

Двумерная модель разряда Пеннинга в цилиндрической камере с осевым магнитным полем

© С.Т. Суржиков^{1,2}

¹ Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН,
119526 Москва, Россия

² Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова,
127055 Москва, Россия
e-mail: surg@ipmnet.ru

(Поступило в Редакцию 10 сентября 2016 г.)

Представлена диффузионно-дрейфовая модель разряда Пеннинга в молекулярном водороде при давлениях порядка 1 Торг с учетом внешней электрической цепи. Рассмотрена двумерная осесимметричная геометрия разряда с цилиндрическим анодом и плоскими катодами, расположенными перпендикулярно оси симметрии. Внешнее магнитное поле с индукцией порядка 0.1 Т приложено в осевом направлении. С использованием созданной диффузионно-дрейфовой модели выполнено численное моделирование электродинамической структуры пеннинговского разряда в диапазоне давлений 0.5–5 Торг, при ЭДС источника тока 200–500 В. С использованием численных экспериментов изучена эволюция электродинамической структуры разряда при изменении давления без внешнего магнитного поля (режим классического тлеющего разряда) и в осевом магнитном поле (разряд Пеннинга). Расчетным путем подтверждены теоретические предсказания о существовании в пеннинговском разряде осредненного движения электронов и ионов не только в осевом и радиальном направлениях, но и в азимутальном направлении.

DOI: 10.21883/JTF.2017.08.44722.2031

Введение

Особенностью разряда Пеннинга является определяющая роль магнитного поля, обеспечивающего ионизацию нейтрального газа при давлениях менее $p < 1$ мТорг и напряженности электрического поля $E \sim 10^3$ В/см в газоразрядных устройствах, когда разряд самостоятельно без магнитного поля существовать не может.

Разряд Пеннинга был открыт около ста лет назад [1] и нашел широкое применение в практике фундаментальных и прикладных исследований [2]. Среди наиболее эффективных его применений — ускоритель ионов водорода и дейтерия в газонаполненных нейтронных трубках [3] а также как источник ионов в ускорителях заряженных частиц [4].

Типичная геометрия разряда Пеннинга показана на рис. 1. Сплошной анод, в форме полого цилиндра, ограничен с торцов (с некоторым зазором или изолятором) дисковыми секциями катода, в одной из которых имеется отверстие в приосевой области, откуда извлекаются ионы (как правило, водорода, дейтерия, ксенона, аргона), впоследствии ускоряемые до необходимой энергии. Типичные давления в газоразрядной камере порядка 1 мТорг, так что в отсутствие магнитного поля длина свободного пробега электронов превышает типичные размеры камеры и эффективность ионизации слишком мала для поддержания разряда. Качественно физика процессов в такой разрядной камере анализировалось в книге [2], а также в ряде оригинальных и расчетных работ [2,5–10]. Однако до настоящего времени в литературе отсутствуют расчетно-теоретические рабо-

ты, в которых исследована пространственная структура пеннинговского разряда. В настоящей работе для схемы рис. 1 изучается электродинамика стационарного разряда Пеннинга в молекулярном водороде при относительно высоких давлениях $p \sim 1$ Торг, напряженности электрического поля $E \sim 200$ – 600 В/см и падениях напряжения между электродами $V \sim 300$ В. В этих условиях длина свободного пробега электронов $l \sim 0.02$ см, поэтому является допустимым использование классической формулы Таунсенда для ионизации молекул электронными ударом и диффузионно-дрейфовой модели тлеющего разряда [11]. Заметим, что использование указанной физически обоснованной модели является также некоторой дополнительной гарантией получения физически достоверных результатов в условиях отсутствия соответствующих экспериментальных данных.

Учитывая, что тлеющий разряд представляет собой частично ионизованный газ с типичной концентрацией заряженных частиц $\sim 10^{11}$ см⁻³ на фоне $\sim 10^{17}$ см⁻³ нейтральных частиц и малой абсолютной величиной токов через разряд (десятки миллиампер), представляется очевидным, что внешнее магнитное поле $B \sim 0.01$ – 1 Т может оказать сильное влияние на структуру тлеющего разряда. При этом указанное магнитное поле не будет искажаться самим разрядом. Данное допущение положено в основу данной численной модели тлеющего разряда во внешнем магнитном поле.

Целью настоящего исследования является изучение электродинамической структуры пеннинговского разряда в диапазоне давлений $p = 0.5$ – 5 Торг и анализ закономерностей изменения скоростей ионов, падающих на

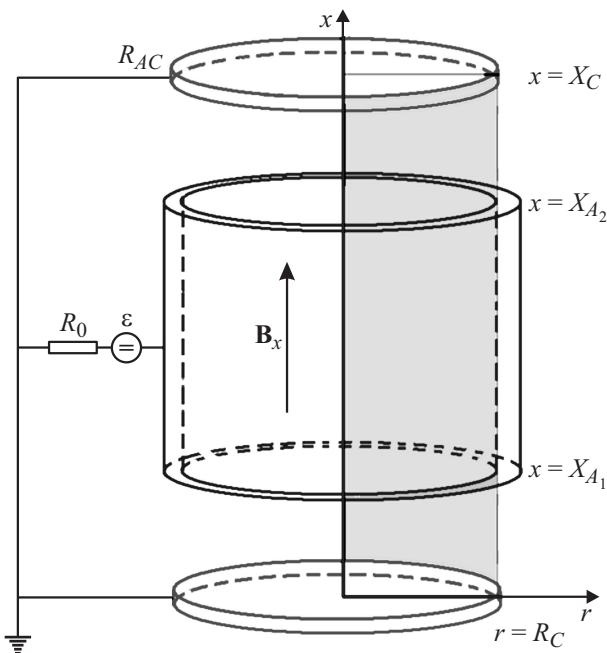


Рис. 1. Схема разряда Пеннинга с внешним магнитным полем.

катод при вариации таких параметров разряда, как давления, ЭДС, индукции магнитного поля и высоты анода. Первые результаты этого исследования приведены в [12].

Уравнение диффузионно-дрейфовой модели разряда Пеннинга

Уравнения диффузионно-дрейфовой модели тлеющего разряда в двумерной цилиндрической геометрии с продольным (осевым) магнитным полем были сформулированы в работе [13] при изучении структуры столба нормального тлеющего разряда между „бесконечными“ плоскими электродами. Указанная система уравнений используется в данной работе с соответствующими решаемой задаче граничными условиями, что позволяет моделировать пеннинговский разряд:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(-\mu_e n_e E_x - D_e \frac{\partial n_e}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \left(-\frac{\mu_e}{1+b_e^2} n_e E_r - \frac{D_e}{1+b_e^2} \frac{\partial n_e}{\partial r} \right) = \alpha |\Gamma_e| - \beta n_e n_i = \omega, \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_i n_i E_x - \frac{D_i}{1+b_i^2} \frac{\partial n_i}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \left(\frac{\mu_i}{1+b_i^2} n_i E_r - \frac{D_i}{1+b_i^2} \frac{\partial n_i}{\partial r} \right) = \alpha |\Gamma_e| - \beta n_e n_i = \omega, \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial \varphi}{\partial r} = 4\pi e(n_e - n_i), \quad (3)$$

где n_e, n_i — числовые концентрации электронов и ионов; x, r — осевая и радиальная координаты;

$\mu_e = e/m_e v_e, \mu_i = e/m_i v_{in}$ — подвижности электронов и ионов; m_e, m_i — масса электрона и иона; v_{en}, v_{ei}, v_{in} — частоты столкновений электронов с нейтральными частицами, с ионами, а также ионов с нейтрами; $v_e = v_{en} + v_{ei}$; $D_e = (kT_e/e)\mu_e, D_i = (kT_i/e)\mu_i$ — коэффициенты диффузии электронов и ионов; T_e, T_i — температура электронов и ионов; E_x, E_r — компоненты электрического поля $\mathbf{E} = -\text{grad } \varphi$; φ — электрический потенциал; $b_e = \mu_e B_x/c = \omega_e/v_e, b_i = \mu_i B_x/c = \omega_i/v_{in}$ — параметры Холла электронной и ионной жидкостей; $\omega_e = eB_x/m_e c, \omega_i = eB_x/m_i c$ — ларморовские частоты электронов и ионов; B_x — x -я компонента вектора индукции магнитного поля \mathbf{B} ; k, e, c — постоянная Больцмана, заряд электрона и скорость света.

