

ОСОБЕННОСТИ ГОРЕНИЯ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА У ПОВЕРХНОСТИ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ГАЗА ПРИ НИЗКОМ ДАВЛЕНИИ

*И. В. Швейгерт**

*Институт теоретической и прикладной механики им. Христиановича
Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 27 июля 2009 г.

С использованием кинетического моделирования методом частиц в ячейках проводится исследование параметров тлеющего разряда в азоте вблизи поверхности в сверхзвуковом потоке газа. Давление газа варьируется от 100 до 500 мТорр, приложенное напряжение — от -500 до -1000 В. Особое внимание уделено анализу влияния граничных условий на диэлектрике, окружающем электроды, на функцию распределения электронов по энергиям. Потенциал на диэлектрике находится из условия равенства локальных значений электронного и ионного токов на поверхность. Результаты самосогласованных расчетов показывают, что отрицательный потенциал на диэлектрике существенно уменьшает уход высокоэнергетических электронов из объема и, таким образом, существенно меняет скорость ионизации, а также параметры и конфигурацию плазмы.

1. ВВЕДЕНИЕ

Различные типы газовых разрядов широко используются для модификации свойств газового потока вокруг дозвуковых и сверхзвуковых летательных аппаратов. Для понимания особенностей горения разрядов в верхних слоях атмосферы, где давление газа понижено, моделирование необходимо проводить с применением кинетических подходов. В случае киловольтных напряжений на разряде и низких давлений газа функции распределения электронов и ионов демонстрируют нелокальную зависимость от напряженности электрического поля. Поэтому при рассмотрении передачи энергии и импульса от электронной и ионной компонент плазмы к газу необходимо кинетическое описание процессов. В настоящее время для моделирования влияния газоразрядной плазмы на обтекание летательных аппаратов широко используются гидродинамические модели [1–3]. Однако такой подход требует отдельных расчетов функции распределения электронов и ионов и в целом задача решается несамосогласованно. Кроме того, в рамках гидродинамической модели определение граничных условий на диэлектрике

крайне затруднительно [3]. Как любая поверхность в плазме, диэлектрик, окружающий электроды, заряжается отрицательно из-за большей подвижности электронов по сравнению с ионами. Величина поверхностного заряда на диэлектрике определяется локальными потоками электронов и ионов. Благодаря большим градиентам электрических полей вблизи поверхности и на краях электродов, потенциал на диэлектрике является величиной переменной. Данный потенциал может существенно изменить свойства и конфигурацию плазмы вследствие уменьшения потерь электронов на поверхность.

В данной работе с применением метода частиц в ячейках с розыгрышем столкновений методом Монте-Карло [4] исследуются параметры тлеющего газового разряда с электродами, расположенными в одной плоскости. Давление газа $P = 100$ мТорр и $P = 500$ мТорр, напряжение на катоде $U = -500$ В и $U = -1000$ В. Разряд горит в сверхзвуковом потоке газа. Геометрия разряда показана на рис. 1. Мы включили в рассмотрение вторичные электроны с электродов, возникающие при бомбардировке поверхности ионами. Данная статья посвящена исследованию особенностей горения тлеющего разряда при низком давлении газа, а также влиянию гра-

*E-mail: ischweig@yahoo.com

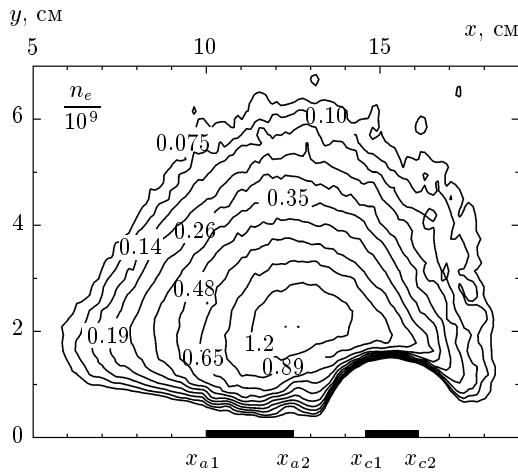


Рис. 1. Распределение концентрации электронов при давлении 100 мТорр, $n_{e\max} = 3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ и $n_{e\min} = 10^8 \text{ см}^{-3}$. Катод (x_{c1}, x_{c2}) и анод (x_{a1}, x_{a2}) показаны жирными линиями. Поток газа направлен справа налево

