо

$$n_e(r) = n_e(0) \exp(-\theta) = n_e(0) J_0\left(2\sqrt{A} \frac{r}{R}\right), \quad 0 \leq r \leq r_j,$$

$$n_e(r) = 0, \quad r > r_j. \quad (11)$$

Для Q отримуємо вираз

$$Q = IE = \int q(r) 2\pi r dr \approx 1.36 q_0 r_j^2 = \frac{15.7 k T_e^2 (\kappa_e(T_e) + \kappa_p(T_e))}{E_I}. \quad (12)$$

Об'єднанням співвідношень (10) і (12) одержуємо загальний вираз для потужності тепловиділення на одиницю довжини розряду

$$Q = IE \approx \left(16\zeta_T \kappa(T) + 5(\kappa_e(T_e) + \kappa_p(T_e))\right) \frac{\pi k T_e^2}{E_I}. \quad (13)$$

Ефективний радіус плазми r_0 (радіус контракції) визначимо на основі співвідношення

$$\int_0^R n_e(r) 2\pi r dr = 1.36 n_e(0) r_0^2. \quad (14)$$

Звідки, з врахуванням (2), отримуємо

$$r_0^2 = \left(37.1\zeta_T \kappa(T) + 11.6(\kappa_e(T_e) + \kappa_p(T_e))\right) \frac{k T_e^2}{q_0 E_I}. \quad (15)$$

Якщо r_0 , що характеризує розміри плазми розряду, малий порівняно з радіусом розрядної камери R , контракція розряду має місце. Крім того, з формули (15) випливає, що при збільшенні енерговкладення область, яку займає плазма розряду, буде зменшуватися.

Модель дугового розряду

Рівняння теплового балансу (6) можна спростити введенням теплової функції

$$S = \int_0^{T_e} (\kappa_e(T_e') + \kappa_p(T_e')) dT_e' + \int_0^T \kappa(T') dT'. \quad (16)$$

Припускаючи, що $\kappa(T) \propto T^\gamma$, а також вибираючи газову та електронну температури рівними їх значенням на осі розряду, за виконання умови (2) маємо

$$S = (\kappa_e(T_e) + \kappa_p(T_e)) \frac{2kT_e^2}{E_l} + \kappa(T) \frac{T}{1+\gamma}. \quad (17)$$

З іншого боку, подвійно інтегруючи рівняння (6), отримуємо

$$S = 0,215q_0r_0^2 \ln\left(\frac{R}{r_0}\right). \quad (18)$$

Ці вирази в подальшому використовуємо для розрахунків характеристик дугового розряду.

Для дослідження характеру відриву електронної температури від газової в різних газах формулу (1) запишемо у вигляді

$$T_e - T = \left(\frac{E}{n_a}\right)^2 \cdot g(T_e), \quad (19)$$

де $g(T_e) = \frac{m_a}{3k} \cdot \left(\frac{e}{m_e}\right)^2 \cdot \frac{\langle u^2 k_{ea} \rangle}{\langle u^2 v_{ea} \rangle}$; $k_{ea} = v/n_a = u\sigma_{ea}^*(u)$ - константа швидкості електрон-атомних зіткнень; σ_{ea}^* - транспортний (дифузний) переріз електрон-атомних зіткнень.

Функція $g(T_e)$ не залежить ні від напруженості електричного поля E , ні від густини атомів n_a , тому є універсальною характеристикою відриву електронної температури від газової.

Отримані вище співвідношення (13), (15), (17) і (18) разом з (3) і (19) дають змогу визначити параметри розряду при залученні додаткових умов постійності напруженості електричного поля ($E = const$) та тиску ($p = const$) у перерізі розряду, а також рівняння стану $p = NkT + n_e kT_e \approx n_a kT$, де N - густина важких частинок, умови квазінейтральності плазми $n_e = n_i$ та закону Ома $I = \sigma E \cdot \pi r_0^2$. Вказана система рівнянь дає змогу одержати при заданих значеннях дугового струму I і тиску p величини E , T_e , T , n_e , n_a , N і навпаки.