В правой части уравнений (1) и (2) содержатся источниковые слагаемые, отвечающие ионизации нейтрального газа при столкновениях с электронами и рекомбинации при электронно-ионных столкновениях; α, β — коэффициенты ионизации (первый коэффициент Таунсенда) и рекомбинации. Как видно из (1), (2), скорость ионизации пропорциональна плотности потока электронов, пронизывающих элементарный физический объем с координатами (x, r) , которая в рассматриваемом случае тлеющего разряда с продольным магнитным полем имеет три компоненты [13]:

$$|\Gamma_e| = \sqrt{\Gamma_{e,x}^2 + \Gamma_{e,r}^2 + \Gamma_{e,\varphi}^2},$$

$$\Gamma_{e,x} = n_e v_{e,x} = -\mu_e n_e E_x - D_e \frac{\partial n_e}{\partial x},$$

$$\Gamma_{e,r} = n_e v_{e,r} = -\frac{\mu_e}{1+b_e^2} n_e E_r - \frac{D_e}{1+b_e^2} \frac{\partial n_e}{\partial r},$$

$$\Gamma_{e,\varphi} = n_e v_{e,\varphi} = -b_e \Gamma_{e,r}, \quad (4)$$

где $v_{e,x}, v_{e,r}, v_{e,\varphi}$ — проекции усредненной скорости движения электронов \mathbf{u}_e на оси цилиндрической системы координат. Заметим, что компоненты плотности потока ионов в левой части (2)

$$\Gamma_{i,x} = n_i v_{i,x} = +\mu_i n_i E_x - D_i \frac{\partial n_i}{\partial x},$$

$$\Gamma_{i,r} = n_i v_{i,r} = +\frac{\mu_e}{1+b_i^2} n_i E_r - \frac{D_i}{1+b_i^2} \frac{\partial n_i}{\partial r} \quad (5)$$

играют важную роль в формировании пространственного распределения ионов в газоразрядном промежутке, а плотность потока ионов в азимутальном направлении

$$\Gamma_{i,\varphi} = n_i v_{i,\varphi} = -b_i \Gamma_{i,r} \quad (6)$$

определяет скорость усредненного вращения ионов вокруг оси симметрии. Здесь $v_{i,x}, v_{i,r}, v_{i,\varphi}$ — проекции усредненной скорости движения ионов \mathbf{u}_i на оси цилиндрической системы координат.

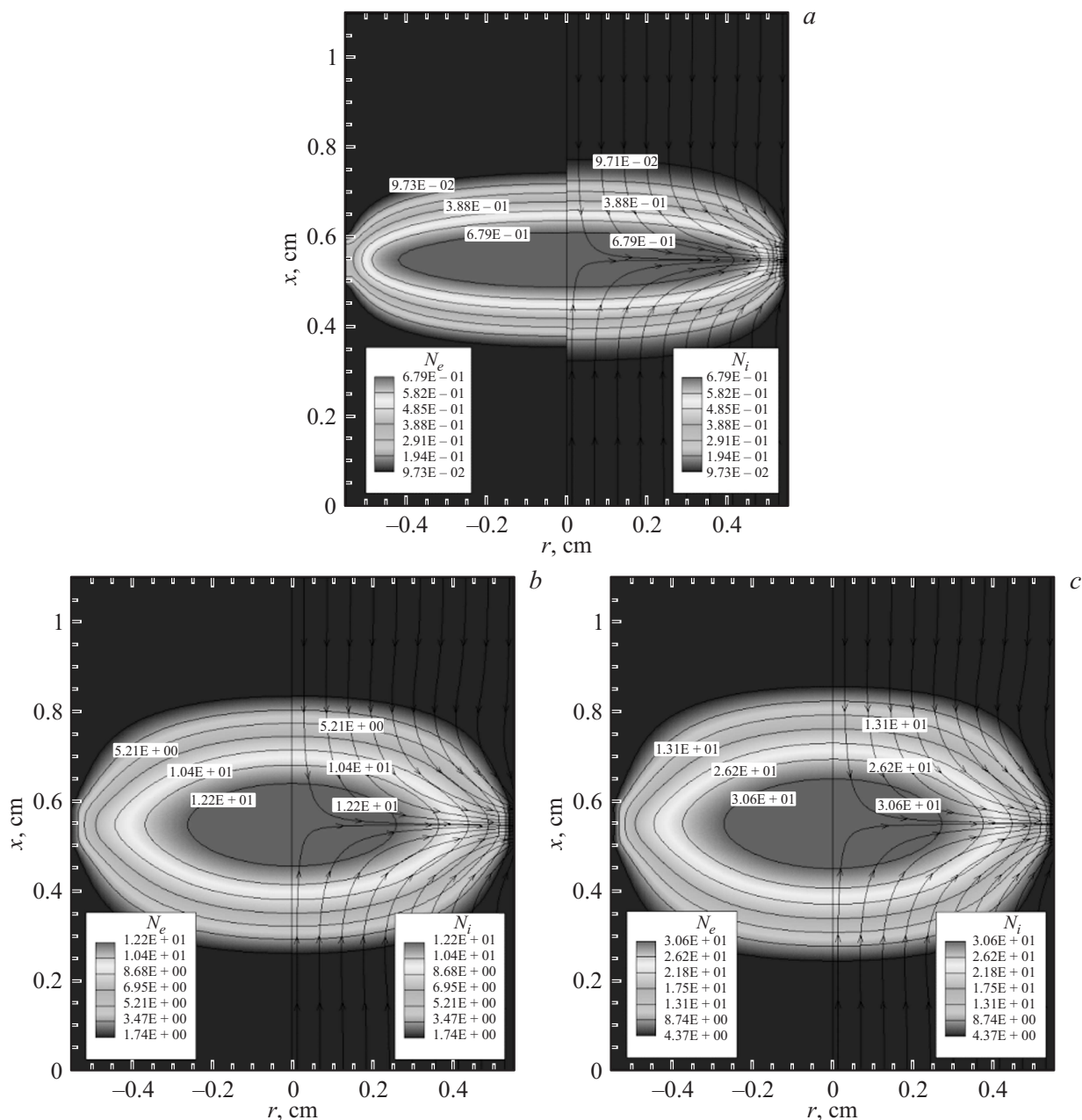


Рис. 2. Концентрация электронов (слева) и ионов (справа), $N_e, N_i, 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, в пеннинговском разряде с высотой анода $H_A = 0.1 \text{ cm}$ при $p = 1 \text{ Torr}$, $B_x = 0.1 \text{ T}$, $\epsilon = 100$ (a), 200 (b), 300 V (c).

Заметим, что при выводе уравнений (1) и (2) использовались следующие допущения:

$$m_e \ll m_i, \quad |\mathbf{u}_e| \gg |\mathbf{u}_n|, \quad m_e v_e \ll m_i v_{in},$$

где \mathbf{u}_n — усредненная скорость движения нейтральных частиц.

Граничные условия для определения концентраций ионов и электронов, а также электрического потенциала формулируются в следующем виде:

$$x = 0, \quad r \in [0, R_e]: \quad \frac{\partial n_i}{\partial x} = 0, \quad \Gamma_e = \gamma \Gamma_i, \quad \varphi = 0, \quad (7)$$

$$x = X_C: \quad r \in [0, R_{AC}]: \quad \frac{\partial n_i}{\partial x} = 0, \quad \Gamma_e = \gamma \Gamma_i, \quad \varphi = 0, \quad (8)$$

$$r = 0, \quad \frac{\partial n_e}{\partial r} = \frac{\partial n_i}{\partial r} = \frac{\partial \varphi}{\partial r} = 0, \quad (9)$$

$$r = R, \quad x < X_{A1}, \quad x > X_{A2}: \quad \frac{\partial n_e}{\partial r} = \frac{\partial n_i}{\partial r} = \frac{\partial \varphi}{\partial r} = 0, \quad (10)$$

$$r = R, \quad X_{A1} < x < X_{A2}: \quad \frac{\partial n_e}{\partial r} = 0, \quad n_i = 0, \quad \varphi = V, \quad (11)$$

где γ — коэффициент вторичной ион-электронной эмиссии, V — падение напряжения между анодной и катодными секциями.

В качестве начальных условий в центре разрядной камеры задавалось плазменное облако с концентрацией частиц $n_e = n_i = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

Использовались традиционные замыкающие соотношения [11]

$$\mu_e(p) = \frac{4.5 \cdot 10^5}{p} \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s}),$$

$$\mu_i(p) = \frac{6552.2}{p} \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s}), \quad (12)$$

$$D_e = \mu_e(p)T_e \text{ cm}^2/\text{s}, \quad D_i = \mu_i(p)T \text{ cm}^2/\text{s}, \quad (13)$$

где p — давление в тлеющем разряде в Torr, $T = 300 \text{ K}$ — температура нейтральных частиц.

