

УДК 533.525.1

АНОДНАЯ ОБЛАСТЬ  
СЛАБОТОЧНОГО ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА  
НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ В НЕОНЕ

Ю. Б. Голубовский, В. И. Колобов, Ш. Х. аль-Хават

Рассмотрена двумерно-неоднородная анодная область тлеющего разряда в условиях нелокальности функции распределения электронов. Экспериментально исследованы пространственные распределения электронов по энергии, а также потенциала электрического поля и свечения различных линий вблизи анода. Рассмотрено формирование слоя объемного заряда в пролетном и столкновительном режиме и распределение параметров прианодной плазмы при заданном профиле потенциала. Разработанная кинетическая теория позволяет объяснить тонкие кинетические эффекты, наблюдаемые в эксперименте.

В работе [1] теоретически и экспериментально была исследована функция распределения электронов (ФР) в прианодной квазинейтральной плазме слабо-точного тлеющего разряда низкого давления в неоне. В данной работе рассмотрен слой объемного заряда у анода. На основе полученных ФР в плазме и в слое и измеренного профиля потенциала в плазме рассматриваются процессы в двумерно-неоднородной анодной области, включающей квазинейтральную плазму и слой объемного заряда. Результаты расчета сопоставляются с данными эксперимента для неона при давлениях 0.1—1 Тор и токах 1—100 мА в трубке радиуса 1.4 см.

Обнаружен и объяснен целый ряд кинетических эффектов.

а) Обеднение ФР медленными электронами в прианодной плазме и связанный с этим спад концентрации плазмы на достаточно больших расстояниях от анода при визуальной однородности свечения [1].

б) Изменение радиального профиля концентрации прианодной плазмы за счет разного стока электронов на анод в различных радиальных точках разрядной трубки.

в) Спад свечения линий на малых расстояниях от анода, связанный со стоком быстрых электронов на анод и не связанный со спадом концентрации плазмы [1].

г) Более узкое радиальное распределение свечения спектральных линий по сравнению с радиальным распределением концентрации плазмы, зависимость радиального распределения свечения от радиального профиля потенциала и от потенциала возбуждения спектральных линий.

д) Перераспределение относительных интенсивностей и радиальных распределений свечения спектральных линий в светящейся пленке у анода по сравнению с прианодной плазмой. Эта пленка может быть отождествлена со слоем объемного заряда.

## 1. Исходные уравнения

Будем рассматривать процессы в анодной области в потенциале, схематически изображенном на рис. 1, где эквипотенциальный анод сопряжен с плазмой посредством положительного анодного падения в слое объемного заряда. Тепловые электроны в плазме заперты радиальным полем и стекают на анод

за счет диффузии с сохранением полной энергии (потери энергии при упругих столкновениях в наших условиях пренебрежимо малы). Быстрые электроны, которые осуществляют возбуждение и ионизацию, сосредоточены в основном вблизи оси разряда (отмечены штриховкой в области II; рис. 1) и могут уходить на стенку, когда их полная энергия превысит потенциал стенки. В слое объемного заряда толщиной, много меньшей, чем длина неупругих ударов, ФР может быть рассчитана без учета неупругих ударов, а затем на основе полученной ФР можно вычислить частоты процессов возбуждения и ионизации. Процессы в анодном слое объемного заряда будем анализировать на основе уравнения Пуассона, кинетического уравнения для электронов и гидродинамического уравнения для ионов. Так как слой является тонким по сравнению

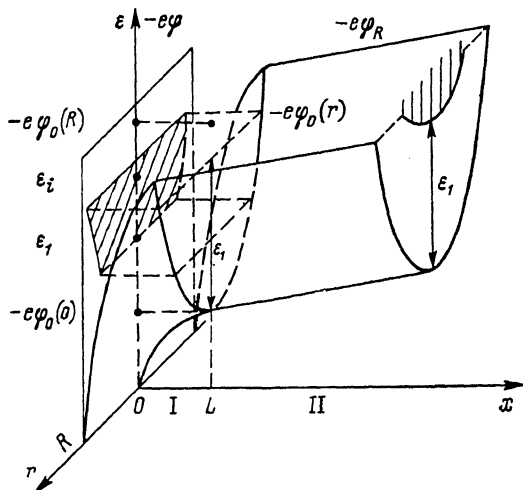


Рис. 1. Схематический профиль потенциала в анодной области.

