

Math-Net.Ru

All Russian mathematical portal

S. T. Surzhikov, Квазистационарный высокочастотный емкостной тлеющий разряд в поперечном магнитном поле,
TVT, 2010, Volume 48, supplementary issue, 102–112

<https://www.mathnet.ru/eng/tvt928>

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru implies that you have read and agreed to these terms of use

<https://www.mathnet.ru/eng/agreement>

Download details:

IP: 18.97.14.82

April 29, 2025, 06:35:21



УДК 533.6.011

КВАЗИСТАЦИОНАРНЫЙ ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ ЕМКОСТНОЙ ТЛЕЮЩИЙ РАЗРЯД В ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

© 2010 г. С. Т. Суржиков

Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва
Поступила в редакцию 15.09.2009 г.

Обсуждаются проблемы компьютерного моделирования двухмерной структуры высокочастотного емкостного (ВЧЕ) тлеющего разряда. Диффузионно-дрейфовая вычислительная модель ВЧЕ-разряда, горящего в квазистационарном режиме, использована для анализа поведения ВЧЕ в поперечном магнитном поле. Расчеты выполнены для двухмерного ВЧЕ тлеющего разряда при давлении 5–10 Тор и ЭДС-источника питания 520–1000 В с частотой 13.59 МГц. Вектор магнитного поля с индукцией $B = 0.2$ Т направлен поперек токового столба ВЧЕ-разряда. Высокочастотный тлеющий разряд представляет собой частично ионизованный газ с плотностью заряженных частиц $\sim 10^{11}$ см⁻³, который не возмущает магнитное поле.

PACS: 47.70.Mc, 47.70.Nd, 47.10.ad, 47.40.Ki, 47.11.Bc

ВВЕДЕНИЕ

Возможность использования электромагнитных способов модификации частично ионизованных газовых потоков в разнообразных аэрокосмических технологиях обсуждается в литературе уже более 60 лет. Одним из возможных способов такой модификации являются применение хорошо известных в физике газоразрядной плазмы тлеющего разряда непрерывного тока и высокочастотных разрядов индукционного и емкостного типа. Указанные типы разрядов характеризуются относительно низкими энергетическими затратами и простотой организации.

Важной особенностью этих типов разрядов является то, что при давлении в газовых потоках порядка 1–10 Тор они являются достаточно однородными, а характерное время их формирования составляет микросекунды, что заметно меньше времени формирования газодинамической структуры.

В предыдущих работах было выполнено подробное расчетно-теоретическое исследование структуры тлеющих разрядов непрерывного тока при давлениях $p \sim 1\text{--}20$ Тор в отсутствие газового потока [1] в дозвуковых [2], сверхзвуковых [3] и гиперзвуковых [4–7] газовых потоках. Теоретически было показано, что непрерывный тлеющий разряд постоянного тока, горящий в режиме нормальной плотности тока [1] между электродами на противоположных поверхностях [1–3] и на одной [6] поверхности, является весьма перспективным для использования в различных аэрокосмических приложениях. При этом использование внешнего

магнитного поля небольшой индукции может значительно усилить влияние разрядов на газодинамическую структуру [5–8].

В данной работе исследования, начатые в [1–8] в области численного моделирования тлеющих разрядов в разреженных потоках, продолжены в отношении высокочастотного емкостного разряда, горящего в квазистационарном режиме при давлении $p = 5\text{--}10$ Тор. Схема разряда показана на рис. 1. Квазистационарный режим существования разряда характеризуется тем, что после своего формирования от некоторого локализованного в межэлектродном промежутке исходного плазменного образования, задаваемого в качестве начальных расчетных данных (процесс формирования токового столба занимает примерно десять микросекунд), ВЧЕ-разряд сохраняет свою конфигурацию в течение значительно большего промежутка времени (более 100 мкс), эволюционируя в пространстве. Как правило, в расчетах наблюдается медленное расширение токового столба с сохранением внутренней электродинамической структуры разряда с приэлектродными областями пространственного заряда и положительным столбом.

Так же, как и тлеющий разряд постоянного тока, исследуемый ВЧЕ-разряд характеризуется малой степенью ионизации разреженного газа, $n_e/n_n \sim 10^{-5}$ (n_n , n_e – концентрации нейтральных частиц и электронов) и высокой степенью неравновесности, при которой температура нейтральных частиц и ионов близка к комнатной, а температура электронов, нагретых внешним электрическим полем, достигает

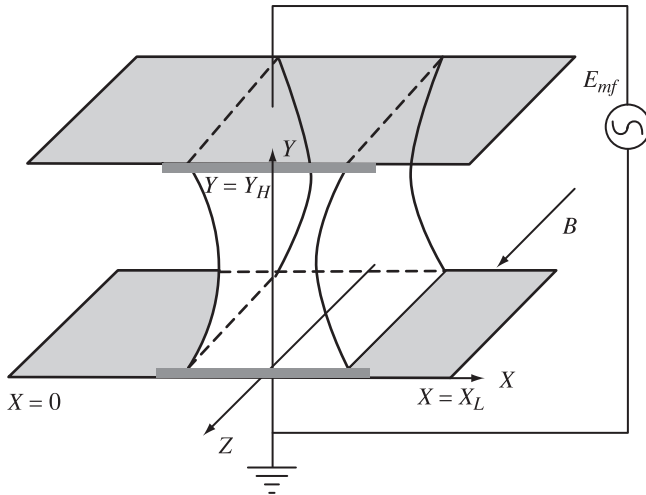


Рис. 1. Расчетная схема ВЧЕ-разряда во внешнем магнитном поле.

20000–30000 К. В режиме нормальной плотности тока имеется баланс между ионизационными, рекомбинационными и диффузионными процессами в столбе электрического разряда. Результаты численных исследований одномерной структуры ВЧЕ-разрядов опубликованы в [9]. Первый двухмерный расчет ВЧЕ-разряда (без магнитного поля) выполнен в [10].

Заметим, что высокочастотное электрическое поле приводит к возможности существования большего многообразия токовых структур, чем в классическом тлеющем разряде постоянного тока [9]. В частности, в экспериментах наблюдаются две формы ВЧЕ-разряда [11], так называемые α - и γ -формы разряда.

В данной работе расчетным путем получена квазистационарная α -формы разряда и стационарная γ -форма, а также исследуется эволюция одной из форм разряда в поперечном магнитном поле. Подчеркнем, что здесь обсуждаются численные решения, полученные для квазистационарного ВЧЕ-разряда на временных интервалах < 200 мкс.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается двухмерная структура высокочастотного емкостного тлеющего разряда в молекулярном азоте, который существует между двумя бесконечными плоскими электродами (рис. 1). Задача решается в прямоугольной декартовой системе координат, так что токовая структура представляет собой бесконечный слой в направлении оси z .