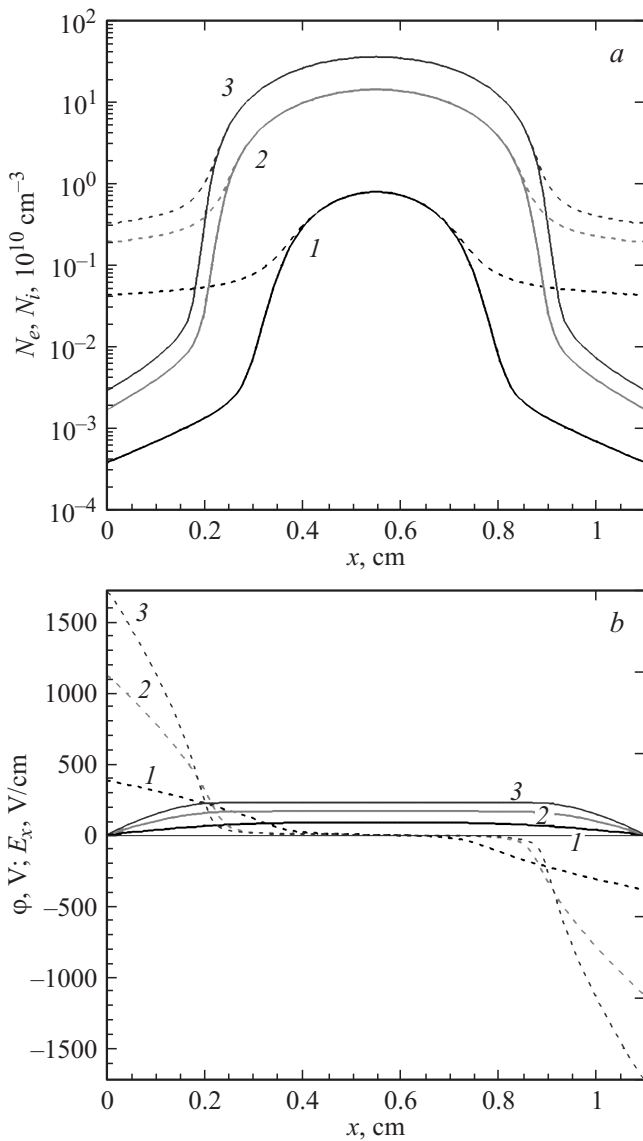


Рис. 3. Распределение концентраций электронов (сплошные кривые) и ионов (штриховые кривые) (а), электрического потенциала (сплошные кривые) и напряженности электрического поля E_x (штриховые кривые) (б) вдоль оси симметрии пеннинговского разряда с анодом высотой $H_A = 0.1 \text{ cm}$ при $p = 1 \text{ Torr}$, $B_x = 0.1 \text{ T}$, $\varepsilon = 100$ (1), 200 (2), 300 V (3).

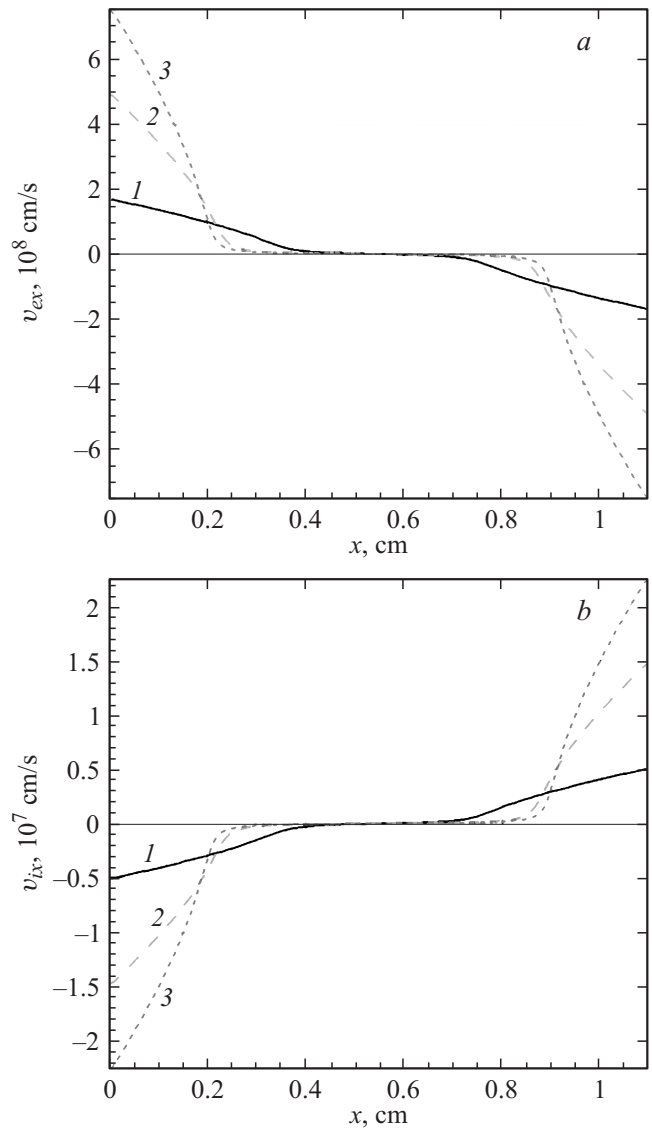


Рис. 4. Распределение осевой скорости электронов вдоль $v_{e,x}$ и ионов $v_{i,x}$ вдоль оси симметрии пеннинговского разряда с анодом высотой $H_A = 0.1 \text{ cm}$ при $p = 1 \text{ Torr}$, $B_x = 0.1 \text{ T}$, $\varepsilon = 100$ (1), 200 (2), 300 V (3).

Коэффициент ион-электронной рекомбинации и температура электронов приняты постоянными:

$$\beta = 2 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3/\text{s}, \quad T_e = 11610 \text{ K}, \quad (14)$$

Коэффициент ионизации (1-й коэффициент Таунсенда) задавался в виде

$$\alpha(E) = pA \exp \left[-\frac{B}{(|E|/p)} \right] \text{ cm}^{-1}, \quad (15)$$

где аппроксимационные коэффициенты для молекулярного водорода

$$A = 5 \frac{1}{\text{cm Torr}}, \quad B = 130 \frac{\text{V}}{\text{cm Torr}} \quad (16)$$

в формуле Таунсенда (15) справедливы в диапазоне приведенных полей

$$\frac{E}{p} \in [150, 600] \text{ V}/(\text{cm Torr}).$$

Уравнения диффузионно-дрейфовой модели решались совместно с уравнением внешней электрической цепи, которое для постоянного тока имеет вид

$$\varepsilon = V + IR_0, \quad (17)$$

где I — полный ток через разрядный промежуток, ε — ЭДС источника питания, R_0 — сопротивление внешней цепи (рис. 1).

В рассматриваемой постановке полный ток через разряд может быть выполнен интегрированием плотности тока на аноде, катоде ($x = 0$) и антикатоде ($x = X_C$):

$$I_A = 2\pi R_C \int_{X_{A_1}}^{X_{A_2}} j_A dx, \quad j_A = e \left(\mu_e n_e \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right)_{r=R_C, x \in [X_{A_1}, X_{A_2}]},$$

$$I_C = 2\pi \int_0^{R_C} j_C r dr, \quad j_C = e(1 + \gamma) \left(\mu_i n_i \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right)_{x=0, r \in [0, R_C]},$$

$$I_{AC} = 2\pi \int_0^{R_C} j_{AC} r dr, \quad j_{AC} = e(1 + \gamma) \left(\mu_i n_i \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right)_{x=X_C, r \in [0, R_C]}.$$

Заметим, что в данной постановке (в стационарных условиях существования разряда) должны выполняться два очевидных условия

$$I_A = I_C + I_{CA}, \quad I_C = I_{CA},$$

которые использовались для контроля точности численного моделирования. Численный метод решения системы уравнений диффузионно-дрейфовой модели представлен в [14].