I — слой объемного заряда, II — прианодная плазма.  $\varphi(x=L, r) = \varphi_0(r)$  — анодное падение;  $\varphi(x, R) = \varphi_R(x)$  — потенциал стенки разрядной трубки;  $\epsilon_1, \epsilon_i$  — потенциалы возбуждения и ионизации атомов. Радиальное распределение электронов, ускоренных анодным падением до энергий, достаточных для возбуждения, показано штриховкой у анода.

с радиусом трубки  $R$ , то для описания его можно использовать одномерные уравнения, в которые радиальная координата входит как параметр.

$$r_D^2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} = N_i - N_e, \quad (1)$$

$$v_x \frac{\partial}{\partial x} f(v_x, v_r, x, r) + \frac{\epsilon_1}{m} \frac{\partial \Psi}{\partial x} \frac{\partial}{\partial v_x} f(v_x, v_r, x, r) = S, \quad (2)$$

$$\partial \Gamma_x / \partial x = I(f), \quad (3)$$

где  $\Psi(x, r) = e\varphi(x, r) / \epsilon_1$  — безразмерный потенциал ( $\epsilon_1$  — порог возбуждения);  $N_i = n_i / n_c$ ,  $N_e = n_e / n_c$  — безразмерные концентрации ионов и электронов;  $n_c(r)$  — концентрация плазмы на границе со слоем;  $r_D(r) = (\epsilon_1 / 4\pi e^2 n_c(r))^{1/2}$  — характерный размер слоя;  $\Gamma = -b_i n_i \nabla \varphi$  — поток ионов в пренебрежении тепловым движением ионов,  $I(f)$  — пространственная плотность источников ионизации в слое;  $v_x, v_r$  — аксиальная и радиальная составляющие скорости;  $S$  — интеграл упругих столкновений с атомами.

Граничные условия для (1), (3) имеют вид

$$\Psi|_{x=0} = 0, \quad \Psi|_{x=L} = \Psi_0(r), \quad \Gamma_x|_{x=0} = 0,$$

$\Psi_0(r)$  — потенциал на границе слоя с плазмой  $x=L$  (анодное падение). Как показано в [2], можно пренебречь концентрацией ионов в уравнении (1), а уравнение (3) проинтегрировать по  $x$  от 0 до  $L$  и свести к граничному условию для потенциала

$$-b_i n_c(r) \frac{\partial \varphi_0}{\partial x} \Big|_L = \int_0^L I(x, r) dx \equiv \Gamma_x(L, r). \quad (4)$$

Условие (4) отражает тот факт, что все родившиеся в слое ионы выносятся в плазму.

## 2. Функция распределения электронов

Решение кинетического уравнения (2) зависит от соотношения толщины слоя  $L$  и длины пробега электронов  $\lambda$ . На расстояниях  $x < \lambda$  электроны движутся без столкновений с сохранением полной энергии и поперечного импульса. Решение (2) при  $S=0$  имеет вид

$$f(v, \theta, x, r) = f(v_0, \theta_0, r),$$

где текущие значения скорости  $v(x)$  и угла  $\theta(x)$  между направлением скорости и полем удовлетворяют законам сохранения поперечного импульса  $v \sin \theta = v_0 \sin \theta_0$  и полной энергии  $\varepsilon = mv^2/2 - e\varphi(x, r) = mv_0^2/2 - e\varphi_0(r)$ , а  $f(v_0, \theta_0, r)$  есть ФР на расстояниях  $x \sim \lambda$ . Она может быть приближенно представлена в виде суммы изотропной и анизотропной составляющих  $f = f_0 + \cos \theta_0 f_1$  [2]

$$f(v_0, \theta_0, r) = \begin{cases} (0.71 - \cos \theta_0) \lambda \frac{\partial f_0}{\partial x} \Big|_{x \sim \lambda} & \text{при } \pi/2 < \theta_0 < \pi, \\ 0 & \text{при } 0 < \theta_0 < \pi/2, \end{cases} \quad (5)$$

причем анизотропная составляющая порядка изотропной.

Если же толщина слоя  $\lambda < L < \lambda^*$  ( $\lambda^*$  — длина неупругих ударов), то ФР в слое почти изотропно,  $f_1 \ll f_0$ , а уравнение для  $f_0$  в переменных  $x, \varepsilon$  имеет вид [1]

$$\frac{\partial}{\partial x} D \frac{\partial f_0}{\partial x} = 0, \quad D(\varepsilon, x, r) = v^3/\nu, \quad (6)$$

$\nu(v)$  — частота упругих ударов.

