

ВЛИЯНИЕ ЛАМИНАРНОГО ТЕЧЕНИЯ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ПО РАДИУСУ ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО СТОЛБА В ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ С ПРОДОЛЬНЫМ ПОТОКОМ ГАЗА

Г. Г. АРУТЮНЯН, Г. А. ГАЛЕЧЯН, А. Б. ТАВАКАЛЯН

Рассматривается положительный столб в продольном потоке газа. Показано, что в диапазоне ламинарной формы течения увеличение скорости прокачки газа приводит к сжатию столба разряда, уменьшению потока зарядов на стенку и повышению величины электрического поля амбиполярной диффузии.

Газовый разряд в продольном потоке газа получил применение для ряда прикладных задач, в частности, широко используется в газовых лазерах [1]. Одна из особенностей такого разряда заключается в том, что поток из области положительного столба эффективно отводит тепло, выделяемое током. При высоких скоростях и больших давлениях благодаря турбулентному перемешиванию газа прокачка обеспечивает возбуждение однородного неконтрагированного разряда [2—4]. При этом может быть образовано более плоское распределение зарядов по радиусу положительного столба, чем в диффузионном разряде при низких давлениях [5]. При ламинарном потоке наличие вязкости газа и стенок камеры приводит к сжатию положительного столба разряда.

В настоящей работе получены формулы, устанавливающие зависимости формы распределения заряженных частиц по радиусу положительного столба и потока электронов на стенку трубки от величины скорости ламинарного течения газа.

Рассмотрим положительный столб цилиндрического тлеющего разряда электроположительного газа при низких давлениях в трубке с электродами на ее концах. Скорость прокачки берется такой, что устанавливается ламинарное течение с профилем, описываемым выражением

$$v = v_0 (1 - \rho^2),$$

где $\rho = r/R_0$, R_0 — внутренний радиус разрядной трубки, r — радиальная координата, v_0 — скорость газа на оси трубки.

Поток газа направлен от катода к аноду. Для определения зависимости n_e от v_0 запишем выражения для потоков электронов и ионов в стационарном разряде электроположительного газа с продольной прокачкой:

$$\Gamma_e = -D_e \nabla n_e - \mu_e n_e E - \frac{\mu_e n_e}{e} \eta_e \nabla v, \quad (1)$$

$$\Gamma_+ = -D_+ \nabla n_+ + \mu_+ n_+ E + \frac{\mu_+ n_+}{e} \eta_+ \nabla v, \quad (2)$$

где Γ — плотность потока, D — коэффициент диффузии, n — концентрация заряженных частиц, μ — подвижность, E — электрическое поле, η — коэффициент вязкости, v — скорость ламинарного потока газа, индекс «е» относится к электрону, «+» — к положительному иону. В (1) и (2) член, связанный с течением газа, $\frac{\mu_i n_i}{e} \eta_i \nabla v$ представляет собой поток зарядов, вызванный силой внутреннего трения ионов или электронов с нейтральными частицами вследствие градиента скорости газа по радиусу трубки, $F_i = -\eta_i \nabla v$ [6].

Приравнявая радиальные потоки электронов и ионов

$$\Gamma_e = \Gamma_+ \quad (3)$$

и используя условие квазинейтральности плазмы

$$n_+ \simeq n_e = n, \quad (4)$$

из (1) и (2) получаем выражение для самосогласованного радиального электрического поля:

$$E = \frac{D_+ - D_e}{\mu_+ + \mu_e} \frac{\nabla n}{n} - \frac{\nabla v}{e} \frac{\mu_e \eta_e + \mu_+ \eta_+}{\mu_+ + \mu_e}. \quad (5)$$

С учетом (5) уравнения (1) и (2) для потока зарядов можно привести к виду

$$\Gamma = -D_a \nabla n + B n \nabla v, \quad (6)$$

где

$$B = \frac{\mu_+ \mu_e}{\mu_+ + \mu_e} \frac{\eta_+ - \eta_e}{e}, \quad (7)$$

$$D_a = \frac{D_+ \mu_e + D_e \mu_+}{\mu_+ + \mu_e}. \quad (8)$$

Ионизационно-диффузионное уравнение зарядов в разряде с ламинарным продольным потоком электроположительного газа при условиях, когда ионизация преимущественно происходит прямыми электронными ударами, а исчезновение зарядов — посредством их диффузии к стенкам, имеет следующий вид:

$$\operatorname{div} \Gamma = zn - v_0 \frac{\partial n}{\partial y}, \quad (9)$$

где z — коэффициент ионизации, y — продольная координата вдоль оси разрядной трубки.