При розрахунках параметрів дугового розряду транспортні перерізи вибирались згідно з [12]. Величини провідності плазми та електронної теплопровідності визначались за формулами [11, 13]

$$\sigma = \frac{n_e e^2 \langle u^2 \rangle}{m_e \langle u^2 v_{ea} \rangle}, \quad (20)$$

$$\kappa_e = \frac{5}{2} \cdot \frac{n_e k^2 T_e \langle u^2 \rangle}{m_e \langle u^2 v_{ea} \rangle}. \quad (21)$$

Теплопровідність газів, як відомо, практично не залежить від тиску (крім випадків низьких тисків), а коефіцієнт теплопровідності інертних газів наближено описується формулою [14]

$$\lambda = \lambda_{273} \left(\frac{T}{T_{273}} \right)^\gamma, \quad (22)$$

де $T_{273} = 273,16 \text{ К}$; $\lambda_{273} = \lambda(T_{273})$, $0,7 < \gamma < 0,95$.

При підвищенні ступеню іонізації дугового газу $\alpha = n_e/N$ до $10^{-4} \div 10^{-3}$ стають суттєвими зіткнення електронів з іонами [9]. Для врахування кулонівських зіткнень необхідно у використуваних формулах замінити частоту електрон-атомних зіткнень на частоту зіткнень електронів з важкими частинками (атомами та іонами) $\nu_e = \nu_{ea} + \nu_{ei}$, де ν_{ei} - частота електрон-іонних зіткнень, що виражається через транспортний переріз кулонівських зіткнень $\sigma_{ei}^*(u)$ [13]:

$$\nu_{ei}(u) = n_i u \sigma_{ei}^*(u) = \frac{1}{4\pi} n_i \left(\frac{e^2}{m_i \varepsilon_0} \right)^2 \frac{L_{ei}}{u^3}. \quad (23)$$

Тут $m_i \approx m_a$ - маса іона; ε_0 - електрична стала; $L_{ei} = \ln \left(\frac{12\pi\varepsilon_0 m_i k T_e r_D}{e^2 m_e} \right)$ - кулонівський

логарифм; $r_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k T_e T}{n_e e^2 (T_e + T)}}$ - дебаєвський радіус.

Коефіцієнт теплопровідності внаслідок процесів іонізації-рекомбінації згідно з [1, 6] може бути розрахований як

$$\kappa_p = \frac{D_{amb} n_e}{2} \left(\frac{E_i}{k T_e} \right)^2. \quad (24)$$

Ця величина може вносити істотний внесок до загальної теплопровідності завдяки великій величині $(E_i/k T_e)^2$.

Коефіцієнт амбіполярної дифузії виражається через коефіцієнт дифузії іонів D_{ion} за формулою [7, 15]

$$D_{amb} = D_{ion} \left(1 + \frac{T_e}{T} \right). \quad (25)$$

У свою чергу коефіцієнт дифузії іонів визначається, в основному, процесом резонансного перезарядження й може бути згідно з [15] розрахований як

$$D_{ion} N = d_{i0} \sqrt{\frac{T}{T_{i0}}}, \quad (26)$$

де d_{i0} - стала для даного типу іона й буферного газу; $T_{i0} = 1000 \text{ К}$. При розрахунках використовувались дані по дифузії іонів у газах згідно з [15, 16].

Результати розрахунків та їх обговорення

Викладена вище модель дугового розряду описує такий розряд, в якому тепло, що виділяється в плазмовому каналі, відводиться теплопровідністю на стінки розрядної камери, які підтримуються при визначеній температурі. Така ситуація безпосередньо відповідає дугам, стабілізованим стінками. Ці дугові розряди характеризуються висхідною $E-I$

характеристикою при великих струмах на відміну від відкритих (вільнопідтримуваних) дуг, що мають спадну характеристику [11].