Граничными условиями для (6) являются условие (5) при  $x \sim \lambda$  и условие сшивания с ФР в плазме при  $x=L$ . ФР в плазме на расстояниях от анода, больших  $R/2.4$ , и при заданном профиле потенциала  $\psi = -x/\lambda_e - \beta (r/R)^2$ ,  $\lambda_e = \varepsilon_1/eE$  получается при усреднении по радиальным пролетам [1] и в приближении черной стенки имеет вид

$$f_0(\varepsilon, x) = \Phi \int_0^x \frac{dx'}{\bar{D}(\varepsilon, x')}, \quad \zeta = \begin{cases} 0 & \text{при } -e\varphi_0(0) < \varepsilon < \varepsilon_1 - e\varphi_0(0), \\ \lambda_e \frac{\varepsilon - \varepsilon_1 + e\varphi_0(0)}{\varepsilon_1} & \text{при } \varepsilon > \varepsilon_1 - e\varphi_0(0), \end{cases} \quad (7)$$

где  $\bar{D}(\varepsilon, x)$  — усредненный по радиальным пролетам «коэффициент диффузии»  $D(\varepsilon, x, r)$ ;  $\Phi$  определяется током разряда

$$i = \frac{8\pi^2 e \Phi \varepsilon_1}{3m} \int_0^R r dr (1 + x/\lambda_e + \Psi(x, r)).$$

Поправка к ФР (7), зависящая от радиальной координаты, имеет величину  $\sim (R/\lambda_e)^2$  и является существенной на расстояниях  $x \sim R$  от анода. Если радиальный профиль потенциала близок к прямоугольному или имеет место зависимость  $\nu(v) \sim v^3$ , то ФР не зависит от радиальной координаты, что мы и будем предполагать в дальнейшем.

## 3. Слой в пролетном режиме

Пренебрегая вкладом в концентрацию быстрых электронов с  $\varepsilon > -e\varphi_0(0)$  (рис. 1), найдем концентрацию электронов в слое

$$n_e = \pi v_1^{3/2} \int_{-1}^1 d\mu_0 \int_{-\Psi_0(r)}^{-\Psi_0(R)} d\eta \sqrt{\eta + \Psi} f(\eta, \mu), \quad \mu = \cos \theta, \quad v_1 = \left(\frac{2\varepsilon_1}{m}\right)^{1/2}.$$

Используя (5), (7), получаем

$$n_e(x, r) = 2\pi v_1 \Phi \int_{-\Psi_0(r)}^{\Psi_0(R)} d\eta \sqrt{\eta + \Psi} \int_{-1}^{-(v_1/v)\sqrt{\Psi_0 - \Psi}} d\mu \frac{0.71 - \mu_0}{\eta + \Psi_0} = 2\pi \Phi v_1 N_e(x, r), \quad (8)$$

где

$$N_e(x, r) = 1.21 \sqrt{\Psi_0(R) - \Psi} - 1.71 \sqrt{\Psi_0 - \Psi} + \frac{\Psi_0 - \Psi}{2\sqrt{\Psi_0(R) - \Psi_0}} \times \\ \times \ln \frac{\sqrt{\Psi_0(R) - \Psi} + \sqrt{\Psi_0 - \Psi}}{\sqrt{\Psi_0 - \Psi}} - 0.71 \sqrt{\Psi_0 - \Psi} \ln \frac{\sqrt{\Psi_0(R) - \Psi} + \sqrt{\Psi_0 - \Psi}}{2\sqrt{\Psi_0 - \Psi}}.$$

Концентрация плазмы на границе со слоем получается из (8) при  $\Psi = \Psi_0$

$$n_e(r) = 2\pi \Phi v_1 \cdot 1.21 \sqrt{\Psi_0(R) - \Psi_0(r)}, \quad n_e(0) \approx 2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}. \quad (9)$$

Пространственная плотность ионизации в слое в пренебрежении вкладом электронов с  $\varepsilon > -e\varphi_0(R)$  есть

$$I = \pi v_1^{3/2} \int_{-1}^1 d\mu_0 \int_{\tilde{\varepsilon}_i - \Psi}^{-\Psi_0(R)} d\eta \sqrt{\eta + \Psi} v_i f(\eta, \mu).$$