В (9) уменьшение концентрации зарядов, связанное с прокачкой газа через разрядную область, представлено слагаемым $-v_0 \partial n / \partial y$, которое является производной потока $v_0 n$ от продольной координаты в приближении постоянства скорости течения газа вдоль трубки.

Подставив (6) в (9) и перейдя к круговым цилиндрическим координатам, получим

$$\frac{\partial^2 n}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial n}{\partial \rho} + \frac{2v_0 B}{D_a} \rho \frac{\partial n}{\partial \rho} + \left(\frac{4v_0 B}{D_a} + A^2 \right) n + R_0^2 \frac{\partial^2 n}{\partial y^2} - \frac{v_0 R_0^2}{D_a} \frac{\partial n}{\partial y} = 0, \quad (10)$$

где

$$A^2 = \frac{2}{D_a} R_0^2. \quad (11)$$

После разделения переменных в (10) и решения характеристического уравнения находим

$$\frac{d^2 n}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dn}{d\rho} + \frac{2v_0 B}{D_a} \rho \frac{dn}{d\rho} - Cn = 0, \quad (12)$$

$$\frac{d^2 n}{dy^2} - \left(2\lambda + \frac{v_0}{D_a} \right) \frac{dn}{dy} + \frac{Cn}{R_0^2} = 0, \quad (13)$$

где λ определяется из характеристического уравнения, C — константа разделения переменных. При $v_0 = 0$ (12) переходит в уравнение Шоттки, откуда следует, что $C = -A^2$.

В настоящей работе исследуется распределение зарядов по радиусу положительного столба при различных скоростях прокачки газа v_0 , поэтому ограничимся рассмотрением только уравнения (12) с граничными условиями

$$n(\rho)|_{\rho=1} = 0, \quad \left. \frac{dn(\rho)}{d\rho} \right|_{\rho=0} = 0. \quad (14)$$

Решение уравнения (12) есть

$$n(\rho) = n(0) e^{-\varepsilon \rho^2} F_a(\alpha, 1, \varepsilon \rho^2), \quad (15)$$

где $n(0)$ — концентрация электронов на оси разрядной трубки, F_a — вырожденная гипергеометрическая функция,

$$\varepsilon = \frac{v_0 B}{D_a}, \quad (16)$$

$$\alpha = 1 - \frac{A^2}{4\varepsilon}. \quad (17)$$

На рис. 1 представлены графические зависимости концентрации электронов от радиуса положительного столба, рассчитанные согласно (15) для различных ε .

1. При $\varepsilon = 0$ (15) переходит в выражение

$$n(\rho) = n(0) J_0(2,405 \rho), \quad (18)$$

где J_0 — функция Бесселя нулевого порядка, причем $A^2 = 5,78$.

2. При $\varepsilon = 0,416$, $\alpha = -3$

$$n(\rho) = n(0) e^{-0,416 \rho^2} F_a(-3; 1; 0,416 \rho^2), \quad (19)$$

т. е. происходит некоторое сжатие положительного столба разряда.

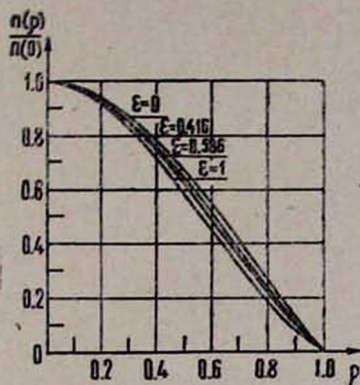


Рис. 1.

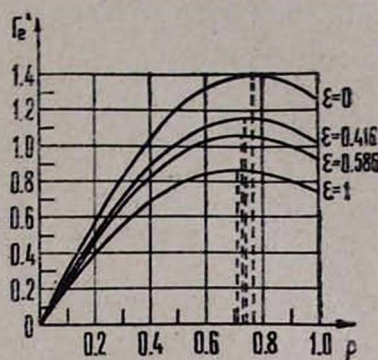


Рис. 2.

Рис. 1. Распределение относительной концентрации зарядов по радиусу положительного столба в ламинарном потоке газа, направленном вдоль оси цилиндрической разрядной трубки, при различных ε .

Рис. 2. Зависимости относительных радиальных потоков заряженных частиц от радиуса положительного столба при различных ε , $\Gamma^* = \Gamma/D_a$.