Электродинамическая структура разряда описывается уравнениями неразрывности для объемной плотности электронов n_e и ионов n_i , совместно с уравнением Пуассона для электрического поля $\mathbf{E} = -\text{grad } \varphi$, а также уравнением теплопроводности

нейтральных частиц. Указанная система уравнений сформулирована в виде, удобном для численной реализации в работе [7]:

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

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

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

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + q_J, \quad (4)$$

$$\Gamma_e = n_e \mathbf{u}_e = -D_e \text{grad } n_e - n_e \mu_e (\mathbf{E} + \mathbf{u}_e \times \mathbf{B}/c), \quad (5)$$

$$\Gamma_i = n_i \mathbf{u}_i = -D_i \text{grad } n_i + n_i \mu_i (\mathbf{E} + \mathbf{u}_i \times \mathbf{B}/c). \quad (6)$$

Здесь n_e, n_i – объемные концентрации электронов и ионов; D_e, D_i – коэффициенты диффузии электронов и ионов; p – давление; T – температура; φ – электрический потенциал, e – заряд электрона; Γ_e, Γ_i – плотности потоков электронов и ионов; $|\Gamma_e| = \sqrt{\Gamma_{e,x}^2 + \Gamma_{e,y}^2}$; \mathbf{B} – вектор индукции магнитного поля (направление данного вектора показано на рис. 1); $\mathbf{u}_e, \mathbf{u}_i$ – средние скорости электронов и ионов, $q_J = \eta(\mathbf{jE})$; $\mathbf{j} = e(\Gamma_i - \Gamma_e) = \mathbf{J}_i - \mathbf{J}_e$; $\alpha(E), \beta$ – коэффициенты ионизации и рекомбинации; μ_e, μ_i – подвижности электронов и ионов; η – часть джоулева нагрева, которая идет в тепло (значительная часть энергии идет в возбуждение колебательных степеней свободы молекулярного азота); $\mathbf{B} = (0, 0, B_z)$ – индукция магнитного поля;

$$b_e = \frac{\mu_e B_z}{c} = \frac{\omega_e}{\nu_e}, \quad b_i = \frac{\mu_i B_z}{c} = \frac{\omega_i}{\nu_{in}} \quad (7)$$

– параметры Холла для электронов и ионов;

$$\omega_e = \frac{eB_z}{m_e c} = \frac{eH_z}{m_e c}, \quad (8)$$

$$\omega_i = \frac{eB_z}{m_i c} = \frac{eH_z}{m_i c} \quad (9)$$

– радиусы Лармора электронов и ионов,

ν_e, ν_{in} – частоты столкновений электронов и ионов в частично ионизованном газе; m_e, m_i – массы электронов и ионов; c – скорость света.

В уравнениях (1)–(2) используются следующие выражения для проекций эффективного

электрического поля:

$$E_{e,x} = \frac{b_e E_y - E_x}{1 + b_e^2}, \quad E_{e,y} = -\frac{b_e E_x + E_y}{1 + b_e^2},$$

$$E_{i,x} = \frac{E_x + b_i E_y}{1 + b_i^2}, \quad E_{i,y} = -\frac{E_y - b_i E_x}{1 + b_i^2}.$$

Уравнения (1)–(6) замыкаются соотношением для потенциала анода относительно нулевого потенциала катода. В расчетах имеется возможность реализовать два режима поддержания ВЧЕ-разряда. В первом случае для определения потенциала анода по отношению к потенциалу катода привлекается уравнение внешней токовой цепи [11]

$$\frac{E_{mf} - V(t)}{R_0} + \int_{-\frac{1}{2}X_L}^{+\frac{1}{2}X_L} (j_{y,i} - j_{y,e})_{y=Y_H} Z_0 dx = \frac{dQ}{dt}, \quad (10)$$

$$\varepsilon_0 Q(t) = \int_{-\frac{1}{2}X_L}^{+\frac{1}{2}X_L} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial y} \right)_{y=Y_H} Z_0 dx, \quad (11)$$

$$\varepsilon(t) = E_0 \sin(2\pi ft), \quad (12)$$

где $\varepsilon_0 = 1.81 \cdot 10^{-6}$ В · см, $V(t)$ – падение потенциала на разрядном промежутке, E_{mf} – ЭДС источника питания; $j_{y,i}$, $j_{y,e}$ – нормальные к поверхности компоненты плотности тока ионов и электронов, $Q(t)$ – количество избыточных ионов на аноде, связанное с дисбалансом тока в электроразрядном промежутке и внешней цепью; R_0 – омическое сопротивление электрической цепи; $Z_0 = 1$ см; f – частота изменения потенциала; t – время.

Во втором случае принимается, что потенциал анода изменяется по заданному закону, например,

$$V(t) = E_0 \sin(2\pi ft). \quad (13)$$

В данной работе приведены примеры реализации условия (13).

Граничные условия для концентраций частиц и для электрического потенциала задаются в следующем виде:

$$y = 0, \quad \left. \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right|_{y=0} > 0; \quad (14)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial y} = 0, \quad \Gamma_{y,e} = \gamma \Gamma_{y,i}, \quad \varphi = 0;$$

$$y = H, \quad \left. \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right|_{y=H} > 0; \quad (15)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial n_e}{\partial y} = 0, \quad \varphi = E(t);$$

$$y = 0, \quad \left. \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right|_{y=0} < 0; \quad \frac{\partial n_i}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial n_e}{\partial y} = 0, \quad \varphi = 0; \quad (16)$$

$$y = H, \quad \left. \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right|_{y=H} < 0; \quad (17)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial y} = 0, \quad \Gamma_{y,e} = \gamma \Gamma_{y,i}, \quad \varphi = E(t);$$

$$x = 0: \quad \frac{\partial n_e}{\partial x} = \frac{\partial n_i}{\partial x} = \frac{\partial \varphi}{\partial x} = 0; \quad (18)$$

$$x = L: \quad \frac{\partial n_e}{\partial x} = \frac{\partial n_i}{\partial x} = \frac{\partial \varphi}{\partial x} = 0. \quad (19)$$

В (14) и (17) γ – коэффициент вторичной электронной эмиссии.

