

поля в кристалле ТС возникает отрицательный ОЗ в прикатодной части структуры. Дрейфовая подвижность термализованных позитронов в ТС является аномально большой по сравнению с подвижностью электронов.

### Литература

- [1] Варисов А. З. ФТТ, 1986, т. 28, № 7, с. 2173—2174.
- [2] Варисов А. З. ФТТ, 1983, т. 25, № 7, с. 2210—2212.
- [3] Brandt W., Paulin R. Phys. Rev. B, 1977, v. 15, N 5, p. 2511—2518.
- [4] Mills A. P., Pfeiffer L. Phys. Rev. Lett., 1976, N 36, p. 1389—1393.
- [5] McKenzie J. K., Ghorayshi P. Z. Sol. St. Commun, 1985, v. 55, N 2, p. 125—127.
- [6] Дедык А. И., Прудан А. М., Тер-Мартirosян Л. Т. ФТТ, 1985, т. 27, № 6, с. 1615—1619.
- [7] Kögel G., Trijshäuser W. Red. Eff., 1983, v. 78, p. 221—230.
- [8] Вендик О. Г., Дедык А. И., Дмитриева Р. В. и др. ФТТ, 1984, т. 26, № 3, с. 684—689.
- [9] Бурсиан Э. В. Нелинейный кристалл. Титанат бария. М.: Наука, 1974. 295 с.

Ленинградский электротехнический институт им. В. И. Ульянова (Ленина)

Поступило в Редакцию  
26 марта 1987 г.

УДК 537.525

Журнал технической физики, т. 58, в. 10, 1988

## ОСОБЕННОСТИ ОТРИЦАТЕЛЬНОГО СВЕЧЕНИЯ, РАСПОЛОЖЕННОГО ВНУТРИ ПОЛОГО КАТОДА ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА

Б. И. Москалев

Разделение плазмы внутри полого катода тлеющего разряда на области отрицательного свечения и положительного столба, отграничивающиеся друг от друга участком, где электроны движутся против задерживающего их электрического поля, приводит к характерным особенностям, учет которых весьма важен при конструировании газоразрядных приборов на полом катоде [1]. Вопрос о наличии или отсутствии отрицательного электрического поля между зонами отрицательного свечения и положительного столба в тлеющем разряде как с полым, так и плоским катодом имеет принципиальное физическое значение [2, с. 180]. В [3] отрицательное электрическое поле наблюдалось внутри полого катода в направлении потока быстрых электронов, идущих от глухой стенки (дна) полости. Однако для анализа явлений в плазме, приводящих к появлению отрицательного электрического поля, гораздо более удобно использовать полый катод без дна. Такой катод был собран в экспериментальном макете с плоским зондом диаметром 1.5 мм, способным к передвижению по оси полости. Катод, аналогичный по конструкции использованному в [3], состоял из четырех открытых секций прямоугольного сечения размерами  $34 \times 72 \times 50$  мм с небольшими зазорами между ними. Для измерения параметров плазмы использовалась лентмюровская методика экспериментов, разработанная для условий полого катода под руководством Б. Н. Клярфельда.

### 1. Экспериментальные результаты

При давлении неона 40 Па и токе 15 мА отрицательное свечение целиком заполняет прямоугольную полость размерами  $34 \times 72 \times 200$  мм. На рис. 1 приведены распределения по оси отрицательного свечения потенциала пространства и концентрации электронов  $n_e$ , а также кривая направленного тока  $I_{\text{напр}}$  в поперечных сечениях полости, иллюстрирующие основные особенности отрицательного свечения в случае его расположения внутри полого катода.

Одним из отличий отрицательного свечения внутри полого катода от отрицательного свечения, располагающегося у плоского катода тлеющего разряда, является рост направленного тока при приближении к аноду в первом случае в противоположность его постоянству для второго случая. Кроме того, в случае отрицательного свечения внутри полого катода поток быстрых электронов из зоны катодного падения перпендикулярен вектору направленного тока и не участвует в переносе тока к аноду.

С другой стороны, наличие максимума в кривой распределения концентрации  $n_e$  по длине отрицательного свечения (рис. 1) относится к чертам, обобщающим явления в обоих случаях.

Что же касается уверенно повторяемого в серии экспериментов наличия отрицательного электрического поля в плазме отрицательного свечения в полом катоде (кривая  $\varphi=f(x)$ ), то существование подобного поля в отрицательном свечении у плоского катода подвергалось сомнению со времени появления самых первых публикаций [4, с. 299], а в настоящее время категорически отрицается [2, с. 180].