С использованием ФР (5), (7)

$$I(x, r) = \pi Q \varepsilon_1 v_1 \Phi \int_{\zeta}^{-\Psi_0(R)} d\eta \sqrt{\eta + \Psi} (\eta + \Psi - \tilde{\varepsilon}_i) \int_{-1}^{-(v_1/v)\sqrt{\Psi_0 - \Psi}} d\mu \frac{0.71 - \mu_0}{\eta + \Psi_0}, \quad (10)$$

где

$$\zeta = \begin{cases} \tilde{\varepsilon}_i - \Psi & \text{при } \tilde{\varepsilon}_i - \Psi > -\Psi_0(r), \\ -\Psi_0(r) & \text{при } \tilde{\varepsilon}_i - \Psi < -\Psi_0(r), \end{cases} \quad \tilde{\varepsilon}_i = \varepsilon_i / \varepsilon_1, \quad v(v) = Q \left( \frac{mv^2}{2} - \varepsilon_i \right).$$

Для неона  $Q = 1.15 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1} \cdot \text{эВ}^{-1}$ ,  $\varepsilon_1 = 21.5 \text{ эВ}$ ,  $\varepsilon_i = 16.5 \text{ эВ}$ .

Для определения полного числа ионизаций в слое

$$\Gamma = \int_0^{x_1} I(x) dx,$$

где

$$\Psi(x_1) - \Psi_0(0) = \tilde{\varepsilon}_i - \Psi_0(R),$$

учтем аналогично [2], что вся ионизация сосредоточена на расстояниях  $x_1 < L$  вблизи анода (рис. 1), поэтому

$$\Psi_0(R) \sim \tilde{\varepsilon}_i + \Psi_0(0), \quad \Psi \ll 1, \\ \Gamma(\Psi_0) = \pi \Phi Q \varepsilon_1 v_1 \frac{(\Psi_0(R) - \Psi_0(0) - \tilde{\varepsilon}_i)^3}{3\Psi'(0, r) (\tilde{\varepsilon}_i - \Psi_0)} \times \\ \times \left\{ 1.21 \sqrt{\tilde{\varepsilon}_i - 0.71 \sqrt{\Psi_0}} - \frac{\Psi_0}{2\sqrt{\tilde{\varepsilon}_i - \Psi_0}} \ln \frac{\sqrt{\tilde{\varepsilon}_i - \Psi_0} + \sqrt{\tilde{\varepsilon}_i}}{\sqrt{\Psi_0}} \right\}. \quad (11)$$

где  $\Psi'(0, r)$  — поле анода (12). Формулы (9)—(11) являются обобщением соответствующих формул работы [2] для радиально-неоднородного слоя. Профиль потенциала в слое определяется решением (1) с  $N_e(\Psi)$  (8). Решение, соответствующее малому полю на границе с плазмой, имеет вид

$$r_D \Psi' = -\sqrt{-2U(\Psi)}, \quad (12)$$

где

$$U(\Psi) = \int_{\Psi}^{\Psi_0} N_e(\Psi') d\Psi'.$$

Интегрируя (12), получим распределение потенциала в слое

$$-\int_0^{\Psi} \frac{d\Psi'}{\sqrt{-2U(\Psi')}} = \frac{x}{r_D}. \quad (13)$$

Анодное падение  $\Psi_0(r)$  определяется из сшивки с плазменным решением для потенциала  $\Psi$ . На рис. 2, а построено распределение потенциала (13) при  $\Psi_0(0) = 0.4$  и  $N_e(x)$  (8) в этом потенциале.

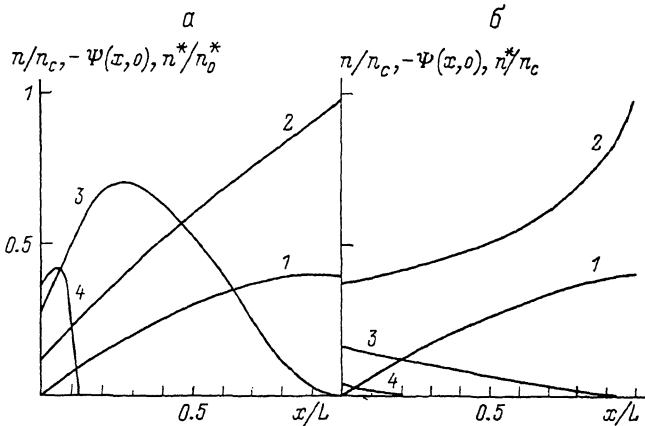


Рис. 2. Аксиальные распределения параметров в столкновительном (а) и пролетном (б) слое на оси разряда.