2. ЗАМЫКАЮЩИЕ СООТНОШЕНИЯ

Предполагается, что теплофизические и переносные свойства нейтральных частиц разряда зависят от температуры, поэтому

$$\mu_e(p^*) = \frac{4.2 \times 10^5}{p^*}, \quad \text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с}),$$

$$\mu_i(p^*) = \frac{2280}{p^*}, \quad \text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с}),$$

$$p^* = p \frac{293}{T}, \quad \text{Тор}; \quad (20)$$

$$D_e = \mu_e(p^*) T_e, \quad D_i = \mu_i(p^*) T, \quad \text{см}^2/\text{с};$$

$$c_p = 8.314 \frac{7}{2} \frac{1}{M_\Sigma}, \quad \text{Дж}/(\text{г} \cdot \text{К}), \quad M_\Sigma = 28 \text{ г/моль},$$

$$\rho = 1.58 \times 10^{-5} \frac{M_\Sigma p}{T}, \quad \text{г/см}^3;$$

$$\lambda = \frac{8.334 \cdot 10^{-4}}{\sigma^2 \Omega^{(2.2)*}} \times$$

$$\times \sqrt{\frac{T}{M_\Sigma}} \left(0.115 + 0.354 \frac{c_p M_\Sigma}{\bar{R}} \right), \quad \text{Вт}/(\text{см} \cdot \text{К});$$

$$\Omega^{(2.2)*} = \frac{1.157}{(T^*)^{0.1472}}, \quad T^* = \frac{T}{(\varepsilon/k)},$$

$(\varepsilon/k) = 71.4$ К, $\sigma = 3.68$ Å, $\bar{R} = 8.314$ Дж/(К · моль);

p – невозмущенное давление в окружающей среде,

$N = 0.954 \times 10^{19} \frac{p}{T}$ см⁻³ – объемная концентрация нейтральных частиц.

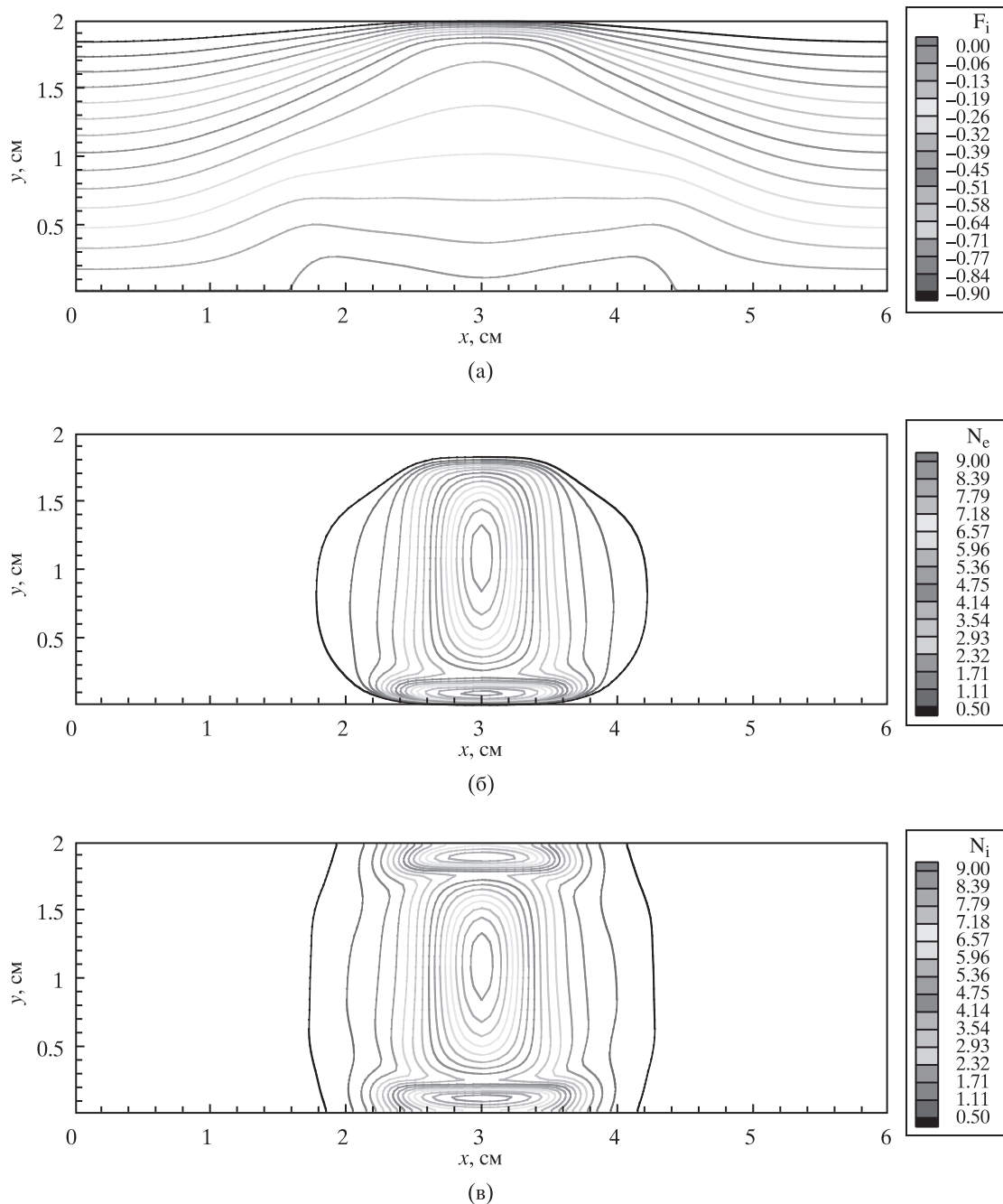


Рис. 2. Электродинамическая структура ВЧЕ-разряда при $p = 5$ Тор, $E_0 = 520$ В, $f = 13.59$ МГц в фазе А: (а) – электрический потенциал $\Phi = \frac{\varphi}{E_0}$, (б) – $N_e = n_e \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-3}$; (в) – $N_i = n_i \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-3}$. Максимальная концентрация ионов – у катода.

Коэффициент рекомбинации β считается постоянным, $\beta = 2 \times 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$. Температура электронов T_e рассчитывается с использованием эмпирического соотношения [12]

$$\frac{T_e}{T} = 29.96 \ln\left(\frac{E}{p}\right) + 24.64, \quad (21)$$

где E/p – параметр разряда в В/(см · Тор). Соотно-

шение (21) является экстраполирующим для катодного слоя.

Ионизационный коэффициент (первый коэффициент Таунсенда) задается в виде

$$\alpha(E) = p^* A_{in} \exp\left[-\frac{B_{in}}{(|\mathbf{E}|/p^*)}\right], \quad 1/(\text{см} \cdot \text{Тор}), \quad (22)$$

где $A_{in} = 12/(\text{см} \cdot \text{Тор})^{-1}$, $B_{in} = 342 \text{ В}/(\text{см} \cdot \text{Тор})$.