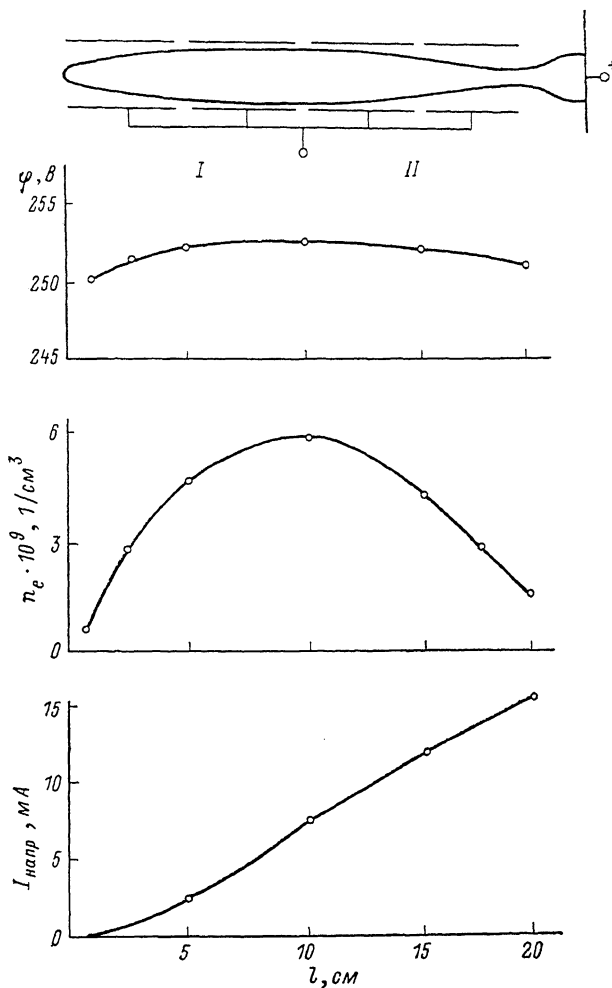


Рис. 1.

## 2. Теоретическая модель проведения направленного тока в полом катоде

Рассмотрим механизм проведения направленного тока к аноду в отрицательном свечении внутри полого катода, приняв следующие допущения и обозначения:  $n = n_e = n_p$  — концентрация заряженных частиц в плазме;  $\vec{j}_e, \vec{j}_p$  — электронная и ионная компоненты направленного тока;  $\vec{j}$  — общая плотность направленного тока;  $\mu_e, \mu_p$  — подвижности электронов и ионов;  $D_e, D_p$  — коэффициенты диффузии электронов и ионов;  $e$  — заряд электрона;  $\vec{E} = -\text{grad } \varphi$  — напряженность электрического поля;  $\varphi$  — потенциал. Тогда для осевого направления в векторной форме

$$\vec{j} = \vec{j}_e - \vec{j}_p, \quad (1)$$

$$\vec{j}_e = -n\mu_e e \vec{E} - e D_e \text{grad } n, \quad \vec{j}_p = n\mu_p e \vec{E} - e D_p \text{grad } n. \quad (2), (3)$$

Уравнения (1)—(3) отличаются от уравнений для отрицательного свечения, расположенного у плоского катода, кроме условия  $|\vec{j}| \neq \text{const}$ , тем, что в них отсутствует член, учиты-

вающий перенос тока потоком направленных быстрых электронов, разогнанных в зоне катодного падения потенциала. Это обстоятельство позволяет более четко выявить физическую картину прохождения тока через зону отрицательного свечения, особенно если не пренебрегать вторым членом в правой части уравнения (3), что часто делают исходя из условия  $D_p \ll D_e$ .

Определив из (3)  $\bar{E}$  как

$$\bar{E} = \frac{j_p + eD_p \text{grad } n}{n\mu_p e}$$

и подставив его в (2), получим

$$\bar{j}_e = -n\mu_e e \frac{j_p + eD_p \text{grad } n}{n\mu_p e} - eD_e \text{grad } n. \quad (4)$$

Выразив в (4)  $\bar{j}_p$  через  $\bar{j}$  и  $\bar{j}_e$ , исходя из (1), имеем

$$\bar{j}_e = \frac{\mu_e}{\mu_p + \mu_e} \bar{j} - \frac{\mu_e D_p + \mu_p D_e}{\mu_p + \mu_e} e \text{grad } n. \quad (5)$$

В полученном выражении дробный коэффициент второго члена правой части представляет собой формулу коэффициента амбиполярной диффузии  $D_a$ , что позволяет записать (5) как

$$\bar{j}_e = \frac{\mu_e}{\mu_p + \mu_e} \bar{j} - D_a e \text{grad } n. \quad (6)$$

Аналогичным образом для ионной компоненты тока можно получить

$$\bar{j}_p = -\frac{\mu_p}{\mu_p + \mu_e} \bar{j} - D_a e \text{grad } n. \quad (7)$$

В обычном случае амбиполярной диффузии  $\bar{j}_e = \bar{j}_p$  и общий ток равен нулю ( $\bar{j} = \bar{j}_e - \bar{j}_p = 0$ ). В рассматриваемом здесь случае амбиполярной диффузии  $\bar{j}_e \neq \bar{j}_p$ , поскольку разность между электронной и ионной компонентой тока должна обеспечить направленный ток к аноду.