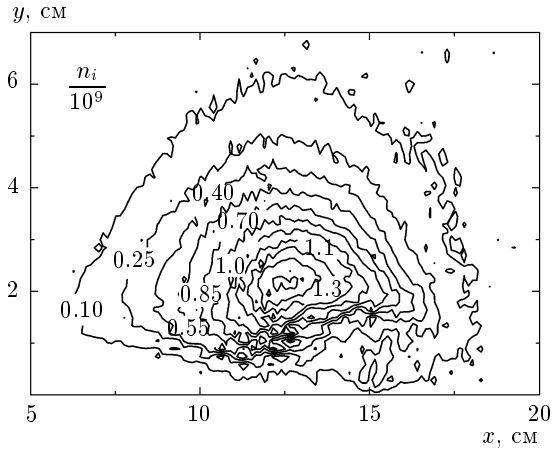


Рис. 2. Распределение концентрации ионов при давлении 100 мТорр

ничных условий для потенциала на диэлектрике на функцию распределения электронов.

Материал изложен следующим образом. Описание кинетической модели тлеющего разряда дано в разд. 2. Метод расчета потенциала поверхности диэлектрика обсуждается в разд. 3. Особенности структуры катодного слоя и квазинейтральной плазмы рассматриваются в разд. 4. Нелокальная зависимость скорости ионизации рассмотрена в разд. 6. Результаты расчетов поверхностного потенциала и влияние граничных условий на диэлектрике на функцию распределения электронов по энергиям обсуждаются в разд. 5. Выводы сформулированы в разд. 7.

2. КИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА

В данной модели тлеющего разряда в потоке газа система уравнений включает кинетические уравнения для электронов и ионов (трехмерные по скорости и двумерные по пространству) и уравнение Пуассона. Функции распределения по энергиям для электронов $f_e(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ и ионов $f_i(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ находятся из уравнений Больцмана:

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} + \mathbf{v}_e \frac{\partial f_e}{\partial \mathbf{r}} - \frac{e\mathbf{E}}{m} \frac{\partial f_e}{\partial \mathbf{v}_e} = J_e, \quad n_e = \int f_e d\mathbf{v}_e, \quad (1)$$

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \mathbf{v}_i \frac{\partial f_i}{\partial \mathbf{r}} + \frac{e\mathbf{E}}{M} \frac{\partial f_i}{\partial \mathbf{v}_i} = J_i, \quad n_i = \int f_i d\mathbf{v}_i, \quad (2)$$

где v_e, v_i, n_e, n_i, m, M — соответственно электронные и ионные скорости, концентрации и массы, J_e, J_i — столкновительные интегралы для электронов и ионов.

Зная функции распределения по энергиям для электронов (ФРЭЭ) и ионов, вычисляем средние энергии электронов и ионов:

$$\varepsilon_{e,i}(\mathbf{r}) = n_{e,i}^{-1} \int \frac{m_{e,i} v_{e,i}^2}{2} f_{e,i} d^3 v_{e,i}, \quad (3)$$

скорости упругого и неупругого рассеяния электронов и ионов на молекулах газа, а также энерговклад.

Уравнение Пуассона описывает распределение электрического потенциала:

$$\Delta\phi = 4\pi e \left(n_e - \sum_{i=1}^N n_i \right), \quad \mathbf{E} = -\frac{\partial\phi}{\partial \mathbf{r}}. \quad (4)$$

Используются следующие граничные условия для уравнения Пуассона: на аноде $U = 0$, на катоде $U = U_c$, $\partial E_y / \partial y = 0$ на верхней границе расчетной области и $\partial E_x / \partial x = 0$ на ее боковых границах. На диэлектрике (см. рис. 1, $y = 0, x < x_{a1}, x_{a2} < x < x_{c1}, x > x_{c2}$) граничные условия для потенциала задаются из условия равенства электронного j_e и ионного j_i токов на поверхность:

$$j_e(x) = j_i(x). \quad (5)$$

Система уравнений (1)–(5) решается самосогласованно методом частиц в ячейках с розыгрышем столкновений методом Монте-Карло [4]. Тлеющий

разряд горит в азоте. Кинетика электронов включает упругое рассеяние электронов на молекулах, возбуждение вращательных и колебательных уровней, возбуждение метастабильных состояний и ионизацию. Рассматривается также эмиссия вторичных электронов при бомбардировке катода ионами с коэффициентом вторичной эмиссии γ . Распределение скорости газа задается модельной функцией

$$v_g(y) = 0.5v_{max} \left(1 + \sin \left(\pi \left(\frac{y}{y_s} - 0.5 \right) \right) \right), \quad (6)$$

$$y < y_s,$$

$$v_g(y) = v_{max}, \quad y > y_s,$$

где $v_{max} = -10^5$ см/с — максимальная скорость газа и $y_s = 1.5$ см — координата, при которой достигается максимальная скорость газа. Влияние скорости газа учитывается при моделировании движения ионов, при рассеянии на молекулах газа, а также при образовании ионов в процессе ионизации молекул электронным ударом.

