

ФАРАДЕЕВО ТЕМНОЕ ПРОСТРАНСТВО РАЗРЯДА В ГЕЛИИ

Исследования разряда в трубке с атомарными газами имеют более чем полувековую историю. Вместе с тем область фарадеева темного пространства (ФТП) изучена недостаточно [1]. Существующие модели удовлетворительно описывают разряд только при низких (до нескольких торр) давлениях [2, 3]. В экспериментах [4] с разрядом в гелии при давлениях 1,3÷9,3 кПа (10÷70 торр) длина ФТП в десятки раз превышала радиус трубки. Неожиданный, с классической точки зрения [3], результат [4] качественно и количественно согласуется с предложенной нами моделью ФТП.

Рассмотрим переходную область (ПО) разряда от участка малых полей у катодного слоя (КС) до поля положительного столба (ПС). Если плазма квазинейтральная, температура электронов по сечению трубки постоянная, нагрев газа незначительный [1, 3], то решение для ПО получаем на основе уравнения баланса частиц (УБЧ)

$$(1) \quad \nabla \left(D \nabla n - \frac{j}{e} \frac{\mu_+}{\mu_e(E)} \right) = \nu(E) n - \beta n^2,$$

где D , μ_+ , μ_e , β , ν — коэффициенты амбиполярной диффузии, ионной и электронной подвижности, константа объемной рекомбинации, частота ионизации соответственно. В левой части (1) наряду с диффузионным стоит член амбиполярного дрейфа, обусловленный зависимостью подвижности электронов от поля [5, 6]. В области ФТП членами рождения и гибели в объеме пренебрегаем. Поскольку для ПС, помимо диффузионного выноса плазмы на стенки, баланс частиц определяется объемными процессами, то при выходе из ПС в область ФТП относительная доля ионизации, в силу экспоненциальной зависимости ионизационного члена от поля, резко падает и не может компенсировать гибель плазмы на стенках трубки. Так, например, в гелии при снижении поля от значения в ПС на 10 % доля ионизации становится менее трети диффузионных потерь и при дальнейшем уменьшении поля перестает играть роль в УБЧ. Детальное сравнение рекомбинационных потерь с диффузионными на основе результатов [7, 8] и температурной зависимости [9] показывает, что учет члена объемной рекомбинации необходим, начиная с температур электронов ниже 0,1—0,16 эВ (для $p = 1,3 \div 9,3$ кПа, $j = 10^{-2}$ А/см²). При этом скорости процессов по каждой ветке ударно-радиационной рекомбинации с участием электронов и атомов близки по величине. Скорость диссоциативной рекомбинации для $p = 1,33$ кПа относительно мала. Для температур ПС объемные рекомбинационные потери больше диффузионных для разных инертных газов при $p \geq 6,5 \div 13$ кПа.

Итак, выпишем (1) без членов гибели и рождения в объеме с коэффициентами переноса, независимыми от давления:

$$(2) \quad \nabla \left(\frac{Dp}{p} \nabla n - \frac{j}{e} \frac{\mu_+ p}{\mu_e p} \right) = 0.$$

Рассмотрим (2) в трубке с осью x в двух предельных случаях: малого и большого давлений. Для малых давлений, не учитывая последний член, находим известное решение с характерным размером по x порядка радиуса трубки [3], когда вынос плазмы из прикатодной области за счет амбиполярной диффузии уравновешивается диффузионным выносом на стенки. С подъемом давления дрейфовый вынос из области КС за счет зависимости подвижности электронов от поля в конце концов начнет преобладать над диффузионным. Оценим величину давления, когда диффузионный член несущественный.

Поскольку диффузионная компонента тока незначительна вплоть до $E/p = 0,03—0,05$ В/(см·торр), то плотность электронов $n \approx j/e\mu_e E$. Так как в гелии [1, 10]

$$(3) \quad D \approx \mu_+ \bar{r} \approx k\mu_+ E/p \quad (k \approx 2 \text{ торр} \cdot \text{см}),$$

то член амбиполярной диффузии

$$(4) \quad F = \frac{d}{dx} D \frac{d}{dx} n = 2\mu_+ \frac{j}{e} \frac{d}{dx} \frac{(-E/p)}{(\mu_e E)^2} \frac{d}{dx} (\mu_e E).$$