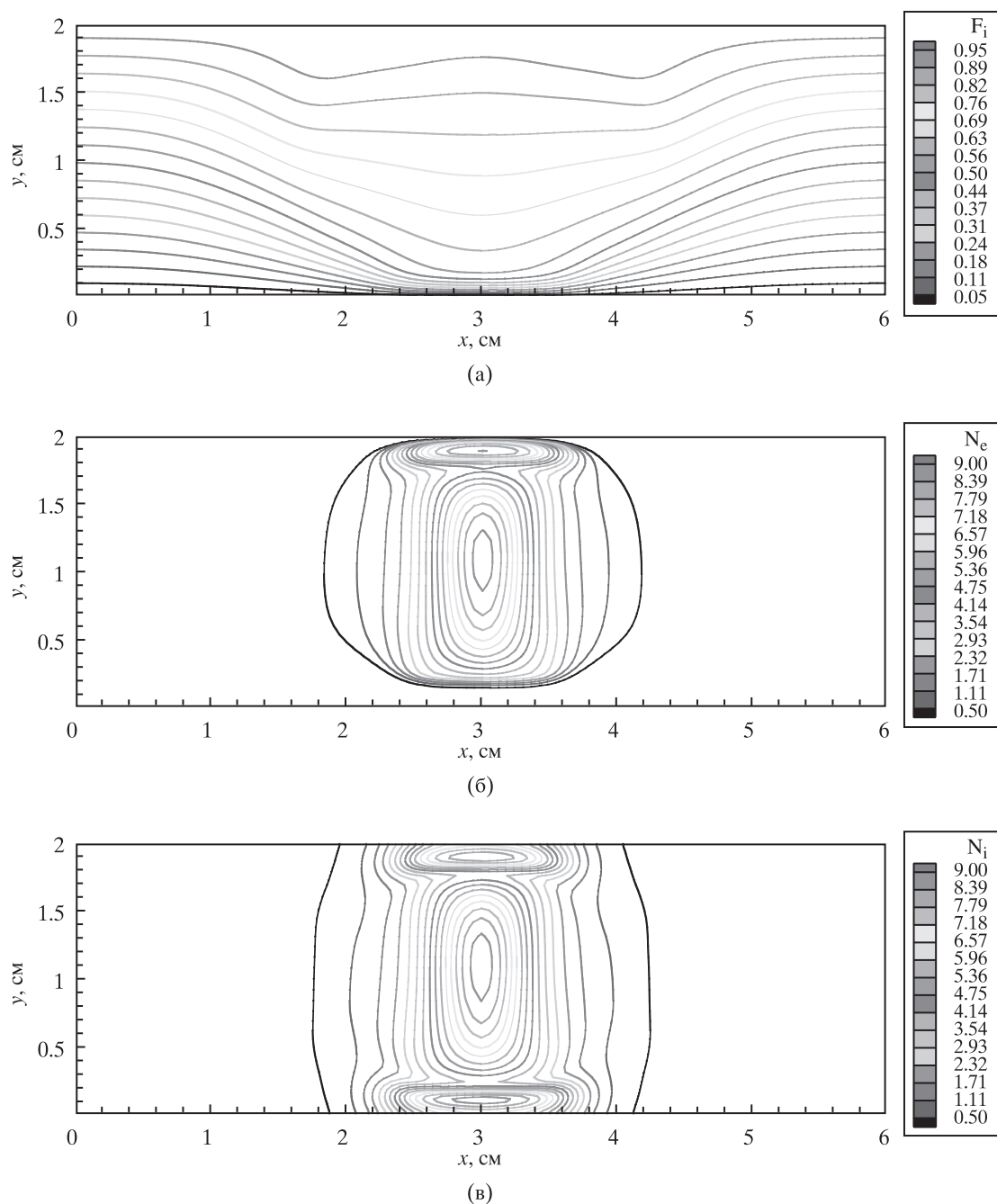


Рис. 3. Электродинамическая структура ВЧЕ-разряда при $p = 5$ Тор, $E_0 = 520$ В, $f = 13.59$ МГц в фазе Б: (а) – электрический потенциал, (б) – $N_e = n_e \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-3}$; (в) – $N_i = n_i \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-3}$. Максимальная концентрация ионов – у анода.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Методом численного моделирования изучается структура ВЧЕ-разряда в молекулярном азоте при давлении $p = 5\text{--}10$ Тор, амплитудные значения ЭДС $E_0 = 520\text{--}1000$ В; расстояние между бесконечными плоскими электродами $Y_H = 2$ см. Поперечный к разряду размер расчетной области $X_L = 6$ см (рис. 1). Вектор индукции магнитного поля направлен вдоль оси z , а его модуль – $B_z = 0.2$ Т. Численное модели-

рование выполнено в расчете на 1 см длины разрядного промежутка в направлении оси z . Использовалась неоднородная структурированная сетка $n_x \times n_y = 101 \times 51$ (n_x, n_y – число узлов расчетной сетки вдоль осей x и y).

Начальные условия в межэлектродном промежутке задавались в два этапа. Сначала – квазинейтральное плазменное облако сферической формы вблизи катода при $x_0 = 3$ см. Концентрация заряженных частиц полагалась равной $n_0 = 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