В дальнейшем мы планируем провести самосогласованные расчеты параметров тлеющего разряда и газового потока для исследования влияния плазмы на локальные характеристики потока.

3. РАСЧЕТ ЗАРЯДА НА ДИЭЛЕКТРИКЕ

В стационарных условиях заряд на диэлектрике определяется балансом электронного j_e и ионного j_i токов на поверхность диэлектрика. Потоки j_e , j_i определяются разностью потенциалов между плазмой и поверхностью, температурой электронов T_e и ионов T_i и их концентрациями. Проведем оценку тока электронов и ионов на поверхность. Предположим, что электроны имеют максвелловское распределение вблизи поверхности, тогда ток электронов определяется выражением

$$j_e = S \frac{qn_e v_{et}}{4} \exp \frac{q(\phi_p - \phi_s)}{k_B T_e}, \quad (7)$$

где

$$v_{et} = \left(\frac{8k_B T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2},$$

S — площадь ячейки, ϕ_p , ϕ_s — потенциалы плазмы и поверхности диэлектрика.

Поток ионов имеет тепловую компоненту

$$j_{i1} = S \frac{qn_i v_{it}}{4} \left(1 - \frac{q(\phi_p - \phi_s)}{k_B T_i} \right), \quad (8)$$

где

$$v_{it} = \left(\frac{8k_B T_i}{\pi m_i} \right)^{1/2},$$

и дрейфовую компоненту

$$j_{i2} = Sqn_i v_{dr}, \quad (9)$$

где $v_{dr} = \mu_i E$ для $E < E_0$ и $v_{dr} = \mu_i E^{1/2}$ для $E > E_0$ [5]. Из условия баланса токов (5) рассчитывается потенциал поверхности диэлектрика. Величины, необходимые для расчета токов, n_e , n_i , T_e , T_i , ϕ_p , ϕ_s , находятся при решении уравнений (1)–(4). Рассчитанный потенциал поверхности диэлектрика является граничным условием при решении уравнения Пуассона. Система уравнений (1)–(4) решается самосогласованно с уравнением (5) методом итераций.

Метод частиц в ячейках допускает также прямой численный подсчет падающих на диэлектрик псевдочастиц, моделирующих электроны и ионы. Однако при вычислении таким способом тока электронов и ионов определение потенциала поверхности в каждой точке затруднено из-за большого статистического шума.

Для проверки применимости соотношений (7)–(9) проводился расчет токов электронов и ионов на поверхности диэлектрика прямым суммированием псевдочастиц на диэлектрике. Примерное равенство электронного и ионного токов в каждой расчетной ячейке показывает применимость соотношений (7)–(9) для определения поверхностного потенциала.

4. ХАРАКТЕРИСТИКИ КАТОДНОГО СЛОЯ И КВАЗИНЕЙТРАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ

Рассмотрим параметры плазмы, полученные при самосогласованном решении системы уравнений (1)–(5) методом частиц в ячейках в модельном потоке газа (6). Расчеты проводились для двух случаев: а) $P = 100$ мТорр, $U = -1000$ В, $\gamma = 0.1$ и б) $P = 500$ мТорр, $U = -500$ В, $\gamma = 0.05$. Геометрия расчетной области и расположение электродов показаны на рис. 1. Координаты электродов: $x_{a1} = 10$ см, $x_{a2} = 12.5$ см, $x_{c1} = 14.5$ см, $x_{c2} = 16$ см для $P = 100$ мТорр и $x_{a1} = 2$ см, $x_{a2} = 3.5$ см, $x_{c1} = 5.5$ см, $x_{c2} = 7$ см для $P = 500$ мТорр. Поток газа направлен справа налево.