1 — профиль потенциала, рассчитанный по формулам (16) и (13); 2 — профиль концентрации электронов (15) и (8); 3, 4 — число быстрых электронов с кинетическими энергиями, превышающими потенциал возбуждения  $\varepsilon_1$  и потенциал ионизации  $\varepsilon_i$ .

#### 4. Слой в столкновительном режиме

ФР в столкновительном слое

$$f_0(\varepsilon, x, r) = \Phi \int_{-0.71\lambda}^x \frac{dx'}{D(\varepsilon, x', r)} \quad (14)$$

получается интегрированием (6) с граничными условиями (5), (7). Решение (14) является особенно простым для  $D = \text{const}$ . При этом концентрация электронов в слое

$$n_e(x, \Psi) = \Phi \frac{2x}{3\lambda_\varepsilon} \{(\Psi_0(R) - \Psi)^{3/2} - (\zeta - \Psi)^{3/2}\} + 0.71\Phi \frac{\lambda}{2\lambda_\varepsilon} \{\sqrt{\Psi_0(R) - \Psi} - \sqrt{\zeta - \Psi}\}. \quad (15)$$

При  $\zeta = \phi_0(r)$  формула (15) дает концентрацию электронов, при

$$\zeta = \begin{cases} \varepsilon_k - \Psi & \text{при } \varepsilon_k - \Psi > -\Psi_0 \\ -\Psi_0 & \text{при } \varepsilon_k - \Psi < -\Psi_0 \end{cases}$$

— число быстрых электронов с кинетической энергией, большей  $\varepsilon_k$ . В отличие от пролетного режима концентрация электронов явно зависит не только от потенциала  $\Psi$ , но и от координаты  $x$ , что делает невозможным интегрирование (1) в квадратурах. Конкретные расчеты можно провести, аппроксимируя распределение потенциала в слое, например, зависимостью типа

$$\Psi = -\Psi_0(r) \left[ 1 - \left( \frac{x}{L} - 1 \right)^2 \right] - eE_0 x / \varepsilon_1, \quad (16)$$

соответствующей слабому полю  $E_0$  на границе с плазмой. На рис. 2, б представлено распределение на оси разряда концентрации электронов и числа быстрых электронов с энергиями, превышающими потенциал ионизации  $\varepsilon_i$  и возбуждения  $\varepsilon_1$ , рассчитанное с использованием (15)–(16).

## 5. Профили параметров в плазменной области

Пространственные распределения концентрации и свечения в прианодной плазме можно найти по ФР. Для расчета концентрации плазмы можно использовать ФР в приближении черной стенки (7), поскольку вклад быстрых электронов в концентрацию мал. Рассчитаем ФР (7) для неона, усредняя  $D$  по радиальному  $\Pi$ -образному потенциалу, поскольку результаты усреднения по  $\Pi$ -образному и параболическому потенциалу при  $\beta \ll 1$  не сильно отличаются [1]. С полученной ФР найдем двумерное распределение концентрации в экспериментально измеренном радиальном потенциале  $\bar{\varphi}$

$$n(x, \bar{\varphi}) = n_0 \left\{ (1 - \bar{\varphi})^{3/2} - (1 - \xi - \bar{\varphi})^{3/2} + 3(\xi + \bar{\varphi}) \sqrt{1 - \xi - \bar{\varphi}} - 3\bar{\varphi} \sqrt{1 - \bar{\varphi}} + 3\bar{\varphi}^{3/2} \arctg \sqrt{\frac{1 - \bar{\varphi}}{\bar{\varphi}}} - 3(\xi + \bar{\varphi})^{3/2} \arctg \sqrt{\frac{1 - \xi - \bar{\varphi}}{\xi + \bar{\varphi}}} \right\}, \quad (17)$$

где

$$n_0 = \frac{8\pi\nu_1\varepsilon_1}{9eE_0} \Phi \approx 3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$$

— концентрация в столбе на оси разряда,  $\xi = x/\lambda_e$ ,  $\bar{\varphi}$  — радиальный потенциал, члены с  $1 - \xi - \bar{\varphi}$  отличны от нуля при  $1 - \xi - \bar{\varphi} > 0$  и полагаются нулем в противном случае. По формуле (17) проводились вычисления с использованием экспериментальных данных о радиальном потенциале  $\bar{\varphi}$ .