Результаты численного моделирования

Расчеты проводились для разряда Пеннинга в молекулярном водороде при следующих исходных данных: давление $p = 0.1-5.0$ Torr, $\varepsilon = 200-500$ V; $R_0 = 3$ k Ω , $\gamma = 0.33$, $B_x = 0.1-0.6$ T, $R_C = R_{AC} = 0.55$ cm, $X_C = 1.1$ cm. Рассматривались две высоты анода: $H_A = 0.1$ cm ($X_{A_1} = 0.5$ cm, $X_{A_2} = 0.6$ cm) и $H_A = 0.25$ cm ($H_{A_1} = 0.425$ cm, $X_{A_2} = 0.675$ cm). Выбор высоты $H_A = 0.1$ cm мотивирован наличием экспериментальных данных по визуальному наблюдению структуры пеннинговского разряда при давлениях порядка $p \sim 10^{-3}$ [15] и $p \sim 10^{-5}$ Torr [16]. К сожалению, наблюдений структуры разряда Пеннинга при исследованных в настоящей работе давлений автору неизвестны. Тем не менее именно малая высота анода позволяет в перспективе выполнить такие эксперименты. Для некоторых вариантов проведено

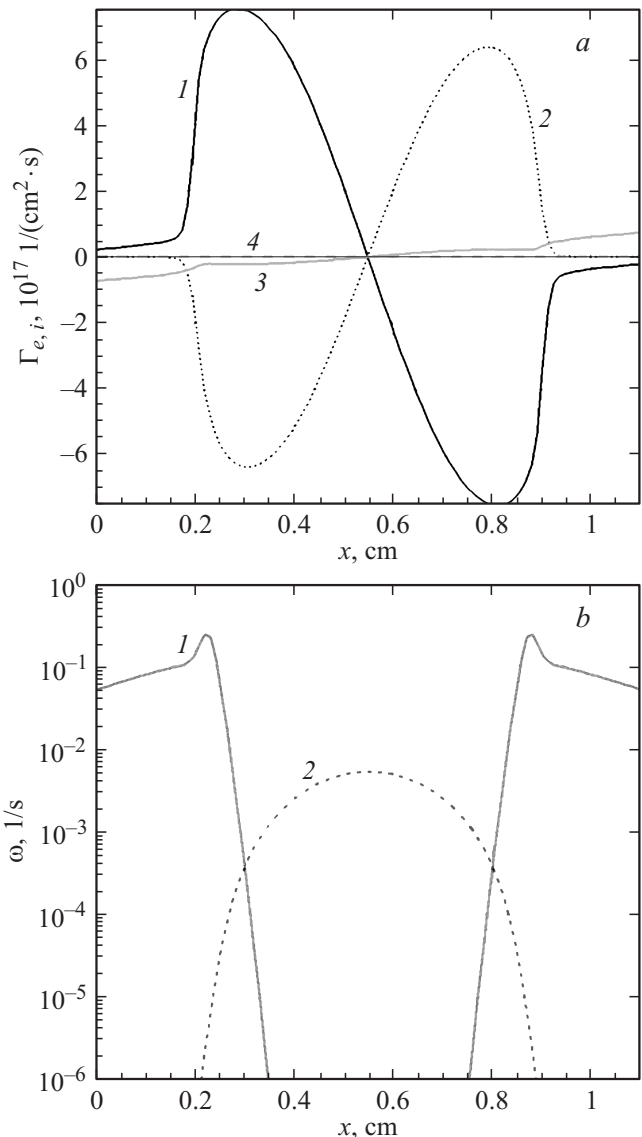


Рис. 5. Осевые распределения параметров разряда вдоль оси симметрии пеннинговского разряда с анодом высотой $H_A = 0.1$ cm при $p = 1$ Torr, $B_x = 0.1$ T, $\varepsilon = 200$ V; *a* — плотность дрейфовых (сплошные кривые) и диффузионных (штрихи) потоков электронов (1,2) и ионов (3,4); *b* — скорость ионизации (1) и рекомбинации (2).

также исследование предельно низких напряжений, при которых возможно существование разряда Пеннинга.

Сначала изучим структуру тлеющего разряда с кольцевым анодом высотой $H_A = 0.1$ cm. Распределения концентраций электронов и ионов в разрядном промежутке при $p = 1$ Torr, $\varepsilon = 100-300$ V показаны на рис. 2. При $\varepsilon = 100$ V разряд без магнитного поля погасает. При включении магнитного поля в центральной приосевой области образуется облако квазинейтральной плазмы (рис. 2, *a*). С увеличением ЭДС в диапазоне $\varepsilon = 100-300$ V происходит увеличение концентраций в области квазинейтральной плазмы от $n_e \approx n_i = 6.8 \cdot 10^9$

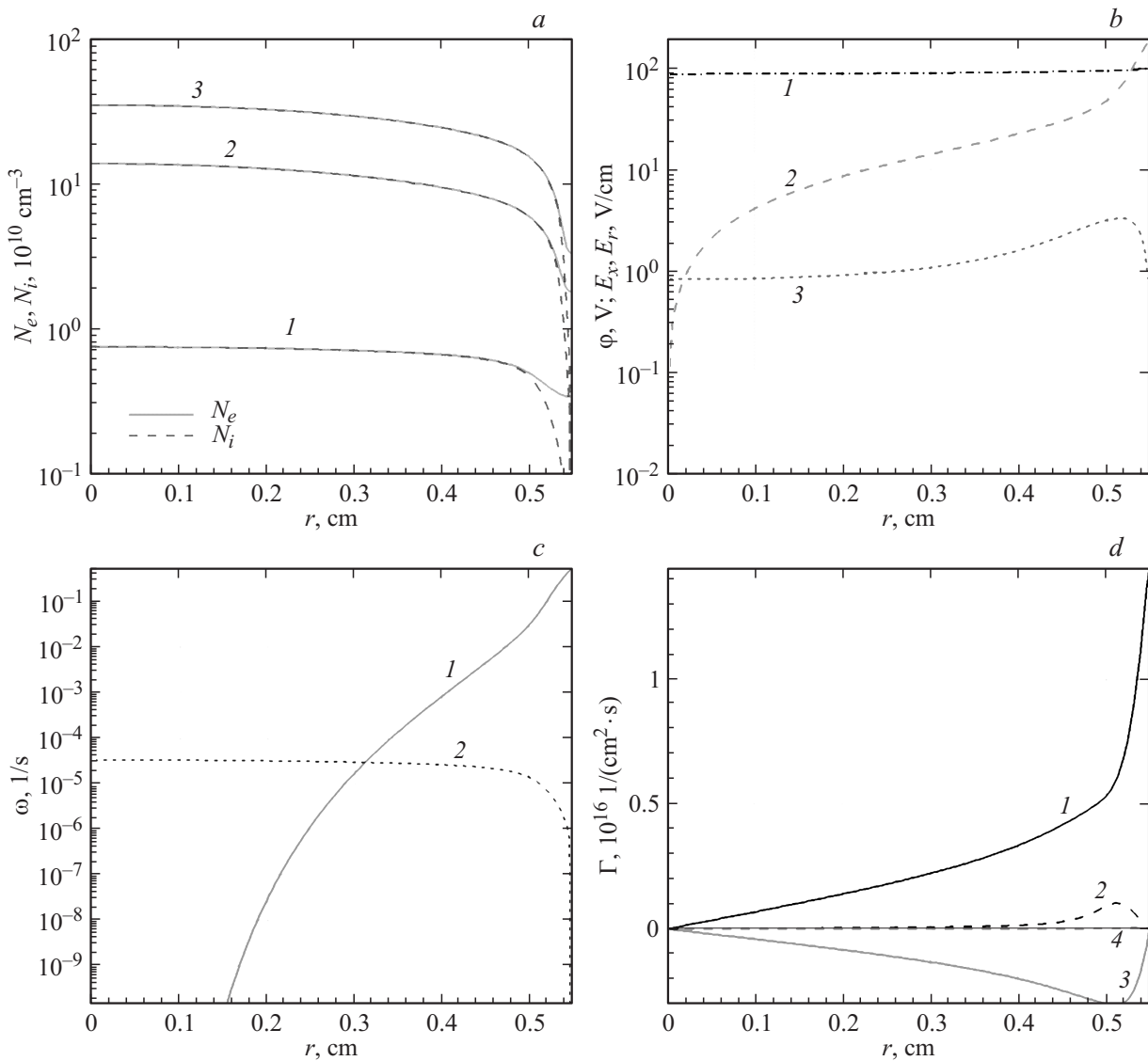


Рис. 6. Радиальные распределения параметров разряда в центральном сечении ($x = 0.55$ см) анода высотой $H_A = 0.1$ см при $p = 1$ Торр, $B_x = 0.1$ Т; *a* — концентрация электронов (сплошные кривые) и ионов (штриховые кривые) при $\varepsilon = 100$ (1), 200 (2) и 300 В (3); *b* — электрический потенциал (1), осевая (2) и радиальная (3) компоненты электрического поля в центральном сечении; *c* — скорость ионизации (1) и рекомбинации (2) при $\varepsilon = 100$ В; *d* — плотности потоков электронов (1, 2) и ионов (3, 4) за счет дрейфа (1, 3) и диффузии (2, 4) при $\varepsilon = 100$ В.