Распределения концентраций электронов и ионов, нормированные на 10^9 см $^{-3}$ в логарифмическом масштабе, показаны на рис. 1, 2 для $P = 100$ мТорр. Плазменный сгусток имеет размеры 15 см по оси x и 6 см по оси y , и концентрация

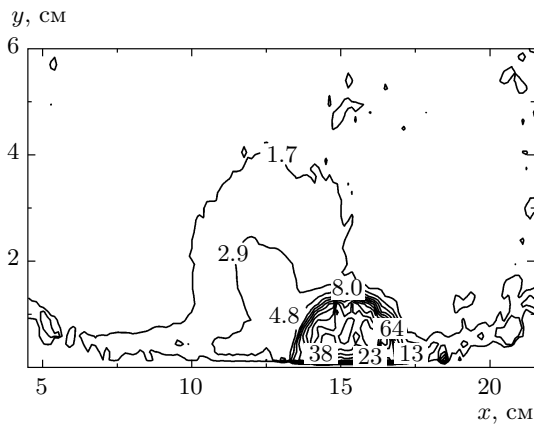


Рис. 3. Распределение энергии электронов при давлении 100 мТорр

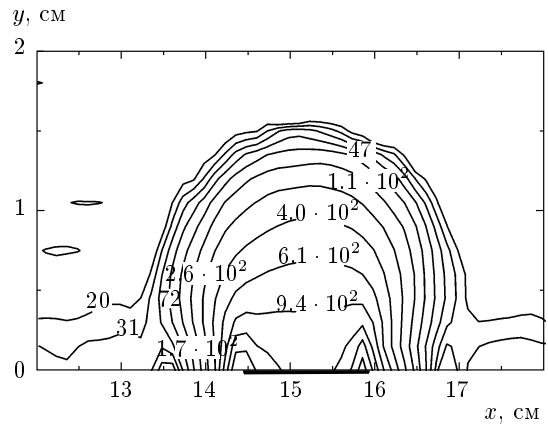


Рис. 4. Распределение электрического поля $E = (E_x^2 + E_y^2)^{1/2}$ вблизи нагруженного электрода при давлении 100 мТорр

плазмы от центра к периферии уменьшается в 30 раз. Практически вся плазма является квазинейтральной за исключением области вблизи поверхности. Максимум концентрации плазмы сдвинут относительно катодной области в сторону анода по направлению потока газа.

Катодный слой хорошо виден на рис. 1 из-за отсутствия холодных электронов. Здесь ускоряются только электроны, эмитируемые с катода под воздействием ионов. Распределение энергии электронов показано на рис. 3. В квазинейтральной области вторичные электроны термализуются и удерживаются электростатическим потенциалом. От центра плазменного сгустка к краю энергия электронов меняется от 3 эВ до 1.5 эВ. Вторичные электроны с катода ускоряются в больших электрических полях катодного слоя, и их средняя энергия достигает 300–400 эВ.

На рис. 4 показаны изолинии электрического поля $E = (E_x^2 + E_y^2)^{1/2}$ вблизи нагруженного электрода. Максимальные градиенты поля E наблюдаются на краях катода. Вдоль поверхности между электродами электрическое поле $E = 51$ В/см. Как показывают расчеты, ширина катодной области равняется примерно $l_y = 1.6$ см, $l_x = 1$ см от краев нагруженного электрода.

Распределения электрического поля, средней энергии электронов, а также концентрации электронов и ионов при $x = 15.3$ см, что соответствует центру нагруженного электрода, даны на рис. 5. Электрическое поле убывает почти линейно от катода к квазинейтральной области. Энергия электронов монотонно возрастает на длине примерно 0.8 см, которая является характерной длиной