Скорости возбуждения и ионизации в плазме пропорциональны числу быстрых электронов с кинетическими энергиями, превышающими порог возбуждения и ионизации. Для вычисления числа быстрых электронов использовалась асимптотика ФР быстрых электронов [1] в виде

$$f_0(\eta, \xi) = \Phi \sqrt{\frac{\pi}{2\Delta}} A^{-3/4} \frac{1}{\Gamma(3/4)} e^{-A\Delta^{1/2}} (1 - e^{-A\xi(2\Delta + \xi)}), \quad (18)$$

где  $\Delta = \eta - 1 - \xi$ ,  $\eta = \varepsilon/\varepsilon_1$ ,  $\Gamma(z)$  — гамма-функция, величина  $A$  определяет энергетический масштаб в неупругой области  $kT_1 = \varepsilon_1 \sqrt{2/A}$ . С помощью (18) можно описать спад свечения спектральных линий с разными потенциалами возбуждения  $\varepsilon_k$  по радиусу вблизи анода. Распределение интенсивности свечения по отношению к интенсивности на оси столба имеет вид

$$I(\xi, \bar{\varphi}, \eta_k) = \left[ \operatorname{erfc} \left( \sqrt{\frac{A}{2}} (\eta_k - 1 - \bar{\varphi}) - e^{A\xi} \operatorname{erfc} \left( \sqrt{\frac{A}{2}} (\eta_k - 1 - \bar{\varphi}) + \sqrt{2A\xi} \right) \right) \right] \operatorname{erfc} \left( \sqrt{\frac{A}{2}} (\eta_k - 1) \right), \quad (19)$$

где

$$\eta_k = \varepsilon_k/\varepsilon_1, \quad \operatorname{erfc} x = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^\infty e^{-y^2} dy.$$

## 6. Результаты экспериментов и их обсуждение

Для разряда в неоне при давлении 1 Тор и токах 1–15 мА были выполнены измерения ФР по длине и по радиусу с использованием подвижных зондов и подвижного анода, что позволило исследовать пространственное распределение параметров плазмы в прианодной области. ФР измерялись на расстояниях начиная с 0.5 см от анода через каждый сантиметр вплоть до положительного столба в пяти точках по радиусу. Результаты для ФР на оси разряда приведены в работе [1]. ФР в разных точках по радиусу разряда в столбе и на расстоянии 1 см от анода приведены на рис. 3. Из этого рисунка видно, что характер деформации ФР по радиусу соответствует теоретическим представлениям. С точки зрения теории, ФР зависит от полной энергии  $\varepsilon$  и в точке,

сдвинутой от оси разряда на величину  $r$ , ФР по полной энергии должна начинаться с  $\epsilon = e\varphi(r)$  и при  $\epsilon > e\varphi(r)$  совпадать с ФР на оси. Различие между теорией и экспериментом может быть связано как с систематическими ошибками зондовых измерений, так и с поправкой к ФР, зависящей от радиальной координаты, наиболее существенной при малых энергиях и вблизи анода. Экспериментальные данные о потенциале пространства, полученные из ФР, позволяют

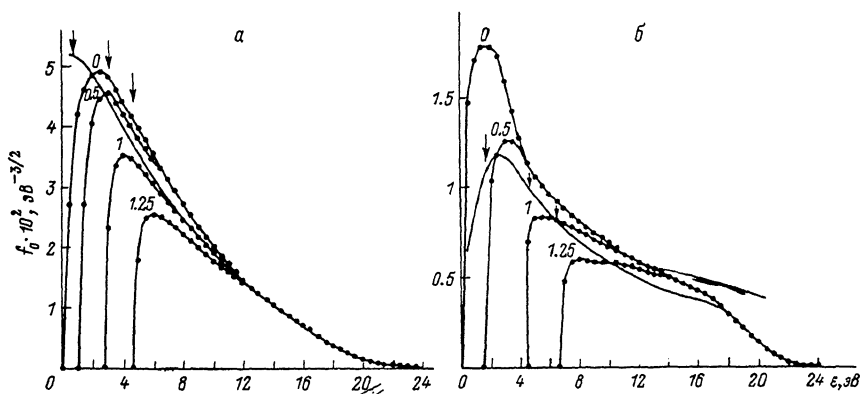


Рис. 3. ФР в различных точках по радиусу разрядной трубки в столбе (а) и на расстоянии 1 см от анода (б).

Цифры у кривых — расстояние от оси в см. Точки — эксперимент, сплошная кривая — расчет согласно работе [1]. Стрелками показан потенциал пространства.