З іншого боку, унаслідок контракції розряду плазма зосереджується в обмеженій області біля осі розряду. А отже, слід очікувати, що при значному перевищенні радіуса стінки над радіусом контракції розраховані параметри розряду будуть слабо залежати від подальшого зростання величини радіуса стінки. Отже, випадок $R \gg r_0$ можна розглядати як такий, що відповідає відкритій дузі.

Стабілізуюча стінка може мати умовний характер. Її роль можуть відігравати потоки газу, що викликаються конвекцією, примусовим обдуванням [6, 11, 17], випаровуванням поверхні електродів [11, 18]. Зазначимо, що у [19] за радіус стінки для відкритої дуги рекомендовано вважати радіус області світіння розряду. До вказаних процесів слід також додати вплив на температурний розподіл молекулярних, електронегативних домішок у дуговому газі [18].

Таким чином, розглянута модель відповідає ідеалізації довгої дуги, де тепловий потік відводиться на стінки [11, 17]. Протилежністю довгої дуги виступає коротка дуга (або дуга, стабілізована електродами), в якій тепловий потік відводиться на електроди, а отже, визначальними є приелектродні процеси.

На рис. 1 і 2 наведено розрахункові залежності електронної та газової температури в дузі. Наведені результати розрахунків близькі до результатів вимірювань температури в аргонній дузі [19]. Так, при режимах розряду, що відповідають густинам струму $j_0 < 9 \text{ А/мм}^2$, розбіжність результатів розрахунків з експериментальними даними [19] не перевищує 30 % (див. рис. 1 і 2). Непогане узгодження маємо також з розрахунками для ксенонової дуги [5], які було проведено за більш спрощеною моделлю, в якій, зокрема, частково припускалася незалежність перерізів електрон-атомних зіткнень від енергії електрона. Це не дозволило зробити ретельні розрахунки області температур, що відповідають рамзауерівському мінімуму в перерізах електрон-атомних зіткнень.

З результатів розрахунків параметрів дугових розрядів при заданих I та R (таблиця та рис. 3) випливає, що контракція дугового розряду має найбільш сильний характер при домінуванні в процесі перенесення тепла газової теплопровідності, що відповідає режимам розряду з відносно малими температурами електронів, а отже, і слабкі-

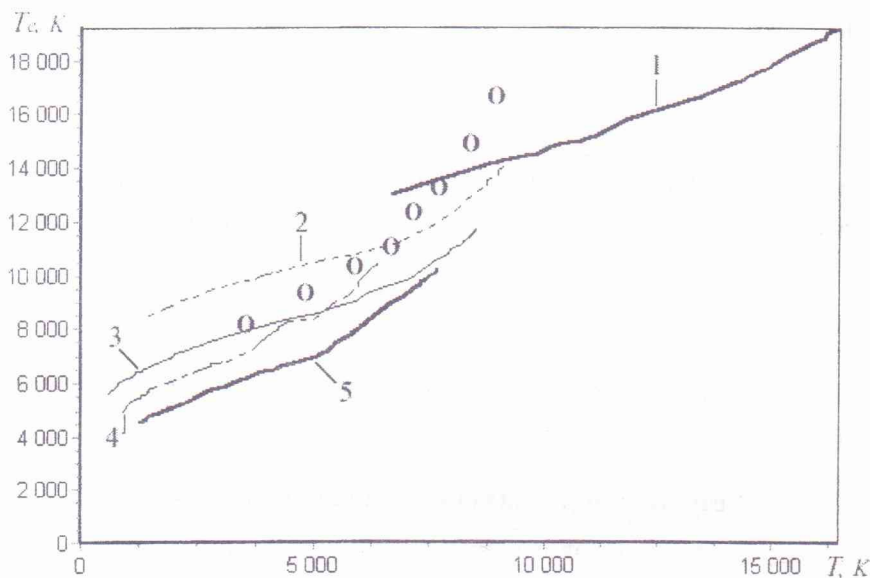


Рис. 1. Електронна та газова температури в дузі ($p = 1 \text{ атм}$, $R = 0,75 \text{ см}$). 1 – He; 2 – Ne; 3 – Ar; 4 – Kr; 5 – Xe. Точки O відповідають експериментальним даним для Ar [19].