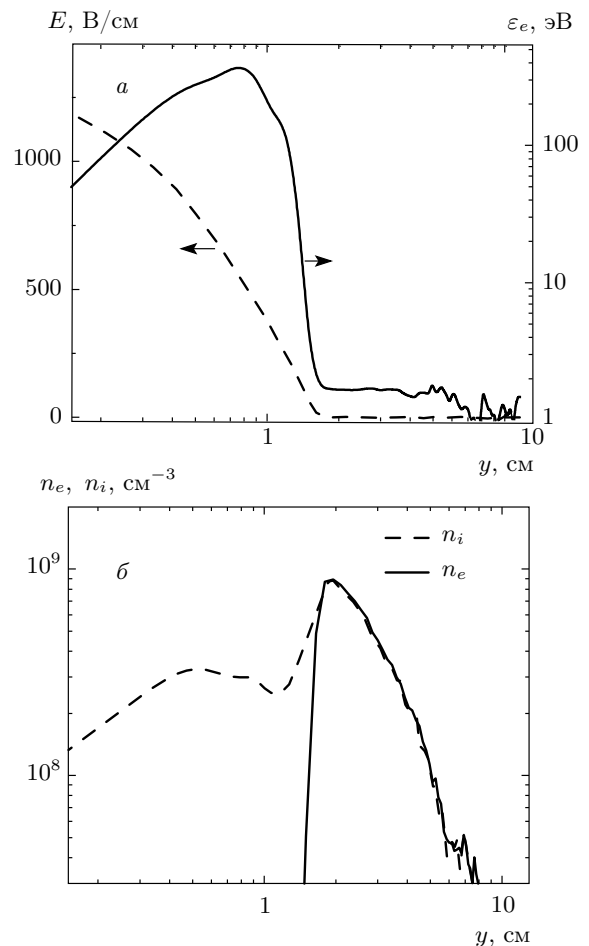


Рис. 5. Распределения по координате y электрического поля, энергии электронов (а), концентрации электронов и ионов (б) при $x = 15.3$ см (центр нагруженного электрода) и $P = 100$ мТорр

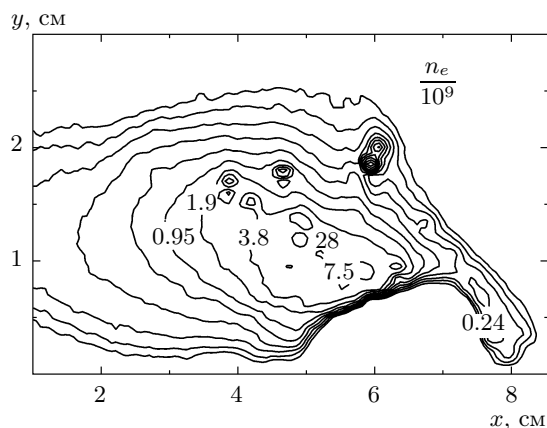


Рис. 6. Распределение концентрации электронов при $P = 500$ мТорр, $n_{e\max} = 2.6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $n_{e\min} = 2.6 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$

релаксации энергии электронов в неупругих столкновениях $\lambda = 1/\sigma_{tot}N$, где σ_{tot} — суммарное сечение возбуждения триплетных состояний N_2 и ионизации молекул азота электронным ударом, N — плотность газа. В квазинейтральной части разряда концентрация плазмы значительно возрастает и энергия электронов уменьшается до 2 эВ. В катодном слое концентрация ионов равняется примерно $3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$, а в квазинейтральной области достигает $(1-3) \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$.

Для $P = 500$ мТорр и $U = -500$ В концентрация плазмы возрастает на порядок, а ширина катодного слоя уменьшается ($l_y = 0.7$ см) по сравнению со случаем $P = 100$ мТорр. Распределение концентрации электронов для $P = 500$ мТорр показано на рис. 6. Из-за возрастающей частоты резонансной перезарядки ионов на молекулах газа смещение максимума концентрации плазмы по потоку и деформация катодного слоя более заметны, чем в случае $P = 100$ мТорр.

5. ПОВЕРХНОСТНЫЙ ПОТЕНЦИАЛ НА ДИЭЛЕКТРИКЕ

Распределение потенциала на поверхности диэлектрика показано на рис. 7 для случая $P = 100$ мТорр. На рисунке видно, что диэлектрик, окружающий электроды, находится под отрицательным потенциалом 1–4 В. Отрицательный потенциал поверхности повышает потенциальный барьер для электронов с энергией близкой к порогу ионизации