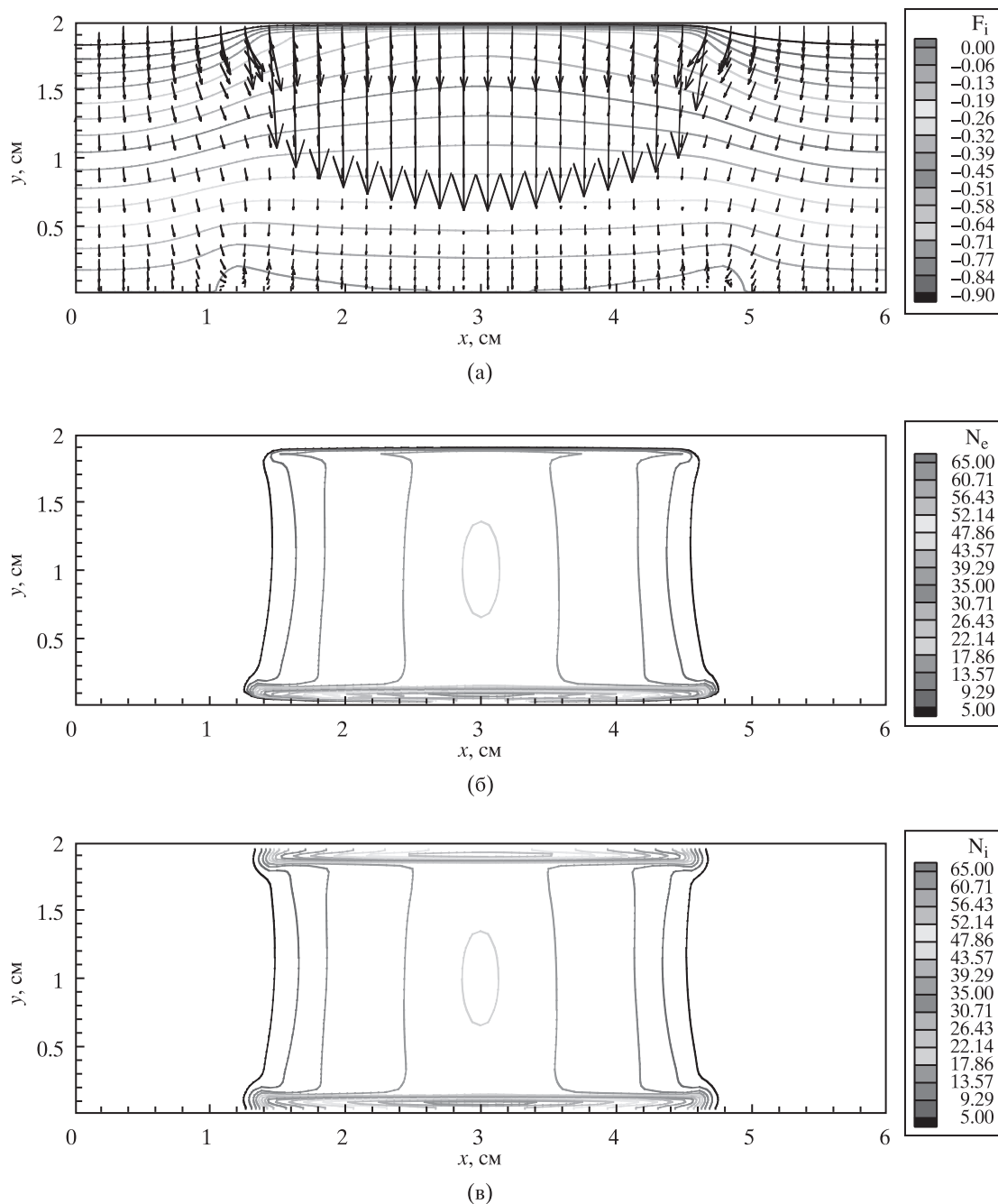


Рис. 4. Электродинамическая структура ВЧЕ-разряда при $p = 10$ Тор, $E_0 = 1000$ В, $f = 13.59$ МГц в фазе А: (а) – электрический потенциал, (б) – $N_e = n_e \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-3}$; (в) – $N_i = n_i \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-3}$. Максимальная концентрация ионов – у катода.

Формирование тлеющего разряда непрерывного тока в режиме нормальной плотности тока при отсутствии магнитного поля наблюдалось в течение ~ 10 мкс. Разработанный численный метод обеспечивал симметрию численного решения в направлениях осей x и y , что является важным при моделировании ВЧЕ-разряда. На втором этапе полученное численное решение для стационарного тлеющего разряда постоянного тока использовалось в качестве начального условия при моделировании ВЧЕ-разряда с близкими параметрами.

Обратим внимание на важный для дальнейшего факт: начальным условием для моделирования ВЧЕ-разряда является непрерывный тлеющий разряд в центре расчетной области далеко от боковых границ.

Первая серия расчетов ВЧЕ-разряда была выполнена при $p = 5$ Тор, $E_0 = 520$ В без внешнего магнитного поля. Двухмерная электродинамическая структура ВЧЕ-разряда показана на рис. 2 и 3 для двух фаз анодного потенциала.

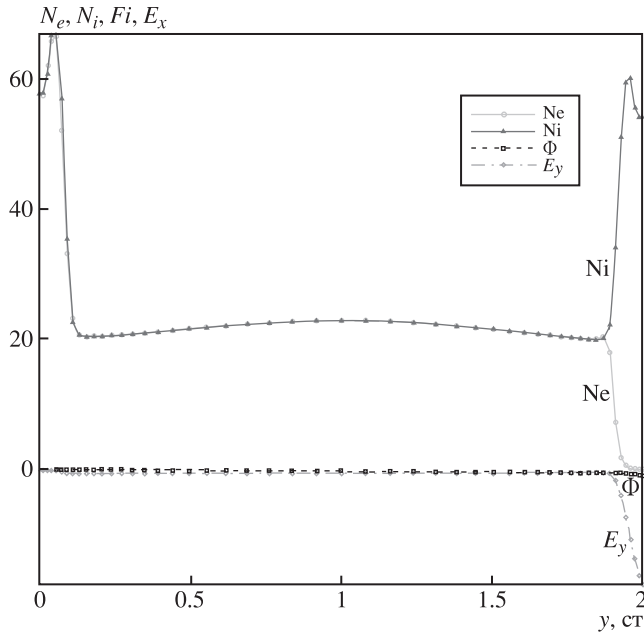
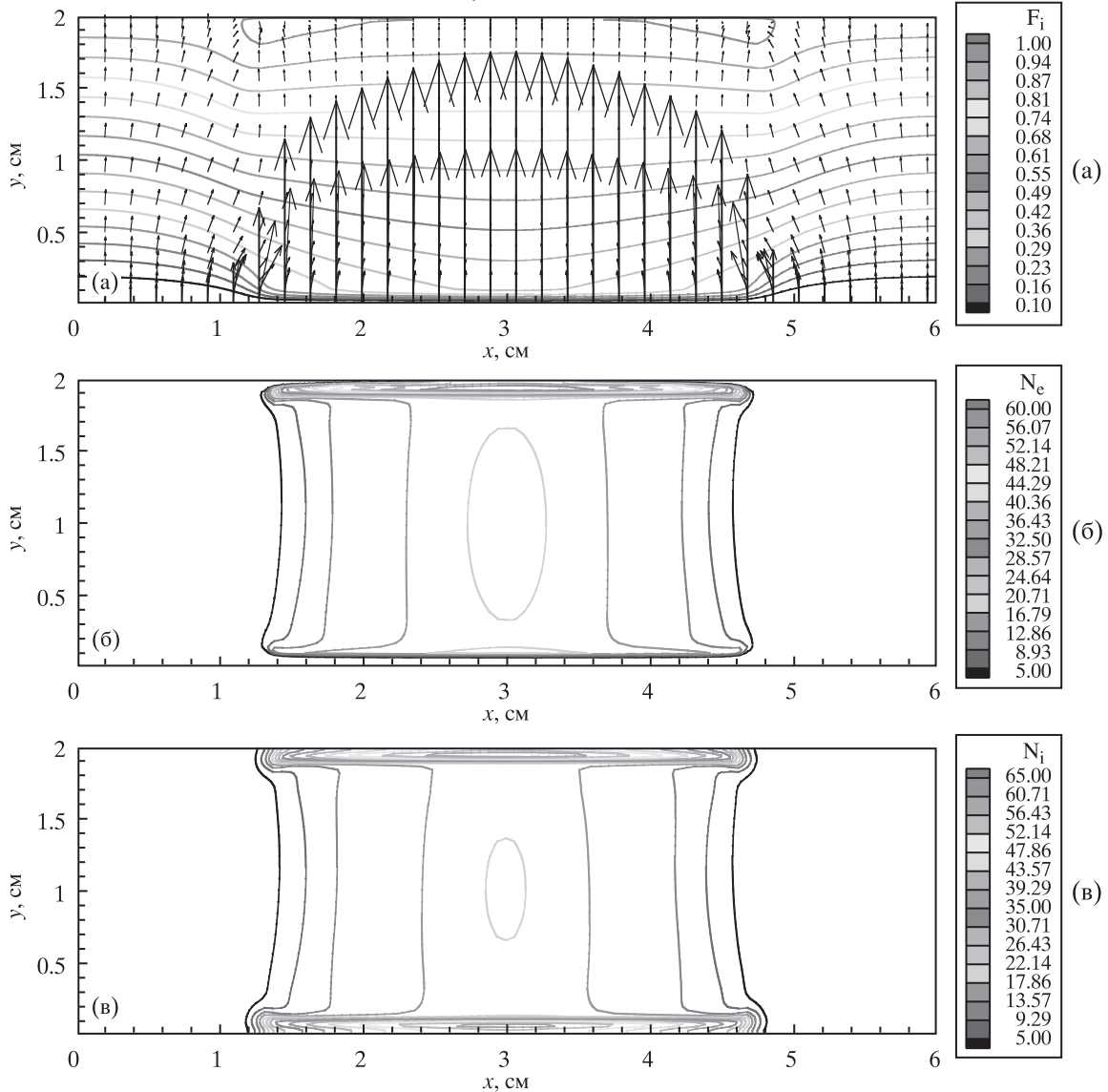