3. При $\varepsilon = 0,586$, $\alpha = -2$

$$n(\rho) = n(0) e^{-0,586 \rho^2} F_a(-2; 1; 0,586 \rho^2). \quad (20)$$

4. При $\varepsilon = 1$, $\alpha = -1$

$$n(\rho) = n(0) e^{-\rho^2} F_a(-1; 1; \rho^2). \quad (21)$$

Из выражений (16) следует, что

$$\eta_+ = \eta_e + \varepsilon \frac{T_+ + T_e}{v_0} \quad (22)$$

и, следовательно, $\eta_+ > \eta_e$. Из (18)–(21) нетрудно видеть, что с увеличением скорости v_0 ламинарной прокачки газа распределение заряженных частиц по радиусу сужается, т. е. разряд контрагирует.

Анализ решений (12), имеющих физический смысл, накладывает на параметр ε условие

$$\varepsilon \leq 1. \quad (23)$$

Выясним физический смысл этого условия.

В режиме амбиполярной диффузии, когда выполняется условие квазинейтральности

$$n_e \simeq n_+ = n_0,$$

можно записать

$$|n_e - n_+| \ll n_0. \quad (24)$$

Из уравнения Пуассона

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi e(n_+ - n_e)$$

имеем

$$n_+ - n_e \sim \frac{E}{4\pi e L}, \quad (25)$$

где L — характерный размер плазмы. Подставив выражения (5) и (24) в (25), получим

$$r_D^2 \frac{\gamma + 1}{1 + \mu_+/\mu_e} \left[1 - \frac{\mu_+}{\mu_e \gamma} - \varepsilon \frac{\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) \left(1 + \frac{\mu_+ \gamma_+}{\mu_e \gamma_e}\right)}{\gamma_+/\gamma_e - 1} \right] \ll L^2, \quad (26)$$

где $r_D^2 = T_e/4\pi e^2 n_0(1 + \gamma)$ — радиус Дебая-Гюккеля для плазмы электроположительного газа при $T_+ \neq T_e$.

Неравенство (26) определяет область значений параметра ε :

$$\varepsilon \leq \frac{(1 - \mu_+/\mu_e \gamma)(\gamma_+/\gamma_e - 1)}{(1 + 1/\gamma)(1 + \mu_+ \gamma_+/\mu_e \gamma_e)}. \quad (27)$$

Для значений $\gamma \gg 1$ из (27) получаем условие (23). Таким образом, мы приходим к выводу, что условие (23) выделяет область тех значений скоростей прокачки газа, при которых выполняется режим амбиполярной диффузии в положительном столбе. Как следует из (23), нарушение этого режима при увеличении скорости будет скачкообразным и, видимо, связано с переходом от ламинарного течения к турбулентному или псевдотурбулентному [8].

Из формулы (6) для значений $\varepsilon \leq 1$ следует, что увеличение скорости прокачки газа v_0 вызывает уменьшение потока зарядов на стенку разрядной трубки. На рис. 2 и 3 приведены графические зависимости относительного потока зарядов от радиуса положительного столба при различных ε .

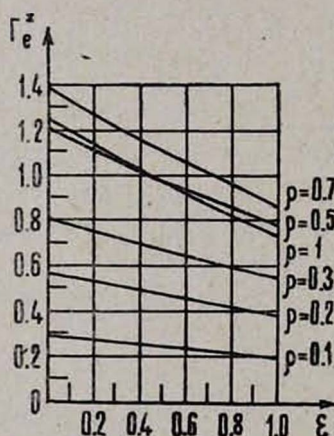


Рис. 3.

Рис. 3. Зависимости относительных радиальных потоков зарядов от ε на различных расстояниях от оси разрядной трубки.

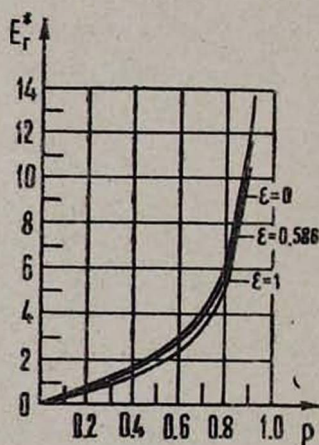


Рис. 4.

Рис. 4. Изменение напряженности электрического поля амбиполярной диффузии по радиусу положительного столба при различных ε .

$$E_r^* = \frac{E_r}{D_a/\mu_+}.$$

Выражение (5) можно записать в следующем виде:

$$E = D_a \left[-\frac{1}{\mu_+} \frac{\nabla n}{n} + 2\varepsilon_p \left(\frac{1}{\mu_e} + \frac{1}{\mu_+} \frac{\mu_+ + 1}{\eta_+ - 1} \right) \right], \quad (28)$$

откуда видно, что величина радиальной составляющей электрического поля увеличивается с ростом скорости прокачки, причем это увеличение сильнее на периферии. Такое поведение поля при ламинарной прокачке газа согласуется с более крутым распределением электронов по радиусу, так как радиальное электрическое поле уменьшает скорость дрейфа электронов к стенкам трубки. На рис. 4 представлены зависимости напряженности электрического поля амбиполярной диффузии от радиуса трубки при различных значениях параметра ε , рассчитанные согласно формуле (28).