Аппроксимируя зависимость подвижности электронов от поля в интервале $0,1 \div 1$ В/(см·торр), согласно [11], в виде

$$(5) \quad \mu_e p = A + \frac{B}{E/p}, \quad A \approx 8,5 \cdot 10^5 \text{ см} \cdot \text{торр}/(\text{В} \cdot \text{с}), \quad B \approx 1,6 \cdot 10^5 \text{ см}/\text{с}$$

и подставляя в (4), запишем

$$(6) \quad F = \left[\frac{(E/p - B/A) \left(\frac{dE/p}{dx} \right)^2 - \frac{E}{p} \frac{d^2}{dx^2} \frac{E}{p}}{(E/p + B/A)} \right]^2 \frac{\mu_+ j/e}{A (E/p + B/A)^2}.$$

С учетом (5) член амбиполярного дрейфа

$$(7) \quad G = \frac{j}{e} \mu_{+p} \frac{d}{dx} \frac{1}{\mu_e p} = \frac{j}{e} \mu_{+p} \frac{B}{(AE/p + B)^2} \frac{dE/p}{dx}.$$

Оценивая $d(E/p)/dx \approx (E/p)_{\text{ПС}}/\Delta x$, $d^2(E/p)/dx^2 \approx (E/p)_{\text{ПС}}/(\Delta x)^2$, где $(E/p)_{\text{ПС}}$ — величина E/p в ПС, Δx — характерный размер неоднородности вдоль оси трубки, из (6), (7) получим

$$(8) \quad \max \left\{ \frac{F}{G} \right\} = \frac{\left[\frac{(E/p)_{\text{ПС}}}{\Delta x} \right]^2}{\frac{p}{2} \frac{B}{A} \frac{(E/p)_{\text{ПС}}}{\Delta x}} \approx \frac{(E/p)_{\text{ПС}}}{0,1 p \Delta x}.$$

Итак, диффузионное решение ($\Delta x \approx R$, R — радиус трубки) перестает быть справедливым, если $pR \geq 10$ торр·см. При амбиполярном дрейфе $\Delta x \approx 0,1 pR^2$ и член амбиполярной диффузии с давлением падает еще быстрее: $\max \{F/G\} \approx (E/p)_{\text{ПС}}/(0,1 pR)^2$.

На основании приведенных оценок УБЧ вместе с граничными условиями и с выражением для плотности тока, состоящим только из дрейфовой компоненты электронного тока, направленной вдоль оси трубки (j_x), и предполагая квазиоднородное решение такое, что $dj_x/dx \ll j/L$ (L — размер ПО), получим задачу с разделяющимися переменными

$$(9) \quad \frac{1}{r} \frac{d}{dr} D (E/p) r \frac{dn}{dr} + \frac{j_x}{e} \mu_+ \frac{d}{dx} \frac{1}{\mu_e (E/p)} = 0,$$

$$|j| \approx j_x = en\mu_e E, \quad 2\pi \int_0^R j_x r dr = I,$$

$$E/p|_{x=0} = (E/p)_0, \quad n|_{r=R} = 0$$

(I — полный ток разряда). Разделив УБЧ на D и подставляя $n = Z(x) \times Y(r)$ в (9), найдем

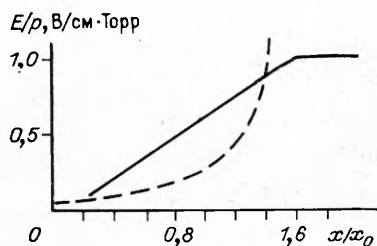
$$(10) \quad Y(r) = J \left(r \sqrt{\frac{E}{T} \nabla_{\nu} \left[\ln \frac{1}{\mu_e} \right]} \right).$$

Как и в теории Шоттки [12], считаем, что граничное условие $n|_{r=R} = 0$ равносильно условию первого обращения в нуль функции Бесселя нулевого порядка ($Y(R) = 0$). Последнее, согласно (10), дает решение вдоль оси трубки

$$(11) \quad dx = \left(\frac{R}{2,4} \right)^2 p \frac{E/p}{T} d \left[\ln \frac{1}{\mu_e p} \right].$$

Интегрируя (11) с верхним пределом, фиксирующим выход на ПС, с учетом (3) запишем

$$(12) \quad \int_0^L dx = \left(\frac{R}{2,4} \right)^2 \frac{p}{2} \ln \frac{1}{p \mu_e (E/p)} \Big|_{(E/p)_0}^{(E/p)_{\text{ПС}}}.$$