(рис. 2, *a*) до $3.1 \cdot 10^{11}$ см³ (рис. 2, *c*). При этом размеры плазменного облака в осевом направлении заметно возрастают.

На рис. 3, где показаны осевые распределения концентраций заряженных частиц, хорошо идентифицируются указанная область квазинейтральной плазмы и области пространственного заряда вблизи катода и антикатада. Концентрация электронов в непосредственной близости от катодных электродов определяется вторичной ион-электронной эмиссией. Осевые распределения электрического потенциала и напряженности электрического поля E_x для трех ЭДС $\varepsilon = 100, 200, 300$ В показаны на рис. 3, *b*. В приосевой области разряда электрический потенциал достигает величины $\varphi = 86, 165, 226$ В соот-

ветственно. Заметим, что при $\varepsilon = 300$ В напряженность электрического поля на катоде и антикатоде достигает значений ~ 1700 В/см, что уже несколько превышает достоверный диапазон, для которого справедлива формула Таунсенда (15) с аппроксимационными коэффициентами (16).

Осевые распределения усредненных скоростей электронов и ионов, приведенные на рис. 4, соответствуют показанным распределениям полей. Ускоряемые в катодном слое ионы до скоростей $|v_{i,x}| \sim 5.0 \cdot 10^6, 1.5 \cdot 10^7, 2.25 \cdot 10^7$ см/с (соответственно при $\varepsilon = 100, 200, 300$ В) при подходе к катоду и антикатоде вызывают ион-электронную эмиссию. Усредненные осевые скорости электронов у катода составляют соответственно

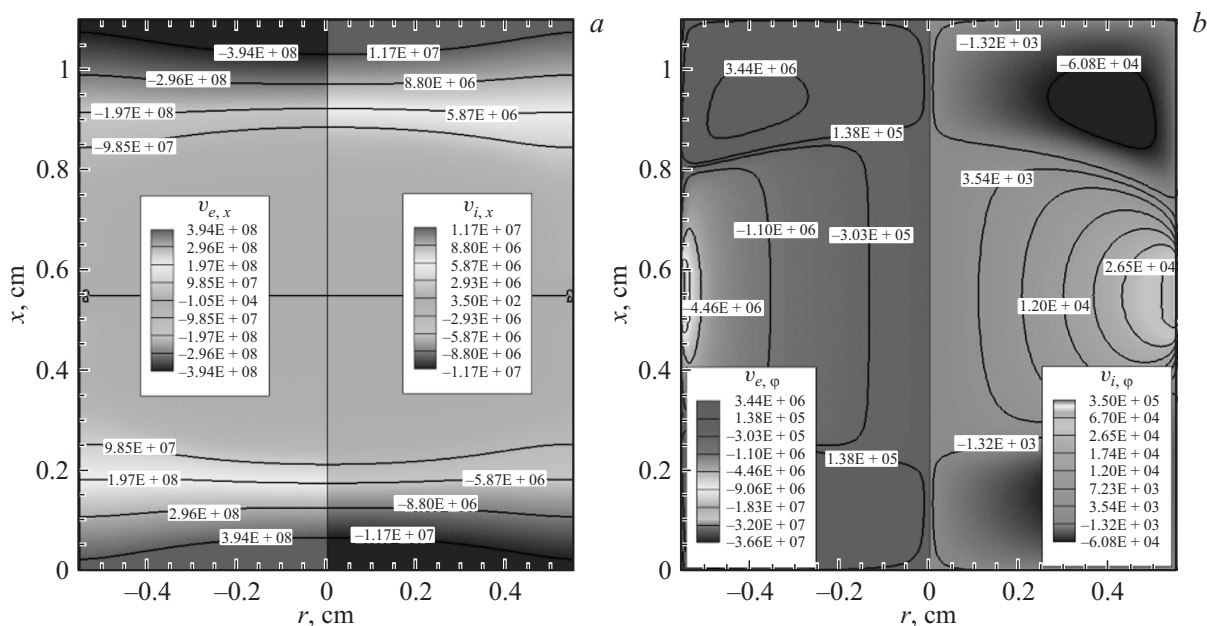


Рис. 7. Поля продольных $v_{e,x}, v_{i,x}$ (a) и азимутальных $v_{e,\phi}, v_{i,\phi}$ (b) скоростей движения электронов и ионов (в cm/s) при $p = 1$ Torr, $B_x = 0.1$ T, $\varepsilon = 200$ V.

$|v_{e,x}| \sim 1.7 \cdot 10^8, 4.9 \cdot 10^8, 7.6 \cdot 10^8$ cm/s. Напомним, что в рамках диффузионно-дрейфовой модели усредненная скорость определяется по локальным параметрам разряда (4) и имеет две составляющие: дрейфовую и диффузионную. Из рис. 5, a видно, что у катода основная составляющая потока ионов и электронов — дрейфовая. Заметная диффузионная составляющая потока электронов формируется на границе катодных слоев и области квазинейтральной плазмы (эта граница хорошо идентифицируется по осевому распределению электронов и ионов на рис. 3, a и осевых распределений напряженности электрического поля (рис. 3, b). Подчеркнем, что в соответствии с (4) и (5) наибольшие значения плотностей потоков заряженных частиц определяются не только их скоростью, но и концентрацией. Именно поэтому наибольшая величина осевой плотности потока электронов достигается вблизи границы катодных слоев. Поскольку плотность потока электронов во многом определяет источниковое слагаемое ω в правой части (1) и (2), то максимальная величина скорости ионизации также достигается в этой области (рис. 5, b). В области квазинейтральной плазмы превалирует рекомбинация ионов и электронов.

Распределения параметров разряда по нормали к оси симметрии в центральном сечении анода показаны на рис. 6. На рис. 6, a даны радиальные распределения концентраций ионов и электронов при ЭДС $\varepsilon = 100, 200, 300$ V. Квазинейтральная плазма занимает большую часть объема внутри анода. Анодный слой имеет малую толщину, около 0.05 см. Радиальное распределение электрического потенциала, осевой и радиальной компонент напряженности электрического поля приведены

на рис. 6, b. Как было видно из рис. 3, b величина E_x на оси в рассматриваемом сечении близка к нулю. Из рис. 6, b следует, что вблизи анода $E_x > 200$ V/cm. Максимум радиальной компоненты электрического поля E_r достигает здесь небольшой величины ~ 3 V/cm. Отсюда следует, что основной вклад в ионизацию вблизи анода вносят электроны, дрейфующие в продольном, а не в радиальном направлении.

Радиальные распределения источниковых компонент в правой части (1) и (2) показаны на рис. 6, c. В приосевом направлении превалирует рекомбинация. В анодном слое и в квазинейтральной плазме при $r > 0.3$ см ионизационные процессы превосходят рекомбинационные. Из рис. 6, d видно, что основной компонентой радиальной плотности потока электронов и ионов является дрейфовая. Диффузионные составляющие потоков электронов и ионов малы. Абсолютные величины плотностей потоков в радиальном направлении на 1–2 порядка ниже, чем в осевом направлении.

Поля продольных $v_{e,x}, v_{i,x}$ и азимутальных $v_{e,\phi}, v_{i,\phi}$ скоростей движения электронов и ионов показаны на рис. 7. Наибольшие осевые скорости электронов и ионов наблюдаются в приосевых областях. Их абсолютные значения различаются почти на 2 порядка. Наибольшие скорости ионов при подлете к катоду составляют $\sim 1.2 \cdot 10^7$ cm/s.