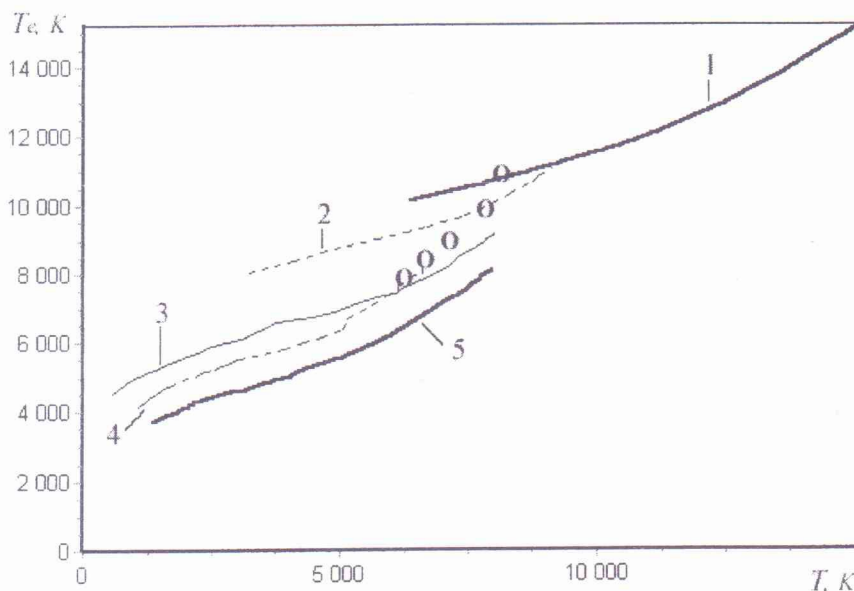


Рис. 2. Електронна та газова температури в дузі ($p = 1$ атм, $R = 7,5$ см). 1 – He; 2 – Ne; 3 – Ar; 4 – Kr; 5 – Xe. Точки **O** відповідають експериментальним даним для Ar [19].

ми струмами. При підвищенні температури електронів маємо збільшення області, яку займає плазма. При подальшому збільшенні температури електронів розміри розрядної області обумовлюються взаємоконкуруючими процесами стягування та розширення, унаслідок чого величина радіуса контракції змінюється мало (див. рис. 3). При домінуванні електронної теплопровідності найбільш стягнутим дуговий розряд такого ж струму, порівняно з іншими інертними газами, буде в атмосфері гелію.