построить двумерный профиль потенциала в прианодной плазме, качественно изображенный на рис. 1.

Были выполнены измерения свечения спектральных линий в прианодной области при давлениях 0.1—1 Тор и токах 1—100 мА с пространственным разрешением  $\sim 0.5$  мм по длине и по радиусу разряда. Наблюдаются следующие характерные особенности свечения (рис. 4, в).

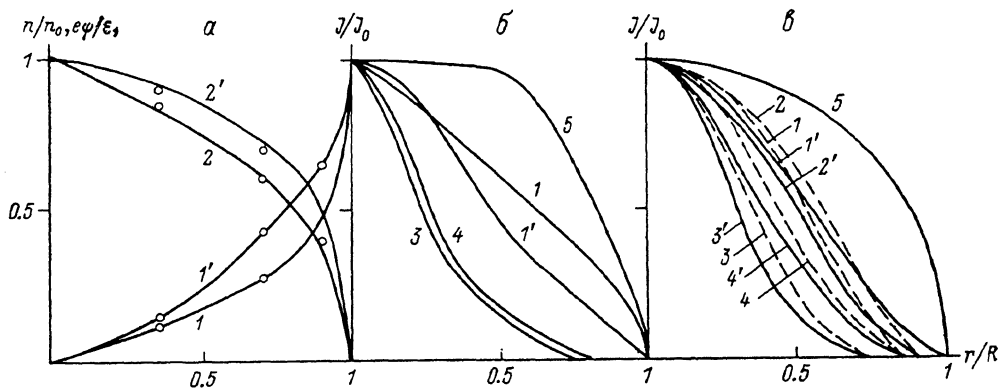


Рис. 4. Радиальные профили параметров.

а — профиль потенциала (1, 1') и концентрации (2, 2') в столбе (1, 2) и на расстоянии 1 см от анода (1', 2'). Точки — эксперимент, сплошные кривые для концентрации — расчет по (17); б, в — рассчитанные по (19) радиальные (б) и измеренные поперечные (в) профили свечения линий 5852 (1, 3, 5) и 7032 Å (2, 4) в положительном столбе (1—4), у анода на расстоянии 0.5 см (1'—4') и в пленке (слое) (5) для  $p=0.1$  (1, 2) и 1 Тор (3—5) при токе 10 мА.

а) Ширина радиального распределения спектральных линий зависит от давления. Для давления 0.1 Тор радиальные распределения интенсивности спектральных линий оказываются заметно шире по сравнению с распределениями при 1 Тор (кривые 1—1', 2—2' и 3—3', 4—4' на рис. 4, в). Это связано с тем, что спад ФР в неупругой области, определяемый «температурой»  $T_1$ , зависит от давления, поскольку  $A \sim (E/p)^{-1}$  [1]. Зона же возбуждения, сосредоточенная в основном при  $r < r^* = (kT_1/\epsilon_1\beta)^{1/2} R$  [3], оказывается тем больше, чем медленнее спадает ФР в неупругой области.

б) Радиальные распределения линий с более высоким потенциалом возбуждения оказываются более сжатыми к оси разряда, что связано с дефицитом быстрых электронов на периферии разряда. Это видно из рис. 4, в при сопоставлении распределения свечения линий 5852 и 7032 Å с потенциалами возбуждения  $\epsilon_1=18.96$  и  $\epsilon_2=18.38$  эВ на разных расстояниях от анода и при разных давлениях (кривые 1 и 2, 1' и 2', 3 и 4, 3' и 4').

в) По мере приближения к аноду наблюдается сжатие излучения спектральных линий к оси разряда по сравнению со столбом (кривые 1 и 1', 2 и 2', 3 и 3', 4 и 4'). Это сжатие обусловлено более резким радиальным профилем потенциала вблизи анода (кривые 1 и 1' на рис. 4, а, измеренные по потенциалу пространства).