Так как в рассматриваемом полом катоде ввиду его осевой симметрии векторы  $\bar{E}$ ,  $\text{grad } n$ ,  $\bar{j}$ ,  $\bar{j}_e$  и  $\bar{j}_p$  направлены по оси катода, запишем уравнения (6) и (7) в скалярной форме, расположив ось  $x$  по оси катодной полости

$$j_e = \frac{\mu_e j}{\mu_p + \mu_e} - eD_a \frac{dn}{dx}. \quad (8)$$

$$j_p = -\frac{\mu_p j}{\mu_p + \mu_e} - eD_a \frac{dn}{dx}. \quad (9)$$

Такая запись позволяет вычислить электронную и ионную компоненты тока в любой точке отрицательного свечения внутри полого катода из экспериментально определенных величин  $j$  и  $dn/dx$  (рис. 1).

### 3. Сравнение теории с экспериментом

Из рассмотрения выражений (8) и (9) делаем следующие заключения. На участке I слева от максимального значения концентрации (рис. 1), где  $dn/dx > 0$ , электронная компонента направленного тока обусловлена наличием электрического поля  $E$ , поскольку диффузионный поток электронов направлен в сторону, противоположную току. На участке II справа от максимального значения концентрации (где  $dn/dx < 0$ ) диффузионный поток электронов направлен в ту же сторону, что и направленный ток, вследствие чего наличие электрического поля, ускоряющего электроны в направлении к аноду, в этой области неизбежно, поле может быть нулевым и даже иметь противоположное направление, что и подтверждается экспериментальными данными (рис. 1).

Справедливость выражений (8) и (9) можно проверить экспериментально. Для этой цели исключим из уравнений (1)–(3) не  $E$ , а величины  $\bar{j}_e$  и  $\bar{j}_p$ . Тогда для точек на оси полого катода выражение для  $E$  в скалярной форме примет вид

$$E = -\frac{j + e(D_e - D_p) \frac{dn}{dx}}{e(\mu_e + \mu_p)n}. \quad (10)$$

Если формулы (8) и (9) справедливы, то значение электрического поля  $E$  в каждой точке  $x$  на оси полого катода можно, с одной стороны, рассчитать по формуле (10), пользуясь экспериментально определенными кривыми распределения по оси катодной полости величин  $j$ ,  $dn/dx$  и  $n$  (рис. 1), а также известными из литературы значениями  $D_e$ ,  $D_p$ ,  $\mu_e$ ,  $\mu_p$ . С другой стороны,  $E$  можно непосредственно определить экспериментально из зондовых измерений как производную кривой  $\varphi=f(x)$  на рис. 1.

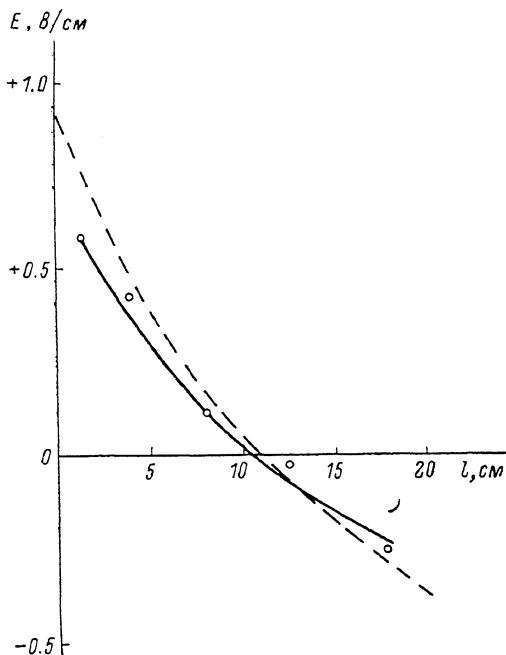


Рис. 2.

Сравнение теоретической кривой (штриховая линия) и экспериментальной кривой (точки) изменения градиента электрического поля вдоль по оси катодной полости показано на рис. 2 (неон, давление 40 Па, ток 15 мА, полый катод  $34 \times 72 \times 200$  мм).

Как из непосредственных экспериментальных данных, так и из предложенной в работе модели проведения направленного тока к аноду в полом катоде следует достоверность существования в плазме полого катода участка с отрицательным электрическим полем, ограничивающего области отрицательного свечения и положительного столба.

Автор выражает благодарность Ю. А. Вецгайлису и В. С. Алейникову за помощь в проведении данной работы.

#### Литература

- [1] Москалев Б. И. Разряд с полым катодом. М.: Энергия, 1969. 184 с.
- [2] Райзер Ю. П. Основы современной физики газоразрядных процессов. М.: Наука, 1980. 415 с.
- [3] Moskalev B. I. Proc. 9th Intern. Conf. on phenomena in Ionised Gases, Bucharest, 1969, p. 156.
- [4] Дарроу К. К. Электрические явления в газах. Харьков: Киев: ОНТИ, 1937.

Поступило в Редакцию  
21 мая 1987 г.