Рис. 5. Осевое распределение концентраций электронов и ионов ($N_{e,i} = n_{e,i} \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-3}$), потенциала $\Phi = \frac{\varphi}{E_0}$ и осевой составляющей электрического поля $E_y = \frac{\partial \varphi}{\partial y} \frac{R_H}{E_0}$ в ВЧЕ-разряде при $p = 10 \text{ Тор}$, $E_0 = 1000 \text{ В}$, $f = 13.59 \text{ МГц}$ в фазе А.

Рис. 6. Электродинамическая структура ВЧЕ-разряда при $p = 10 \text{ Тор}$, $E_0 = 1000 \text{ В}$, $f = 13.59 \text{ МГц}$ в фазе Б: (а) – электрический потенциал, (б) – $N_e = n_e \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-3}$; (в) – $N_i = n_i \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-3}$. Максимальная концентрация ионов – у анода.



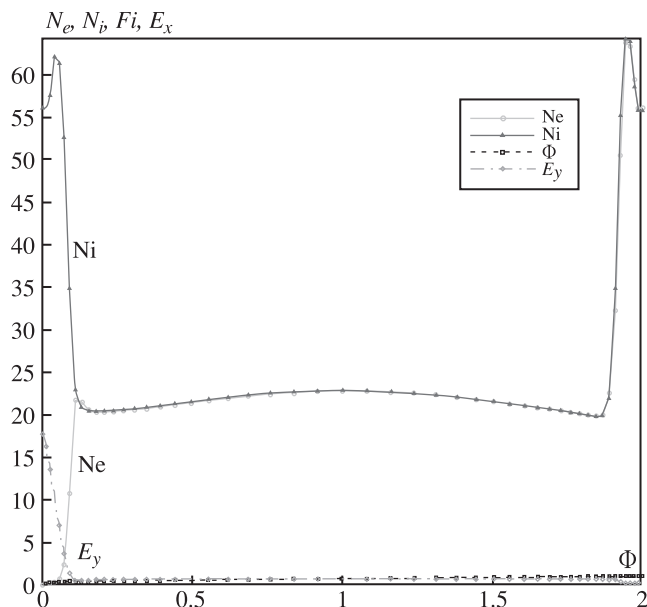


Рис. 7. Осевое распределение концентраций электронов и ионов ($N_{e,i} = n_{e,i} \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-3}$), потенциала $Fi = \frac{\Phi}{E_0}$ и осевой составляющей электрического поля $E_y = \frac{\partial \Phi}{\partial y} \frac{R_H}{E_0}$ в ВЧЕ-разряде при $p = 10 \text{ Тор}$, $E_0 = 1000 \text{ В}$, $f = 13.59 \text{ МГц}$ в фазе Б.

Фаза А отвечает отрицательному, а фаза Б – положительному потенциалам анода. На рис. 2а и рис. 3а показаны распределения электрического потенциала, на рис. 2б и рис. 3б – электронной и ионной концентраций. Хорошо видна конфигурация положительного столба квазинейтральной плазмы, которая фактически не изменяется в процессе переплюсовки анода. Электронные концентрации осциллируют в электроразрядном промежутке в соответствии с осцилляциями электрического потенциала. Значительно более тяжелые ионы остаются почти неподвижными.

Вторая серия расчетов дает представление об изменении структуры ВЧЕ-разряда при изменении условий: повышении давления и амплитудного значения напряжения между электродами. На рис. 4–7 показаны результаты численного моделирования структуры ВЧЕ-разряда при давлении $p = 10 \text{ Тор}$ и амплитудном значении ЭДС $E_0 = 1000 \text{ В}$. Как и ранее, магнитное поле не учитывалось. Заметим, что в данном случае амплитудное значение тока составляет $\sim 40 \text{ мА}$, что значительно превышает эту величину в предыдущем расчетном случае ($\sim 2 \text{ мА}$). Распределение электронов в газоразрядном промежутке по-прежнему осциллирует в соответствии с электрическим потенциалом между электродами. В рассматриваемом случае толщина областей пространственного заряда (катодный и анодный слой) существенно уменьшилась по сравнению с

предыдущим случаем, а концентрация ионов в них заметно возросла. Вблизи поверхностей электродов сформировались ярко выраженные приэлектродные слои.

Если использовать качественную классификацию форм существования ВЧЕ-разрядов [11], то рассмотренные два разряда можно условно отнести к α - и γ -формам. В последнем из двух рассмотренных случаев разряд существует в γ -форме. В расчетах не обнаружена эволюция токового столба, как в первом случае. Разряд моделируется вплоть до $\sim 500 \text{ мкс}$. Это позволяет надеяться на то, что получена стационарная конфигурация ВЧЕ-разряда γ -формы.

Включение поперечного магнитного поля заметно изменяет электродинамическую структуру тлеющего разряда. На рис. 8, 9 показаны результаты численного моделирования при условиях $p = 5 \text{ Тор}$, $E_0 = 520 \text{ В}$, $B_z = 0.2 \text{ Т}$. Полученные расчетные данные показывают, что поля концентраций электронов и ионов стабилизируются в пространстве при переходе от фазы А к фазе Б. Из рис. 8 и 9 видно, что максимальная концентрация заряженных частиц уменьшается по сравнению со случаем отсутствия магнитного поля. Важным следствием наложения внешнего поперечного магнитного поля является исчезновение приэлектродных слоев пространственного заряда в том виде, в котором они показаны на рис. 2 и 3. Как следствие, в приэлектродной области снижается напряженность электрического поля.