Параметри окремих дугових розрядів при атмосферному тиску

№	1	2	3	4	5	6	7	8
Газ	Ar	Ar	Ar	Ar	Xe	Xe	Xe	Xe
R , см	0,15	0,75	0,75	7,5	0,15	0,75	0,75	7,5
I , А	100	50	0,5	200	100	50	0,5	200
E , В/см	18,6	3,04	4,60	0,40	17,2	2,59	4,19	0,29
T , К	6200	5380	1110	6810	6300	5690	1870	6820
T_e , К	10910	8720	6220	7970	9670	7620	5100	6920
Q , Вт/см	$1,86 \cdot 10^3$	$1,52 \cdot 10^2$	2,30	80,6	$1,72 \cdot 10^3$	$1,29 \cdot 10^2$	2,10	57,9
q_0 , Вт/см ³	$3,00 \cdot 10^5$	$9,83 \cdot 10^2$	20,1	7,76	$2,70 \cdot 10^5$	$8,04 \cdot 10^2$	20,4	4,80
r_0 , мм	0,68	3,36	2,90	27,6	0,69	3,44	2,75	29,8
α	$9,4 \cdot 10^{-2}$	$9,0 \cdot 10^{-3}$	$4,7 \cdot 10^{-5}$	$3,5 \cdot 10^{-3}$	0,26	$2,9 \cdot 10^{-2}$	$1,3 \cdot 10^{-4}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$
ξ	$7,0 \cdot 10^{-3}$	$9,9 \cdot 10^{-2}$	1,64	0,33	$2,5 \cdot 10^{-4}$	$4,9 \cdot 10^{-2}$	1,7	0,14
η	$7,9 \cdot 10^3$	$8,6 \cdot 10^3$	78	$7,0 \cdot 10^4$	$4,2 \cdot 10^5$	$6,1 \cdot 10^5$	$1,5 \cdot 10^3$	$7,0 \cdot 10^6$
Газ	He	He	Ne	Ne	Kr	Kr	Kr	Kr
R , см	0,15	0,75	0,15	0,75	0,15	0,75	0,75	7,5
I , А	100	200	100	200	100	50	0,5	200
E , В/см	42,1	10,1	22,4	4,35	16,2	2,47	3,44	0,28
T , К	12130	13440	5560	8060	6010	4120	1270	5640
T_e , К	18410	16660	13590	12370	9730	7810	5540	7070
Q , Вт/см	$4,2 \cdot 10^3$	$2,02 \cdot 10^3$	$2,24 \cdot 10^3$	$8,7 \cdot 10^2$	$1,62 \cdot 10^3$	$1,23 \cdot 10^2$	1,72	55,7

№	1	2	3	4	5	6	7	8
Газ	Ar	Ar	Ar	Ar	Xe	Xe	Xe	Xe
$q_0, \text{Вт/см}^3$	$9,71 \cdot 10^5$	$2,31 \cdot 10^4$	$3,7 \cdot 10^5$	$6,5 \cdot 10^3$	$2,51 \cdot 10^5$	$7,60 \cdot 10^2$	18,1	4,35
$r_0, \text{мм}$	0,57	2,53	0,67	3,15	0,69	3,45	2,65	30,7
α	0,12	$5,3 \cdot 10^{-2}$	$4,6 \cdot 10^{-2}$	$2,1 \cdot 10^{-2}$	$8,8 \cdot 10^{-2}$	$7,9 \cdot 10^{-2}$	$4,8 \cdot 10^{-5}$	$2,9 \cdot 10^{-3}$
ξ	$2,7 \cdot 10^{-2}$	0,23	$6,8 \cdot 10^{-3}$	$4,2 \cdot 10^{-2}$	$5,2 \cdot 10^{-3}$	$4,4 \cdot 10^{-2}$	0,83	0,17
η	21,4	99	$5,5 \cdot 10^2$	$1,4 \cdot 10^3$	$2,3 \cdot 10^4$	$4,3 \cdot 10^4$	$1,5 \cdot 10^2$	$3,0 \cdot 10^5$