Явление уменьшения диаметра положительного столба при увеличении скорости газа в пределах ламинарной формы течения легко наблюдать при помощи продольного стационарного конвективного CO_2 -лазера ([1, 5]). В таком лазере тепловая энергия, выделяемая током в разряде, эффективно отводится конвекцией газа, и температура газовой смеси в активной области мало отличается от комнатной. Поэтому профиль коэффициента усиления не зависит от температуры газа и, по всей видимости, определяется, в основном, распределением концентрации электронов по радиусу трубки. Получив лазерное излучение при малой скорости прокачки и низком давлении газа (в области 0,133—0,266 кПа), чтобы разряд был диффузионным и течение происходило в ламинарной форме, нужно следить за диаметром лазерного луча на люминесцентном экране. Повышение величины скорости потока или давления газовой смеси будет приводить к некоторому уменьшению диаметра лазерного пятна. Этот эффект следует наблюдать в диапазоне тех давлений и скоростей газа, при которых еще не наступила контракция разряда, так как (см. [9]) контракция положительного столба в разряде с продольной прокачкой газа происходит при переходе потока из ламинарной формы в псевдотурбулентную [8]. Контрагирование разряда наиболее просто можно зафиксировать на основе скачкообразного уменьшения падения напряжения на электродах лазерной трубки.

НИИ физики конденсированных сред
ЕГУ, г. Ереван

Поступила 30.I.1980

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Demaria. Proc. IEEE, 61, 731 (1973).
2. В. П. Чеботаев. ДАН СССР, 206, 334 (1972).
3. Г. А. Галечян, С. И. Петросян. ПМТФ, 6, 9 (1975).
4. Г. А. Галечян, С. И. Петросян. Квантовая электроника, 4, 1143 (1977).
5. Г. А. Галечян. Кандидатская диссертация, ЕГУ, 1975.
6. А. В. Елещкий, Л. А. Палкина, Б. М. Смирнов. Явления переноса в слабоионизированной плазме, Атомиздат, 1975.

7. Э. Маделунг. Математический аппарат физики, Изд. Наука, М., 1968.
8. Н. О. Хинце. Турбулентность, Физматгиз, М., 1963.
9. G. A. Galechian, Y. I. Crigorian, S. I. Petrosian. Proc. XIII Int. Conf. on Phenomena in Ionised Gases, Berlin, 1977, pt. 1, p. 269.

ԼԱՄԻՆԱՐ ՀՈՍՔԻ ԱՋԳԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՄԱՐՄԲՈՂ ՊԱՐՊՄԱՆ
ԴՐԱԿԱՆ ՍՅԱՆ ԼԻՑՔԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ. ԸՍՏ ՇԱՌԱՎՂԻ
ԽՏՈՒԹՅԱՆ ԲԱՇԽՄԱՆ ՎՐԱ, ԵՐԲ ԳԱՋԻ ՀՈՍՔԸ ԵՐԿԱՅՆԱԿԱՆ Է

Գ. Գ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Գ. Ա. ԳԱԼԵՉՅԱՆ, Լ. Բ. ԹԱՎԱԿԱԼՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ երբ զադի հոսքը լամինար է ըստ մարմնող պարպման դրական սյան երկարության, հոսքի արագության մեծացումը բերում է պարպման սյան սեղմմանը, զեպի պատերը լիցքերի արտահոսքի փոքրացմանը և ամբիպոլյար դիֆուզիայի էլեկտրական դաշտի մեծացմանը:

LAMINAR STREAM INFLUENCE ON THE DISTRIBUTION OF CHARGED PARTICLES CONCENTRATION ALONG THE POSITIVE COLUMN RADIUS IN GLOW DISCHARGE WITH LONGITUDINAL GAS FLOW

G. G. ARUTUNYAN, G. A. GALECHYAN, L. B. TAVAKALYAN

In case of gas laminar stream along the positive column of the glow discharge the gas rate increase is shown to lead to the discharge column contraction, to the decrease of charged particles flow towards the tube wall, as well as to the increase of the ambipolar diffusion electric field value.