Важным элементом структуры пеннинговского разряда является усредненное азимутальное движение электронов и ионов. Наибольшая скорость азимутального движения электронов наблюдается у поверхности анода и достигает $v_{e,\phi} \sim 3.7 \cdot 10^7$ cm/s. Ионы со средней азимутальной скоростью $v_{i,\phi} \sim 2.7 \cdot 10^4$ cm/s вращаются

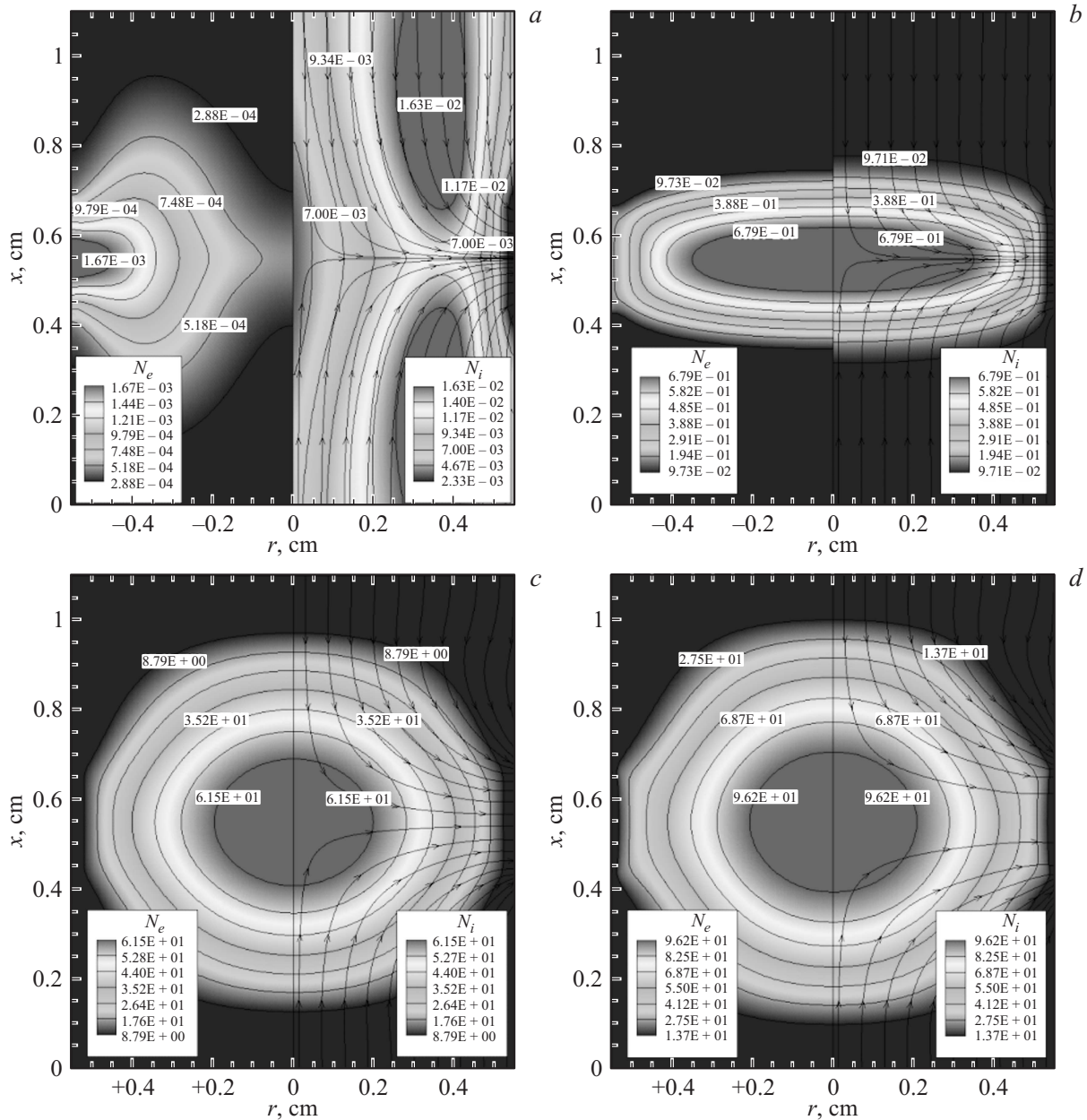


Рис. 8. Концентрация электронов (слева) и ионов (справа) в пеннинговском разряде с высотой анода $H_A = 0.25$ см при $p = 1$ Торг: *a* — $\varepsilon = 100$ В, $B_x = 0$; *b* — $\varepsilon = 100$ В, $B_x = 0.1$ Т; *c* — $\varepsilon = 200$ В, $B_x = 0.1$ Т; *d* — $\varepsilon = 300$ В, $B_x = 0.1$ Т.

в противоположном направлении. Примечательно, что в исследуемой области наблюдаются две подобласти с противоположным направлением вращения электронов и ионов. В рассматриваемом случае одна такая подобласть располагается у анода, а другая — у катода. Как следует из (4) и (6), направление вращения непосредственно связано с направлением радиальных потоков заряженных частиц. Вблизи анода поток электронов направлен к аноду, а вблизи катода имеется небольшая составляющая, направленная к оси симметрии. Для ионов наблюдается обратная ситуация.

Отмеченные выше закономерности для кольцевого анода являются типичными для пеннинговского разряда

при давлении порядка 1 Торг. Тем не менее при увеличении высоты анода наблюдаются некоторые изменения в его структуре. На рис. 8 показаны поля концентраций ионов и электронов для анода высотой $H_A = 0.25$ см при $p = 1$ Торг в разряде без магнитного поля при $\varepsilon = 100$ В, а также при $B_x = 0.1$ Т для трех значений ЭДС в диапазоне $\varepsilon = 100\text{--}300$ В.

При отсутствии магнитного поля наибольшая концентрация электронов наблюдается вблизи поверхности анода, а ионов — вблизи катода. Квазинейтральной плазмы в разрядной области нет. Заметим, что $\varepsilon = 100$ В обеспечивает существование разряда практически вблизи нижнего предела своего существования. Увеличение ε

приводит к более полному заполнению газоразрядного промежутка плазмой. По мере увеличения ЭДС разряд все более и более приобретает сферическую форму (см. последовательно рис. 8, *b-d*).

Осевые распределения концентраций электронов и ионов, а также продольной компоненты электрического поля показаны на рис. 9, *a, b*, позволяют установить основные закономерности их изменения при вариации давления и индукции магнитного поля.

При отсутствии магнитного поля осевые распределения заряженных частиц демонстрируют отсутствие области квазинейтральности (кривая 1, $p = 1$ Torr, $\epsilon = 100$ V). При включении магнитного поля с индук-

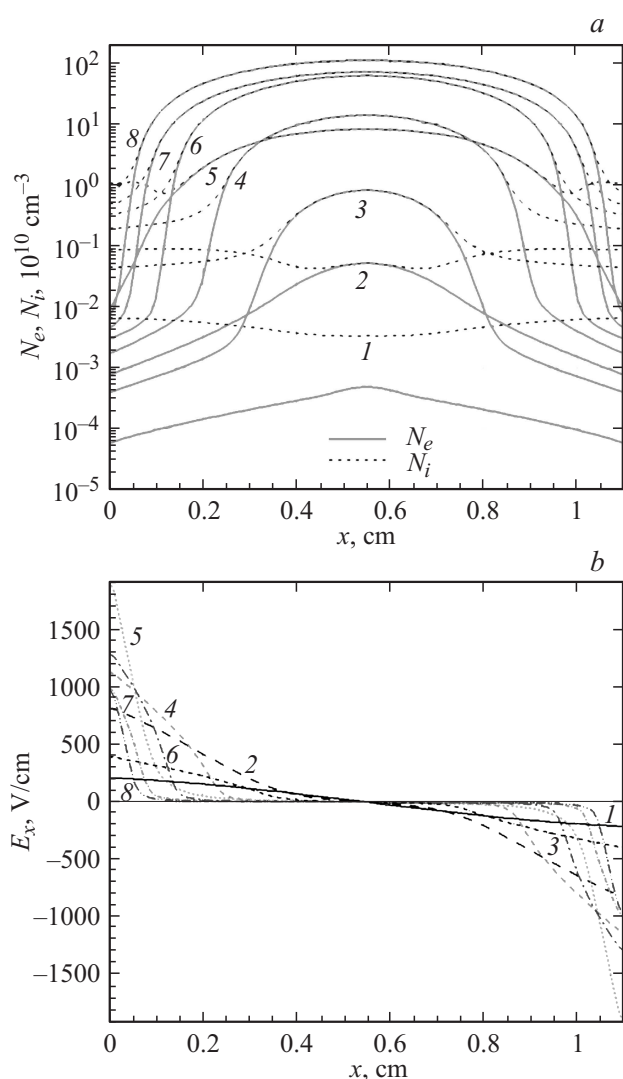


Рис. 9. Распределения концентраций электронов (сплошные кривые) и ионов (штриховые) (*a*), а также напряженности электрического поля вдоль оси симметрии пеннинговского разряда с высотой анода $H_A = 0.25$ cm (*b*): 1 — $p = 1$ Torr, $\epsilon = 100$ V, $B_x = 0$, 2 — $p = 1$ Torr, $\epsilon = 100$ V, $B_x = 0.1$ T, 3 — $p = 1$ Torr, $\epsilon = 200$ V, $B_x = 0$, 4 — $p = 1$ Torr, $\epsilon = 200$ V, $B_x = 0.1$ T, 5 — $p = 5$ Torr, $\epsilon = 200$ V, $B_x = 0.1$ T, 6 — $p = 0.5$ Torr, $\epsilon = 200$ V, $B_x = 0.1$ T, 7 — $p = 1$ Torr, $\epsilon = 200$ V, $B_x = 0.3$ T, 8 — $p = 1$ Torr, $\epsilon = 200$ V, $B_x = 0.6$ T.