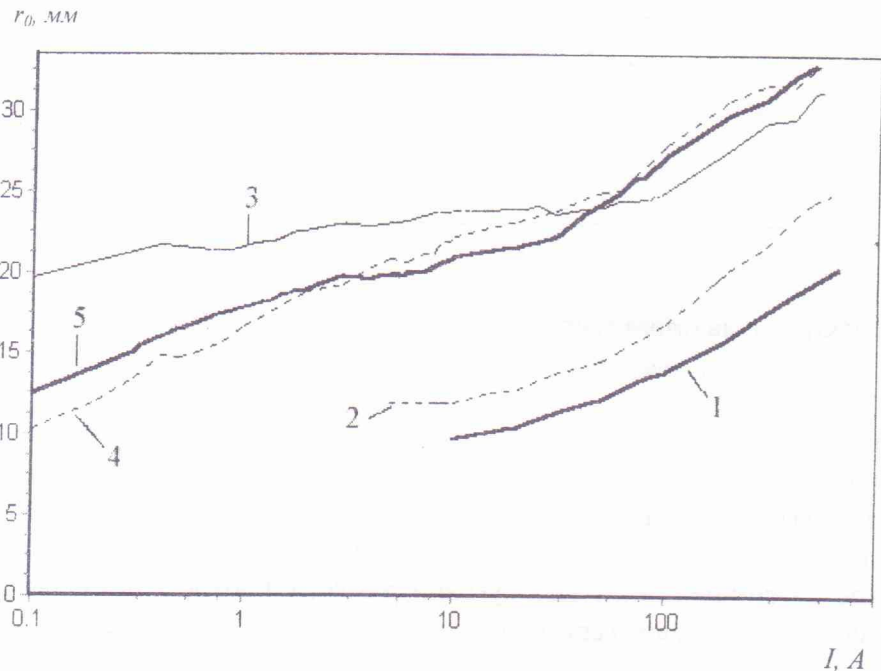


Рис. 3. Радіус контракції дугового розряду r_0 залежно від струму I
($p = 1 \text{ атм}$, $R = 7,5 \text{ см}$). 1 – He; 2 – Ne; 3 – Ar; 4 – Kr; 5 – Xe.

Зазначимо також, що аргон, криптон та ксенон належать до газів з яскраво вираженим ефектом Рамзауера, який має квантову природу і виражається наявністю мінімуму транспортного перерізу електрон-атомних зіткнень для енергій електронів, дещо менших за 1 eV, що обумовлює високу прозорість слабоіонізованого газу для таких електронів. Це викликає посилення відриву електронної температури від газової, що зменшує стягування розряду. На рис. 3 області рамзауерівського мінімуму відповідає характерний вигин на кривій залежності електронної температури від газової в дузі.

Однак слід мати на увазі, що внаслідок різниці у величинах транспортних перерізів вплив зазначеного ефекту на контракцію розряду матиме суттєві відмінності для різних інертних газів. Так, при домінуванні газової теплопровідності, коли має місце найбільш сильна контракція розряду, дуговий розряд у ксеноні більш стягнутий за розряд такого ж струму в аргоні, але при підвищенні струму розряду (а отже, і температури) вказане співвідношення змінюється на протилежне (див. рис. 3).

Таким чином, унаслідок різниці в індивідуальних характеристиках інертних газів, а саме газовій теплопровідності та перерізах електрон-атомних зіткнень, контракція дугового розряду в них має суттєві відмінності. Співвідношення між ступенями стягування дугового розряду в інертних газах різняться для окремих режимів розряду та суттєво залежить від величини температури електронів у плазмі розряду.

Слід також відзначити, що контракцію часто розглядають як негативне явище, що обмежує практичне використання дугових розрядів [1]. З іншого боку, у тому випадку, коли саме контракція розряду є необхідною передумовою для застосування дугових розрядів [18], послаблення стягування розряду внаслідок ефекту Рамзауера викликає необхідність у залученні додаткових чинників контракції для одержання прийнятних параметрів розрядів.

Висновки

Ступінь стягування дугового розряду визначається теплофізичними характеристиками газового середовища та характеристиками електрон-атомних зіткнень.

Контракція дугового розряду має найбільш сильний характер при домінуванні в процесі перенесення тепла газової теплопровідності над електронною.