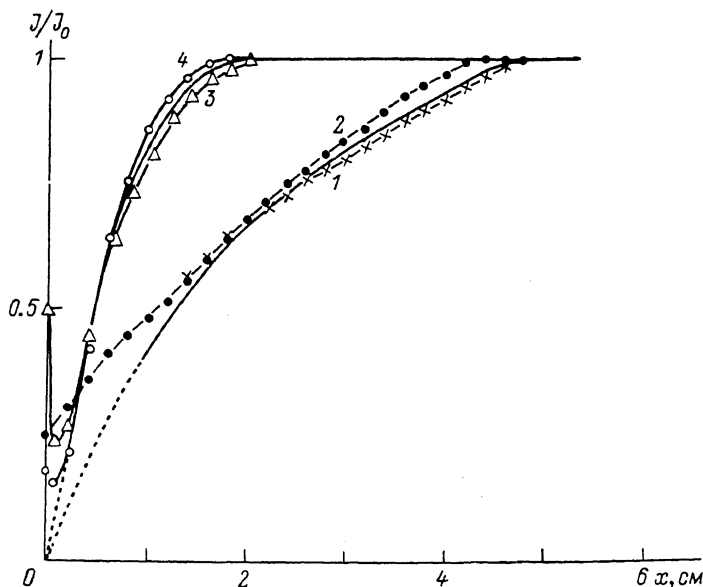


Рис. 5. Спад свечения линий 5852 (1, 3) и 7032 Å (2, 4) вблизи анода при  $p=0.1$  (1, 2) и 1 Тор (3, 4).

Точки — эксперимент, сплошные кривые — расчет с нулевым граничным условием на аноде для ФР.

г) Светящаяся пленка у анода при давлении 1 Тор покрывает весь анод (кривая 5 на рис. 4, в). Резкое уширение радиального профиля свечения в пленке вызвано тем, что анодное падение нарастает по радиусу, электроны на периферии разряда ускоряются большим анодным падением и число быстрых электронов выравнивается по радиусу вблизи анода.

По измеренным ФР в прианодной области (рис. 3) было найдено радиальное распределение концентрации плазмы. Вблизи анода оно оказывается уширенным по сравнению со столбом, несмотря на то что источники ионизации и радиальный потенциал несколько сжимаются к оси (кривые 2 и 2' на рис. 4, а). Это связано с тем, что в разных радиальных точках электроны испытывают разный сток на анод. Вблизи оси разряда электроны испытывают влияние анода на больших расстояниях, чем на периферии.

Наблюдаемые тонкие особенности поведения плазмы в анодной области описываются в рамках разработанной кинетической модели, что видно из сопоставления расчета с экспериментом на рис. 4.

На рис. 5 представлено распределение свечения спектральных линий с разными потенциалами возбуждения вдоль оси разряда при давлениях 0.1 и 1 Тор и токе 20 мА. При разных давлениях спад свечения начинается на разных расстояниях от анода. Как видно из (18), спад свечения начинается на расстоянии  $\sim \lambda_e / \sqrt{A}$  от анода. Для давления 0.1 Тор  $\lambda_e / \sqrt{A} \sim 4$  см, для 1 Тор  $\lambda_e / \sqrt{A} \sim 1$  см, что соответствует эксперименту. Для давления 1 Тор наблюдается светящаяся пленка у анода с преимущественным свечением линии 5852 Å,



которая имеет максимальный потенциал возбуждения из системы  $2p^53p$  уровней. Этот факт коррелирует с ростом относительного числа быстрых электронов в столкновительном слое (рис. 2, б). Отсутствие пленки при давлении 0.1 Тор связано с меньшей величиной анодного падения при этом давлении. Экспериментальные значения анодного падения для давления 1 Тор и токов 2, 5, 10 мА составляют 1.0, 3.5, 5.1 В соответственно и 1 В для давления 0.1 Тор и тока 10 мА. Экспериментально обнаружена немонотонная зависимость яркости пленки от тока, причем максимум свечения приходится на ток 20 мА. Нарастание яркости свечения пленки при малых токах коррелирует с ростом анодного падения, а спад яркости пленки при больших токах свидетельствует, по-видимому, об уменьшении анодного падения с ростом тока. Непосредственные измерения анодного падения при токах, больших 10 мА, затруднены колебаниями в плазме.

Авторы благодарны Л. Д. Цендину за ценное обсуждение работы.

#### Литература

- [1] Голубовский Ю. Б., аль-Хават Ш. Х., Цендин Л. Д. ЖТФ, 1987, т. 57, № 7, с. 1285—1291.
- [2] Цендин Л. Д. ЖТФ, 1986, т. 56, № 2, с. 278—288.
- [3] Цендин Л. Д., Голубовский Ю. Б. ЖТФ, 1977, т. 47, № 9, с. 1839—1851.

Ленинградский  
государственный университет  
им. А. А. Жданова

Поступило в Редакцию  
17 марта 1987 г.