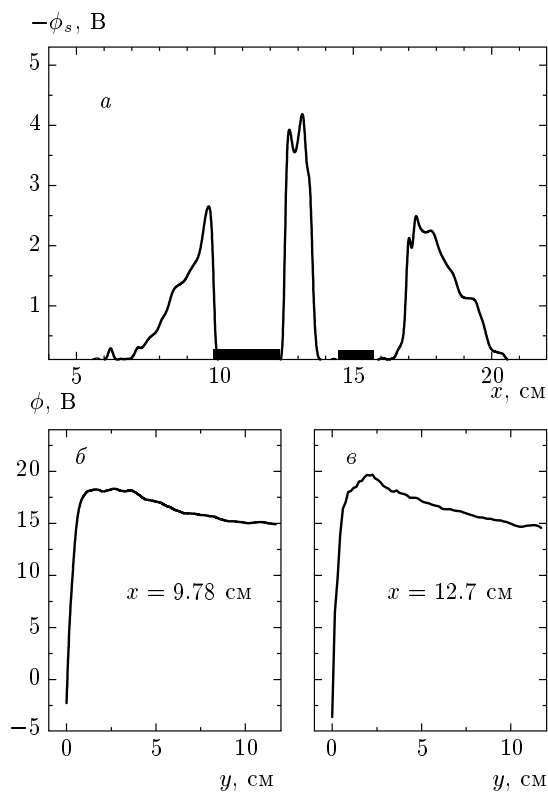


Рис. 7. Распределения потенциала по поверхности диэлектрика (а) и в направлении, перпендикулярном к поверхности диэлектрика, (б, в) при давлении 100 мТорр, $U = -1000$ В, $\gamma = 0.1$

(15.6 эВ) N_2 . Благодаря этому уход горячих электронов на поверхность значительно уменьшается, что приводит к повышению скорости ионизации и концентрации плазмы в объеме. На рис. 7б,в показаны распределения электрического потенциала в направлении, перпендикулярном поверхности диэлектрика, слева от анода и между анодом и катодом. Максимум потенциала на расстоянии 2 см от поверхности соответствует центру потенциальной ямы для холодных электронов. На рис. 8 показано распределение потенциала на поверхности диэлектрика для более высокого давления $P = 500$ мТорр. При этом давлении концентрация плазмы больше на порядок и потенциал на диэлектрике значительно выше, чем для случая $P = 100$ мТорр.

6. НЕЛОКАЛЬНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ИОНИЗАЦИИ ОТ ПОЛЯ E

Результаты кинетических расчетов показывают, что даже для достаточно больших давлений газа,

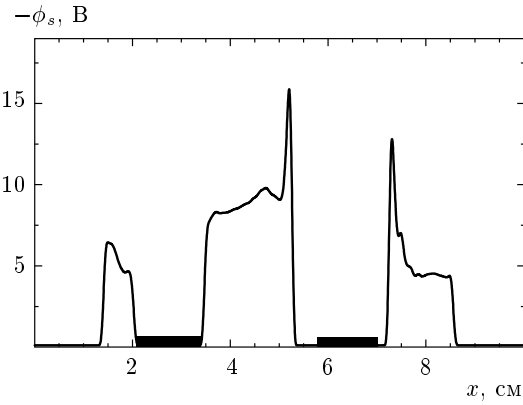


Рис. 8. Распределение потенциала по поверхности диэлектрика при давлении 500 мТорр, $U = -500$ В, $\gamma = 0.05$

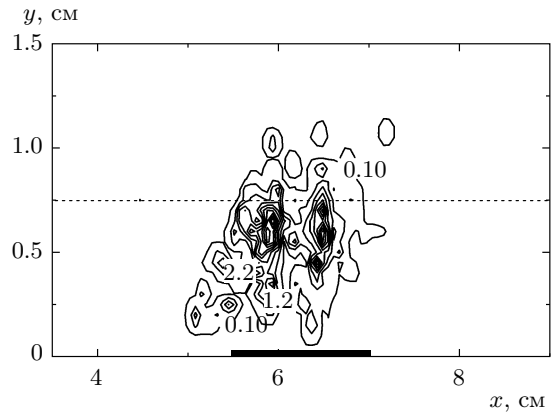


Рис. 10. Распределение скорости ионизации электронным ударом, нормированной на $10^{15} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, для $P = 500$ мТорр, $v_{imax} = 7.8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, $v_{imin} = 10^{13} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$

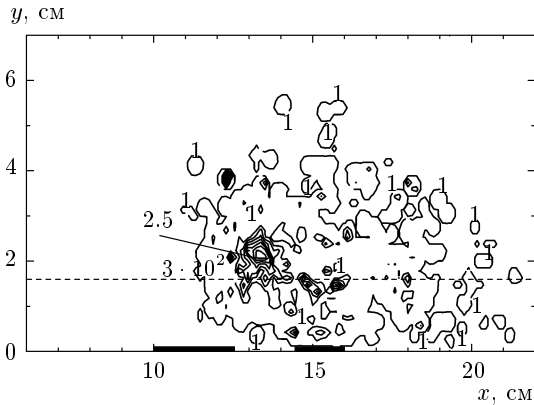


Рис. 9. Распределение скорости ионизации электронным ударом v_i , нормированной на $10^{15} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, для $P = 100$ мТорр, $v_{imax} = 2.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, $v_{imin} = 10^{12} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$