Наявність ефекту Рамзауера для газу, в якому горить дуга, істотно впливає на характер контракції, що виражається в послабленні стягування дугового розряду для відповідного діапазону температур.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. *Елецкий А.В., Палкина Л.А., Смирнов Б.М.* Явления переноса в слабоионизированной плазме. - М.: Атомиздат, 1975. - 336с.
2. *Елецкий А.В., Рахимов А.Т.* Неустойчивости в плазме газового разряда // *Химия плазмы.* - 1977. - Вып. 4. - С. 123 - 167.
3. *Eletsii A.V., Smirnov B.M.* Nonuniform gas discharge plasma // *Physics - Uspekhi.* - 1996.- Vol. 39, No. 11. - P. 1137 - 1156.
4. *Смирнов Б.М.* Сжатие положительного столба дуги высокого давления // *ТВТ.* - 1997. - Т. 35, № 1. - С.14 - 18.
5. *Smirnov B.M., Smirnov M.B.* Positive column of xenon arc discharge // *Physica Scripta.* - 1997. - Vol. 56, No. 3. - P. 302 - 307.
6. *Грановский В.Л.* Электрический ток в газе. Установившийся ток. - М: Наука, 1971. - 544с.
7. *Смирнов Б.М.* Физика слабоионизованного газа. - М.: Наука, 1972. - 416 с.
8. *Смирнов Б.М.* Кинетика электронов в газах и конденсированных системах // *УФН.* - 2002. - Т. 172, № 12. - С. 1411 - 1447.
9. *Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т.* Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. - М.: Наука, 1982. - 375 с.
10. *Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров И.Е.* Основы физики плазмы. - М.: Атомиздат, 1977. - 384 с.
11. *Жуков М.Ф., Коротеев А.С., Урюков Б.А.* Прикладная динамика термической плазмы.- Новосибирск: Наука (Сибирск.отд.), 1975. - 298 с.
12. *Хаксли Л., Кромптон Р.* Диффузия и дрейф электронов в газах: Пер. с англ. - М.: Мир, 1977. - 672 с.
13. *Жданов В.М.* Явления переноса в многокомпонентной плазме. - М.: Энергоатомиздат, 1982. - 176 с.
14. *Фастовский В.Г., Ровинский А.Е., Петровский Ю.В.* Инертные газы. - М.: Атомиздат, 1972. - 352 с.
15. *Smirnov B.M.* Cluster plasma // *Physics - Uspekhi.* - 2000. - Vol. 43, No. 5. - P. 453 - 491.
16. *Радциг А.А.* Диффузия заряженных частиц в газе в постоянном электрическом поле // *Химия плазмы.* - 1981. - Вып. 8. - С. 230 - 263.
17. *Жовтянський В.А., Патріюк В.М.* Особливості тепловідведення від електричної дуги в парах міді // *УФЖ.* - 2000. - Т. 45, № 9. - С. 1059 - 1066.
18. *Контракция дуги флюсом при сварке вольфрамовым электродом в аргоне / Патон Б.Е., Замков В.Н., Прилуцкий В.П., Порицкий П.В.* // *Автомат. сварка.* - 2000. - № 1. - С. 3 - 9.
19. *Батенин В.М., Минаев П.В.* О температуре на оси электрической дуги в аргоне // *ТВТ.* - 1969. - Т. 7, № 2. - С. 208 - 212.

**СЖАТИЕ ДУГОВОГО РАЗРЯДА АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ
В ИНЕРТНЫХ ГАЗАХ**

П. В. Порицкий

Рассмотрено влияние характеристик газовой среды на процесс контракции (сжатия) дугового разряда в атмосфере инертных газов. Показано, что сжатие дугового разряда определяется теплофизическими характеристиками газовой среды и характеристиками электрон-атомных столкновений. Выявлено влияние эффекта Рамзауэра на характер контракции дугового разряда.

**CONSTRICION OF AN ARC DISCHARGE IN NOBLE GASES
AT ATMOSPHERIC PRESSURE**

P. V. Porytskyy

The influence of gas medium characteristic on the processes of contraction (constriction) of an arc discharge in atmosphere of inert gases is considered. It is shown that the degree of constriction of an arc discharge is determined by both the thermophysical characteristics of gas medium and the characteristic of electron-atom collisions. It is revealed that the Ramsauer effect has the influence on a character of contraction of an arc discharge.

Надійшла до редакції 07.10.03,
після доопрацювання – 10.12.03.