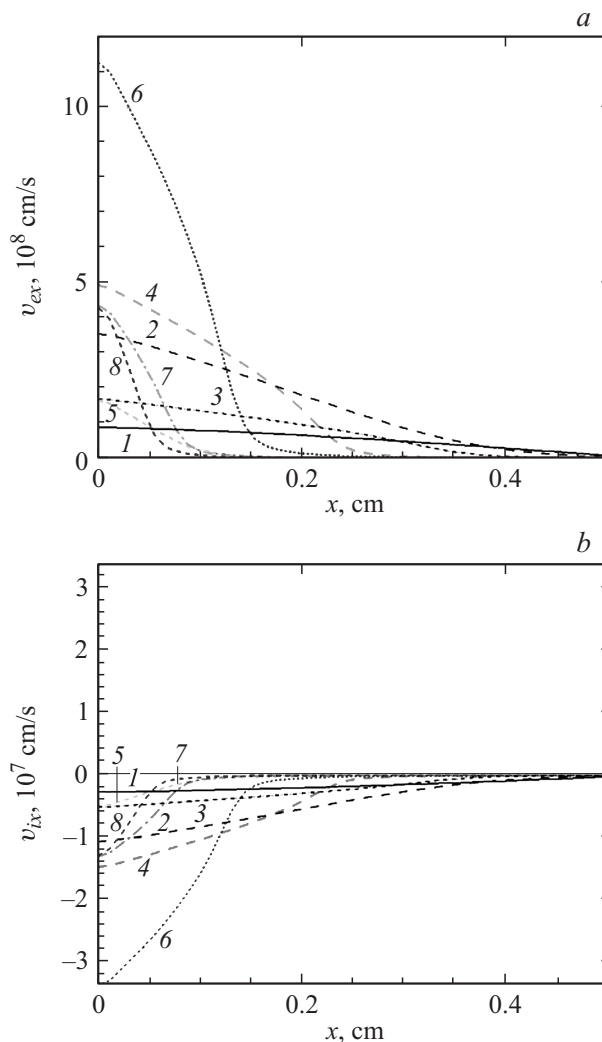


Рис. 10. Распределения осевой скорости электронов (*a*) и ионов (*b*) вдоль оси симметрии пеннинговского разряда с высотой анода $H_A = 0.25$ cm: 1 — $p = 1$ Torr, $\epsilon = 100$ V, $B_x = 0$, 2 — $p = 1$ Torr, $\epsilon = 100$ V, $B_x = 0.1$ T, 3 — $p = 1$ Torr, $\epsilon = 200$ V, $B_x = 0$, 4 — $p = 1$ Torr, $\epsilon = 200$ V, $B_x = 0.1$ T, 5 — $p = 5$ Torr, $\epsilon = 200$ V, $B_x = 0.1$ T, 6 — $p = 0.5$ Torr, $\epsilon = 200$ V, $B_x = 0.1$ T, 7 — $p = 1$ Torr, $\epsilon = 200$ V, $B_x = 0.3$ T, 8 — $p = 1$ Torr, $\epsilon = 200$ V, $B_x = 0.6$ T.

цией $B_x = 0.1$ T приводят к заметному возрастанию концентраций ионов и электронов (кривая 2).

Увеличение ЭДС до $\epsilon = 200$ V приводит к заметному возрастанию концентраций электронов и ионов как без магнитного поля (кривая 3), так и при $B_x = 0.1$ T (кривая 4).

Если при $\epsilon = 200$ V повысить давление до $p = 5$ Torr, то концентрация в центре анода изменяется незначительно, но возрастают осевые размеры разряда (кривая 5). Если же давление в газе уменьшить до $p = 0.5$ Torr, то наблюдается и увеличение концентраций заряженных частиц, и более полное заполнение плазмой газоразрядного промежутка (кривая 6). Важно, что увеличение индукции магнитного поля до $B_x = 0.6$ T при

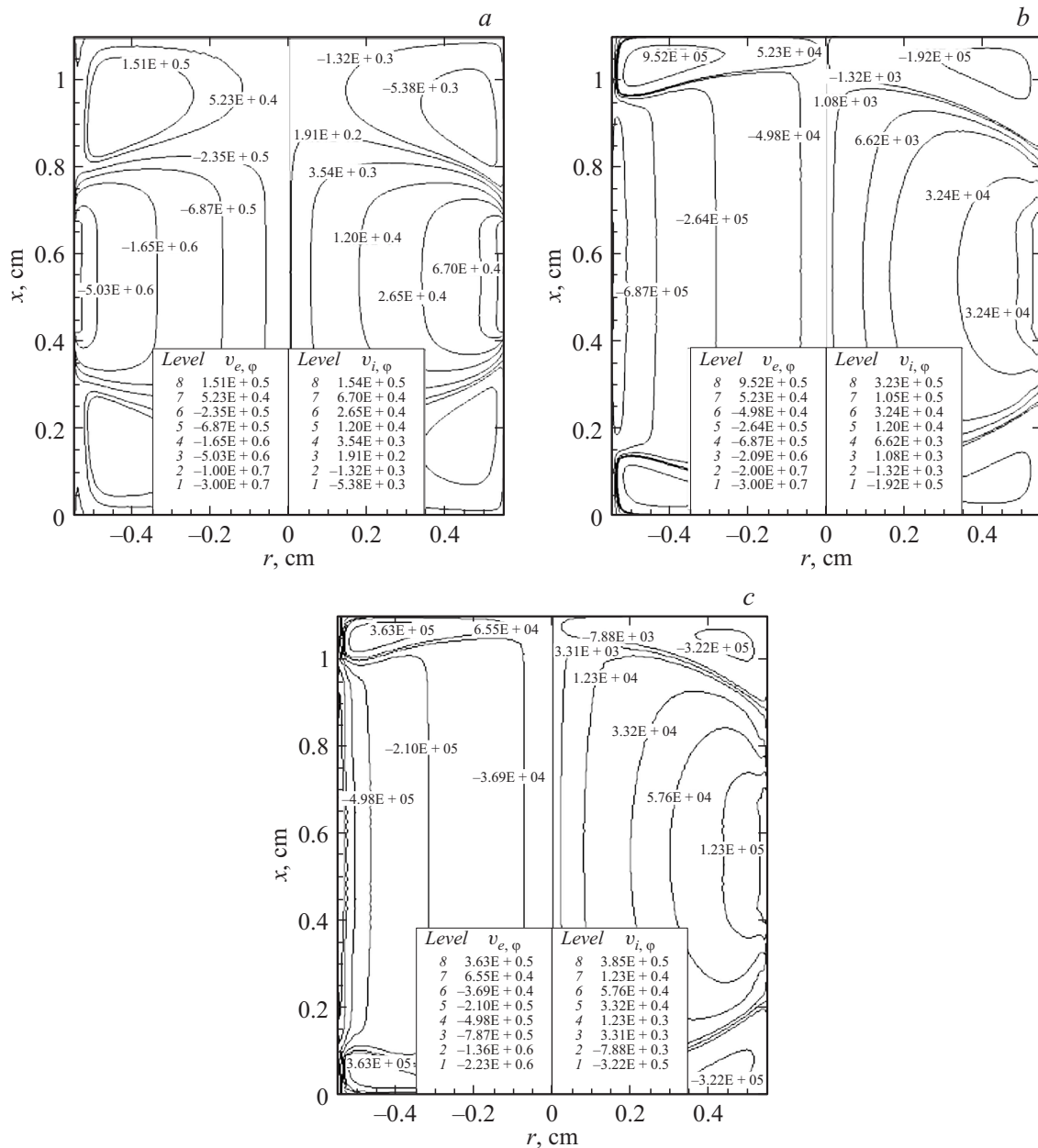


Рис. 11. Азимутальные скорости электронов (слева) и ионов (справа) при $p = 1$ Торг, $\varepsilon = 100$ В, $B_x = 0.1$ (a), 0.3 (b), 0.6 Т (c).

$p = 1$ Торг оказывается более эффективным для увеличения концентрации заряженных частиц, чем уменьшение давления (кривые 7 и 8).