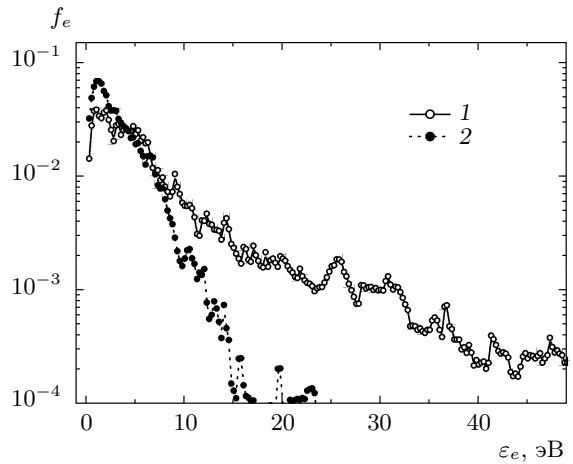


Рис. 11. Функция распределения электронов по энергиям в точке $x = 5.3$ см, $y = 0.3$ см для самосогласованного потенциала ϕ_s (1) и для $\phi_s = 0$ (2), $P = 500$ мТорр

таких как 500 мТорр, хорошо видна нелокальная зависимость ФРЭЭ от напряженности электрического поля. Максимальная энергия электронов и максимум скорости ионизации располагаются на границе катодного слоя. При меньших давлениях газа, например 100 мТорр, основные ионизационные процессы происходят вне катодного слоя. На рис. 9, 10 представлены скорости ионизации для $P = 100, 500$ мТорр, горизонтальными штриховыми линиями показаны границы катодной области.

Для случая нулевых граничных условий на диэлектрике при $P = 500$ мТорр скорость ионизации примерно в два раза меньше, чем для случая самосогласованного потенциала, показанного на рис. 8.

Граничные условия на диэлектрике существенно влияют на функцию распределения электронов по энергиям. На рис. 11 показана ФРЭЭ в точке $x = 5.3$ см, $y = 0.3$ см для самосогласованного потенциала ϕ_s на диэлектрике и для случая нулевых граничных условий. Для самосогласованного потенциала ϕ_s доля высокоэнергетичных электронов, способных ионизовать, значительно больше. При приближении к поверхности доля холодных электронов уменьшается, а высокоэнергетичных — увеличивается. За счет присутствия высокоэнергетичных электронов скорость ионизации вблизи диэлектрика достаточно высока.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С использованием кинетического двумерного моделирования методом частиц в ячейках исследованы параметры тлеющего разряда с плоскими электродами при пониженном давлении газа ($P = 100, 500$ мТорр). Скорость потока газа задавалась функцией, моделирующей пограничный слой в сверхзвуковом потоке газа. Из расчетов получено, что вторичные электроны, возникающие при бомбардировке электрода ионами, определяют величину скорости ионизации и плотность плазмы. Функция распределения электронов имеет нелокальный характер от напряженности электрического поля, и ионизация имеет место за пределами катодного слоя. Рассчитан потенциал на поверхности диэлектрика, наведенный потоками плазмы из объема. Показано, что функция распределения электронов по энергиям у поверхности диэлектрика определяется величиной этого поверхностного потенциала. Формирование дополнительного отрицательного потенциального барьера значительно уменьшает потерю высокоэнергетичных электронов и повышает

скорость ионизации как в квазинейтральной части разряда, так и вблизи поверхности.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 08-02-00833а) и Интеграционного проекта СО РАН № 113-2009.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Klimov, V. Bitiurin, I. Moralev, B. Tolkunov, and K. Zhirnov, 46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, AIAA 2008-1411 (2008).
2. V. R. Soloviev and V. M. Krivsov, J. Phys. D: Appl. Phys. **42**, 125208 (2009).
3. С. Т. Суржиков, *Физическая механика газового разряда*, МГТУ им. Н. Э. Баумана, Москва (2006).
4. C. K. Birdsall and A. B. Langdon, *Plasma Physics Via Computer Simulation*, McGraw-Hill, New York (1985).
5. Ю. П. Райзер, *Физика газового разряда*, Наука, Москва (1987).