Плазменная структура ВЧЕ-разряда с магнитным полем является долгоживущей, но эволюционирующей в направлении формирования однородной электроразрядной структуры, поперечной к токовому каналу. На временном интервале $\sim 200 \text{ мкс}$ наибольшая концентрация в положительном столбе уменьшается примерно в пять раз. Несмотря на то что в процессе численного моделирования учитывалось также изменение температуры нейтрального газа (исследование этого эффекта в данной работе не приводится), в рассмотренных расчетных случаях не обнаружено влияние указанных тепловых эффектов на структуру ВЧЕ-разряда.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнен анализ результатов численного моделирования двумерной структуры ВЧЕ-разряда, существующего между двумя плоскими бесконечными электродами в двух формах. В расчетах идентифицированы два режима горения ВЧЕ-разряда. Квазистационарное решение получено для ВЧЕ-разряда α -модификации, существующего в виде локализованного медленно эволюционирующего

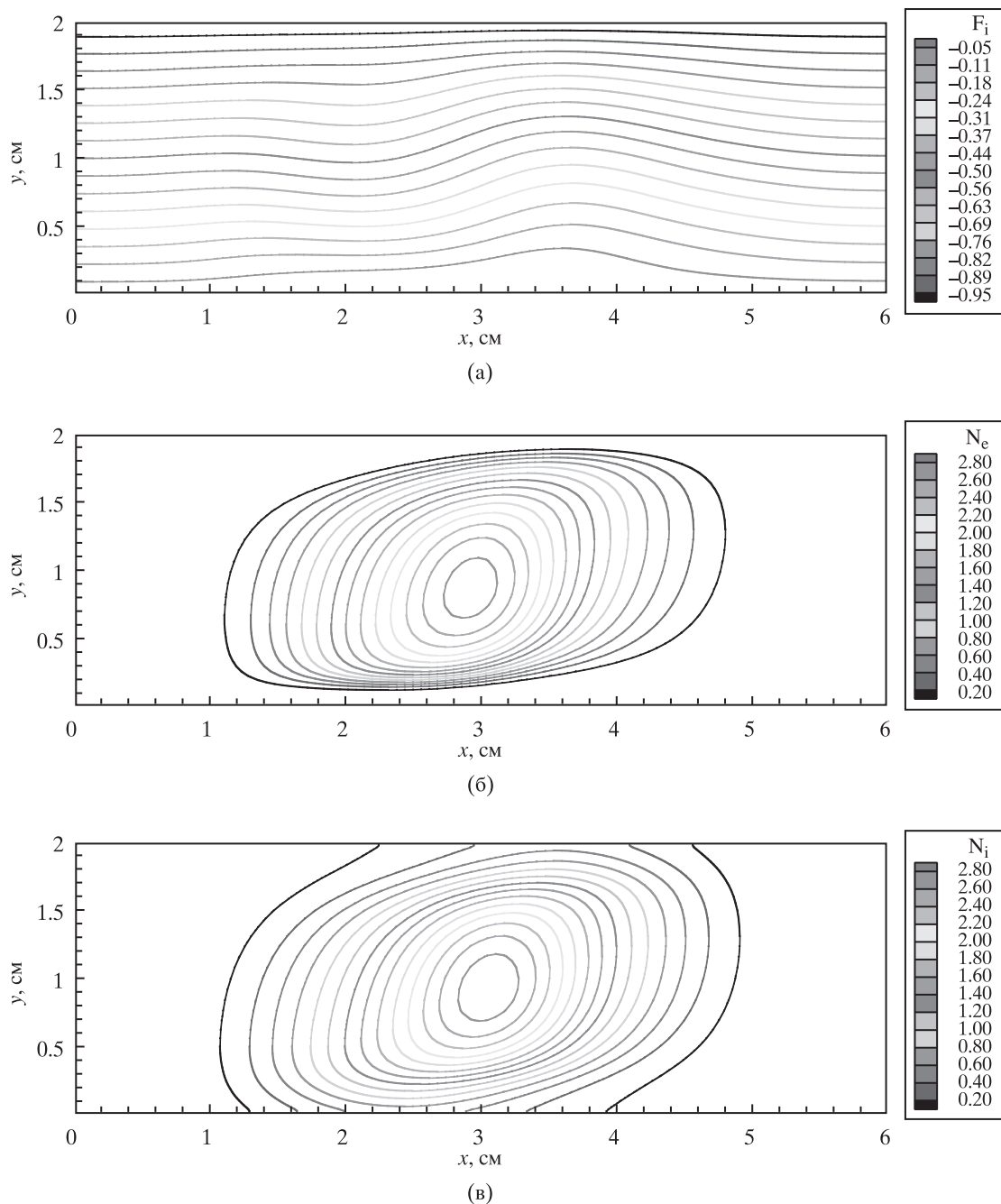


Рис. 8. Электродинамическая структура ВЧЕ-разряда при $p = 5 \text{ Тор}$, $E_0 = 550 \text{ В}$; $f = 13.59 \text{ МГц}$; $B_z = 0.2 \text{ Т}$ в фазе А: (а) – электрический потенциал, (б) – $N_e = n_e \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-3}$; (в) – $N_i = n_i \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-3}$. Максимум концентраций – в центре области.

плазменного токового столба в межэлектродном промежутке с параметрами, близкими к параметрам нормального тлеющего разряда. Второе решение получено для ВЧЕ-разряда, которое можно ассоциировать с γ -формой ВЧЕ-разряда. Структура данной формы ВЧЕ-разряда оставалась неизменной по крайней мере в течение $\sim 500 \text{ мкс}$.

Внешнее поперечное магнитное поле с индукцией $B_z = 0.2 \text{ Т}$ изменяет токовую структуру α -формы

ВЧЕ квазистационарного разряда, приводя к исчезновению в приэлектродных областях пространственного заряда.