Нижний предел интегрирования ($x = 0$ в прикатодной области) определяется границей применимости предложенной модели. В качестве $(E/p)_0$ взята величина поля, равная $0,03 \text{ В/(см}\cdot\text{торр)}$, ниже которой нельзя не учитывать рекомбинацию в объеме и диффузионную компоненту электронного тока. Наконец, зная, что в гелии для $pR \geq 10 \text{ торр}\cdot\text{см}$ $(E/p)_{\text{ис}} \approx 1 \text{ В/(см}\cdot\text{торр)}$ [10], для размера ПО имеем

$$(13) \quad L = pR^2 \cdot 0,087 \ln \frac{4 \cdot 10^6}{10^6} \approx 0,12 pR^2.$$

Задавшись аналитическим видом $\mu_e p = \mu_e p(E/p)$ в интервале $E/p = 0,01 \div 1 \text{ В/(см}\cdot\text{торр)}$, по данным [11], в форме

$$(14) \quad \mu_e p = A + \frac{B}{E/p + C},$$

где $A = 8 \cdot 10^5 \text{ см}^2 \cdot \text{торр}/(\text{В}\cdot\text{с})$; $B = 1,9 \cdot 10^5 \text{ см}/\text{с}$; $C = 2,5 \cdot 10^{-2} \text{ В/(см}\cdot\text{торр)}$, находим распределение поля ФТП. Подставляя (14) в (12) и обращая полученную зависимость относительно E/p , имеем (см. рисунок, штриховая линия)

$$E/p(x) = \left[\frac{A}{B} + \frac{1}{(E/p)_0 + C} \right] \exp\left(-\frac{x}{x_0}\right) - \frac{A}{B} \Big]^{-1} - C, \quad x_0 \approx 0,087 pR^2.$$

Результат экспериментального исследования [4] в описанном нами диапазоне давлений представлен сплошной линией рисунка, размер ФТП дается в виде $pL = a(pR)^2$, $a \approx 0,14 (\text{торр}\cdot\text{см})^{-1}$. Наблюдающаяся пропорциональность L и pR^2 (ср. (13)) определяется зависимостью F от p и R при независимости от этих параметров G (см. (9)). Неудивительным кажется факт наличия аномально большого ФТП только в гелии [4], поскольку уже для Ne и более тяжелых газов нижняя граница давления применимости предложенной модели поднимается пропорционально $T/(E/p)$ (см. (11)) от $p = 10 \text{ торр}$ для гелия ($R = 2 \text{ см}$, условная граница применимости модели $L \approx 2,5 R$) до давлений свыше 50 торр , когда для инертных газов, начиная с Ne, становится значительной доля объемной рекомбинации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Райзер Ю. П. Физика газового разряда.— М.: Наука, 1987.
2. Kagan Yu. M., Cogen S., Avivi P. The Faraday dark space of a He glow discharge // J. Appl. Phys.— 1988.— V. 63, N 1.
3. Грановский В. А. Электрический ток в газе. Установившийся ток.— М.: Наука, 1971.
4. Rutherford A., Wilke Ch. Investigation of very long Faraday dark spaces // XI Intern. conf. on phenomena in ionized gases, Prague, 1973: Contr. pap.
5. Высокыйло Д. И. Амбиполярный дрейф // ТВТ.— 1985.— Т. 23, № 4.
6. Акишев Ю. С., Высокыйло Д. И., Напартович А. П., Пономаренко В. В. Исследование квазистационарного разряда в азоте // ТВТ.— 1980.— Т. 18, № 2.
7. Berlande J., Cheret M., Deloche R. et al. Pressure and electron density dependence of the electron — ion recombination coefficient in helium // Phys. Rev.— 1970.— V. 1A, N 3.
8. Deloche V., Confalone A., Cheret M. Mesure en fonction de la pression, de la variation du coefficient de recombination electron — ion, dans de l'hélium faiblement ionisé, en regime de relaxation // Comp. rend. Acad. sci.— 1968.— V. 267, N 18.
9. Смирнов Б. М. Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме.— М.: Наука, 1988.
10. Энгель А. Ионизированные газы.— М.: Физматгиз, 1959.
11. Мак-Даниель И. Процессы столкновений в ионизированных газах.— М.: Мир, 1967.
12. Schottky W. Diffusions Theorie der positiven Säule // Phys. Z.— 1924.— Bd 25, N 23.

г. Новосибирск

Поступила 14/VII 1989 г.