На рис. 9, b показано осевое распределение электрического поля E_x при разных давлениях, ЭДС и индукциях магнитного поля. Наименьшее значение E_x наблюдается при $\varepsilon = 100$ В, $p = 1$ Торг, $B_x = 0$ (кривая 1). Увеличение ε до 200 В без магнитного поля приводит к росту напряженности электрического поля вблизи катода в два раза (кривая 3). Включение магнитного поля с индукцией $B_x = 0.1$ Т также увеличивает E_x у катода (сравните кривые 1 и 2). Наибольшей величины E_x достигает при увеличении давления до $p = 5$ Торг (кривая 5). При уменьшении давления до $p = 0.5$ Торг рост поля у катода

также оказывается заметным (кривая 6). При этом все большая часть разрядного промежутка становится квазинейтральной, а значит области с относительно высокими электрическими полями смещаются ближе к катоду и антикатоду.

К возрастанию электрического поля вблизи катода приводит увеличение индукции магнитного поля до $B_x = 0.3$ и 0.6 Т (соответственно кривые 7 и 8).

Распределения напряженности электрического поля E_x вдоль оси симметрии объясняют зависимости осевых составляющих скоростей ионов и электронов от давления, ЭДС и индукции магнитного поля. На рис. 10 показаны распределения скоростей электронов $v_{e,x}$ и ионов $v_{i,x}$ при тех же исходных данных, при которых

Воль-амперные характеристики разряда Пеннинга

ε , V	B_x , T	p , Torr	I , A	V , V
$H_A = 0.1$ cm				
100	0	1	$0.133 \cdot 10^{-3}$	99
100	0.1	1	$0.378 \cdot 10^{-3}$	97
200	0.1	1	$0.411 \cdot 10^{-2}$	175
300	0.1	1	$0.105 \cdot 10^{-1}$	237
$H_A = 0.25$ cm				
100	0	1	$0.829 \cdot 10^{-4}$	99
100	0.1	1	$0.408 \cdot 10^{-3}$	97
100	0.3	1	$0.493 \cdot 10^{-2}$	70
100	0.6	1	$0.719 \cdot 10^{-2}$	57
200	0	1	$0.259 \cdot 10^{-2}$	184
200	0.1	1	$0.423 \cdot 10^{-2}$	175
300	0.1	1	$0.107 \cdot 10^{-1}$	236
300	0	5	$0.231 \cdot 10^{-1}$	161
300	0.1	5	$0.239 \cdot 10^{-1}$	157

анализировались распределения концентраций ионов и электронов, а также напряженностей электрического поля. Показаны распределения скоростей вблизи катода. Вблизи антикатада распределения такие же, с точностью до знака. Из рис. 10 видно, что наибольшую скорость ионы и электроны достигают при наименьшем давлении (кривые 6). При $p = 1$ Torr и $\varepsilon = 200$ V увеличение индукции в диапазоне $B_x = 0.1-0.6$ T (кривые 4, 7, 8) приводит к уменьшению осевых скоростей. В магнитном поле $B_x = 0.1$ T увеличение давления до $p = 5$ Torr уменьшает наибольшие осевые скорости (кривые 5), а уменьшение давления до $p = 0.5$ Torr увеличивает скорости (кривые 6). При $B_x = 0.1$ T и давлении $p = 1$ Torr увеличение ЭДС приводит к росту абсолютных величин осевых составляющих скоростей электронов и ионов (кривые 2 и 4).

В заключение отметим основные закономерности изменения осредненной азимутальной скорости вращения электронов и ионов. На рис. 11 показаны азимутальные скорости ионов и электронов в пеннинговском разряде при $p = 1$ Torr, ЭДС $\varepsilon = 100$ V, $H_A = 0.25$ cm при последовательном увеличении индукции магнитного поля. Главной особенностью является увеличение осевых размеров области однонаправленного вращения ионов и электронов. И, наоборот, область противоположного их вращения у катода и антикатада уменьшается.

В таблице приведены вольт-амперные характеристики разряда Пеннинга, полученные в расчетах по диффузионно-дрейфовой модели. Изменение высоты анода практически не изменяет ток через разряд и паде-

ние напряжения на разрядном промежутке. Включение магнитного поля несколько снижает падение напряжения, но заметно увеличивает ток через разряд I . Увеличение ЭДС приводит к возрастанию падения напряжения и полного тока через разряд.

Заключение

Разработанная диффузионно-дрейфовая модель пеннинговского разряда для давлений $p \geq 1$ Torr позволила получить более полные качественные и количественные представления об эволюции его пространственной структуры в зависимости от таких характеристик разряда, как размеров анода, ЭДС в диапазоне $\varepsilon = 100-200$ V, давления в диапазоне $p = 0.5-5$ Torr и индукции осевого магнитного поля в диапазоне $B_x = 0.1-0.6$ T. Исследована геометрия разряда Пеннинга, типичная для газонаполненных нейтральных трубок.

Численным моделированием подтвержден установленный ранее в теоретических работах факт усредненного вращения электронов и ионов в противоположных направлениях. Показано, что в разрядном промежутке возможно существование, как минимум, двух областей разнонаправленного движения ионов и электронов. Получены азимутальные скорости такого вращения, которые составляют для электронов $v_{e,\varphi} \sim 10^7$ cm/s и для ионов $v_{i,\varphi} \sim 10^5$ cm/s.

Исследованы закономерности в распределениях осевых скоростей ионов и электронов при уменьшении давления, увеличении ЭДС и индукции магнитного поля. Показано, что наибольшие скорости осевого движения электронов и ионов соответственно $v_{e,x} \sim 10^9$ cm/s и $v_{i,x} \sim 3.0 \cdot 10^7$ cm/s достигаются при наименьших из исследованных давлений, $p = 0.5$ Torr. При фиксированном давлении $p = 1$ Torr ускорение движения заряженных частиц достигается при увеличении ЭДС. Рост индукции магнитного поля замедляет скорость усредненного аксиального движения электронов и ионов.

Дальнейшее снижение давления в рамках данной модели не является оправданным, поскольку изменяется определяющий механизм упругих и ионизирующих столкновений.

Работа поддержана Российским научным фондом (грант № 16-11-10275)

Список литературы

- [1] Penning F.M. // Physica III. 1936. N 9. P. 873-894.
- [2] Грановский В.Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. М.: Наука. 1971. 543 с.
- [3] Марков В.Г., Прохорович Д.Е., Садилин А.Г., Щитов Н.Н. // Успехи прикладной физики. 2013. Т. 1. № 1. С. 23-29.
- [4] Габович М.Д., Плешивцев Н.В., Семашко Н.Н. Пучки ионов и атомов для управляемого термоядерного синтеза и технологических целей. М.: Энергоатомиздат. 1986. 249 с.

- [5] *Ситников М.М.* // ЖТФ. 1938. Т. 8. Вып. 17. С. 1527–1547.
- [6] *Мухамедов Р.Ф.* // ЖТФ. 1973. Т. 43. Вып. 8. С. 1677–1684.
- [7] *Hirsch E.N.* // Brit. J. Appl. Phys. 1964. Vol. 15. P. 1535–1544.
- [8] *Коротаев Ю.В., Мешков И.Н., Поляков В.Н., Смирнов А.В., Сыресин Е.М., Лей З., Транквилль Ж.* // ЖТФ. 1997. Т. 67. Вып. 11. С. 124–126.
- [9] *Никулин С.П.* // ЖТФ. 1998. Т. 68. Вып. 7. С. 56–63.
- [10] *Зюлькова Л.А., Козырев А.В., Проскуровский Д.И.* // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 11. С. 59–64.
- [11] *Браун С.* Элементарные процессы в плазме газового разряда. М.: Гос. Изд-во литературы в области атомной науки и техники, 1961. 323 с. (Brown S.C. Basic Data of Plasma Physics. Technology Press of M.I.T. and Wiley, 1966).
- [12] *Суржиков С.Т.* // Письма в ЖТФ. 2017. Т. 43. Вып. 3. С. 64–71.
- [13] *Surzhikov S.T., Shang J.S.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2014. Vol. 23. P. 054017.
- [14] *Surzhikov S.T.* Computational Physics of Electric Discharges in Gas Flows. Berlin/Boston: Walter de Gruyter GmbH. 2013. 428 p.
- [15] *Крейндель Ю.Е., Ионов А.С.* // ЖТФ. 1964. Т. 34. Вып. 7. С. 1199–1205.
- [16] *Рейхрудель Э.М., Чернетский А.В., Михневич В.В., Васильева И.А.* // ЖТФ. 1952. Т. 22. Вып. 12. С. 1945–1966.