Опыт проведения численных исследований двухмерной структуры ВЧЕ-разряда, а также приведенные в статье результаты численного моделирования показывают, что электродинамическая структура ВЧЕ-разряда, получаемая в численном решении, весьма чувствительна к таким исходным данным,

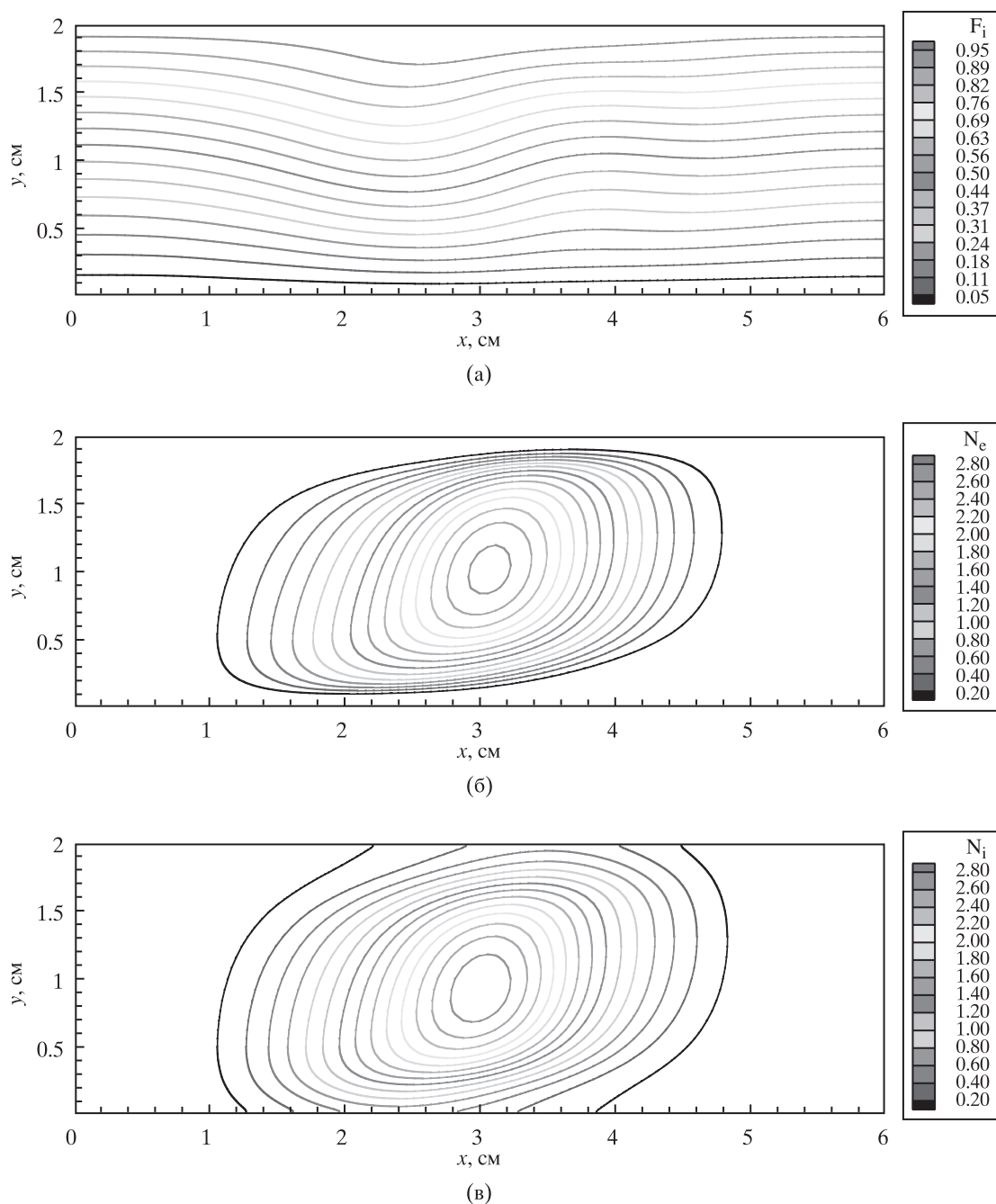


Рис. 9. Электродинамическая структура ВЧЕ-разряда при $p = 5 \text{ Тор}$, $E_0 = 520 \text{ В}$; $f = 13.59 \text{ МГц}$; $B_z = 0.2 \text{ Т}$ в фазе Б: (а) – электрический потенциал, (б) – $N_e = n_e \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-3}$; (в) – $N_i = n_i \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-3}$. Максимум концентраций – в центре области.

как давление, амплитудные значения напряжения на электродах и расстояние между электродами. Все это находится в качественном согласии с экспериментальными данными и одномерными численными расчетами.

Работа выполнена в рамках программы фундаментальных исследований РАН. Автор признателен проф. Ю.П. Райзеру за плодотворное обсуждение закономерностей формирования токовых структур ВЧЕ-разряда и проф. Дж. Шэнгу (J. Shang, Write

State University, Dayton, OH) за многочисленные стимулирующие обсуждения проблемы численного моделирования тлеющих разрядов в гиперзвуковых приложениях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Суржиков С.Т., Райзер Ю.П. Двумерная структура нормального тлеющего разряда и роль диффузии в формировании катодного и анодного токовых пятен // ТВТ. 1988. Т. 25. № 3. С. 428.

2. *Surzhikov S.T., Shang J.S.* Numerical Simulation of Subsonic Gas Flows with Glow Discharge and Magnetic Field // AIAA Paper № 03-3759. 2003. 11 p.
3. *Surzhikov S.T., Shang J.S.* Supersonic Internal Flows with Gas Discharge and External Magnetic Field // AIAA Paper № 03-3625. 2003. 11 p.
4. *Surzhikov S.T., Shang J.S.* Glow Discharge in Magnetic Field with Heating of Neutral Gas // AIAA Paper № 03-3654. 2003. 11 p.
5. *Суржиков С.Т., Шенг Д.С.* Вязкое взаимодействие на плоской пластине с поверхностным разрядом в магнитном поле // ТВТ. 2005. Т. 43. № 1. С. 21.
6. *Shang S., Chang C., Surzhikov S.* Simulating Hypersonic Magneto-Fluid Dynamic Compression in Rectangular Inlet // AIAA J. 2007. V. 45. № 11. P. 2710.
7. *Surzhikov S.T., Shan J.S.* Two-Component Plasma Model For Two-Dimensional Glow Discharge in Magnetic Field // J. of Computational Physics. 2004. 199. P. 437.
8. *Shang J.S., Huang P.G., Yan H., and Surzhikov S.T.* Computational Electrodynamics Simulation of Direct Current Discharge // J. of Applied Physics. 2009. V. 105. 023303. P 14.
9. *Райзер Ю.П., Шнейдер М.Н., Яценко Н.А.* Высокочастотный емкостной разряд. М.: Наука, 1975. 310 с.
10. *Гладуш Г.Г., Самохин А.А.* Исследование устойчивости высокочастотного тлеющего разряда в нормальном режиме горения // ПМТФ. 1986. № 6. С. 16.
11. *Левитский С.М.* Исследование потенциала зажигания высокочастотного разряда в газе в переходной области частот и давлений // ЖТФ. 1957. Т. 27. С. 970.
12. *Surzhikov S.T., Petrushev A.S., Shang J.S.* Some Peculiarities of Direct Current Discharges for Aerospace Applications // AIAA Paper № 05-5305. 36th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference. Toronto. Ontario. Canada, 6–9 June 2005. 11 p.