

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО (2 МГц) ЕМКОСТНОГО ГАЗОВОГО РАЗРЯДА И МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПЛАЗМЕННЫЙ СЛОЙ У ПОВЕРХНОСТИ В ГИПЕРЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ГАЗА

*И. В. Швейгерт\**

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

Поступила в редакцию 27 октября 2011 г.

Плазменный слой у поверхности гиперзвукового летательного аппарата, образованный при ассоциативной ионизации за фронтом ударной волны, экранирует передачу и прием радиосигналов. С использованием двумерного кинетического моделирования методом частиц в ячейках рассматривается изменение параметров плазменного слоя у плоской поверхности в гиперзвуковом потоке под воздействием электрического и магнитного полей. Интегральное воздействие высокочастотного (2 МГц) емкостного разряда, постоянного напряжения и магнитного поля на плазменный слой позволяет многократно уменьшить локальную концентрацию электронов.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

При возвращении на Землю космические летательные аппараты входят в верхние слои атмосферы с гиперзвуковой скоростью. При этом воздух вокруг них, разогретый ударной волной, становится слабоионизованным. Ионизация газа за фронтом ударной волны имеет ассоциативный характер и происходит за счет химических реакций между фрагментами молекул [1]. Формирование слоя плазмы у поверхности летательных аппаратов вызывает серьезные проблемы, связанные с блокированием каналов связи с Землей или другими летательными аппаратами.

В конце 1960-х гг. в экспериментальных полетах [2–4] проводились исследования параметров плазмы вокруг летательных аппаратов в верхних слоях атмосферы. Было показано, что ширина плазменного слоя увеличивается по мере удаления от точки присоединения ударной волны, а концентрация плазмы уменьшается. При достаточно большой концентрации электронов плазменный слой либо отражает, либо поглощает передаваемые и принимаемые сигналы.

Одним из перспективных способов восстанов-

ления радиосвязи является применение электрических и магнитных полей для контролирования параметров плазменного слоя [5]. Известно, что при зажигании газового разряда переменного или постоянного тока в плазме у поверхности образуются слои с почти нулевой плотностью электронов и большой концентрацией ионов. Поскольку электромагнитные волны в основном взаимодействуют с электронной компонентой плазмы, уменьшение концентрации электронов обеспечивает прохождение электромагнитных волн через плазменный слой. Условие прохождения сигнала через плазму определяется соотношением частоты радиосигнала  $f_{rf}$  и плазменной частоты  $f_p = \omega_p/2\pi$ , где

$$\omega_p \text{ [рад/с]} = (4\pi n_e e^2/m)^{0.5} = 5.65 \cdot 10^4 n_e^{0.5},$$

$e$ ,  $m$  — заряд и масса электрона,  $n_e$  [см<sup>-3</sup>] — концентрация электронов. Радиосигнал с частотой  $f_{rf}$  проходит через слой плазмы, если выполняется условие  $f_{rf} > f_p$ .

Плазменный слой у поверхности летательных аппаратов, закрывающий антенну, имеет толщину несколько сантиметров. Если расположить электроды на поверхности летательных аппаратов и зажечь газовый разряд, то вблизи электродов формируются слои с пониженной концентрацией электронов. При-

\*E-mail: ischweig@itam.nsc.ru

нимающую антенну можно поместить в этой области. Если ширина области с пониженной концентрацией электронов будет сравнима с толщиной плазменного слоя, то воздействие разряда приведет к «открытию окна» для передачи и приема радиосигналов.

В данной работе рассматривается комбинированное воздействие высокочастотного емкостного (ВЧЕ) разряда и магнитного поля на поток плазмы у плоской поверхности при низком давлении газа. Моделирование проводится с использованием двумерного метода частиц в ячейках [6]. Кинетика электронов в азоте включает упругие столкновения и возбуждение вращательных, колебательных, метастабильных уровней и ионизацию. Распределение скорости потока газа возле поверхности задается модельной функцией.

Статья организована следующим образом. В разд. 2 описана модель ВЧЕ-разряда в потоке газа и плазмы, горящем у поверхности. В разд. 3 даны результаты исследования параметров невозмущенного плазменного слоя. В разд. 4 описано влияние ВЧЕ-разряда и постоянного напряжения на распределение концентрации электронов. Комбинированное влияние переменного электрического поля, постоянного электрического и магнитного полей анализируется в разд. 5. В Заключение суммируются основные результаты и выводы.

## 2. КИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВЫСОКЧАСТОТНОГО ЕМКОСТНОГО РАЗРЯДА У ПОВЕРХНОСТИ В ПОТОКЕ ГАЗА

Система уравнений, описывающая ВЧЕ-разряд в потоке газа, включает кинетические уравнения для электронов и ионов (трехмерные по скорости и двумерные по пространству), а также уравнение Пуассона. Функции распределения по энергиям для электронов  $f_e(\mathbf{r}, \mathbf{v})$  и ионов  $f_i(\mathbf{r}, \mathbf{v})$  находятся из решения 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. Столкновительный интеграл для электронов включает упругие столкновения и неупругие столкновения с молекулами азота, такие как возбуждение вращательных, колебательных, метастабильных

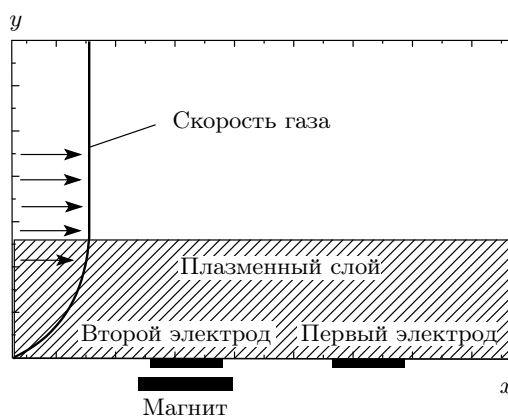


Рис. 1. Схематичное изображение плазменного слоя, электродов и магнита

уровней и ионизацию. Сечения рассеяния электронов в азоте взяты из работ [7, 8]. Столкновительный интеграл для ионов включает упругие столкновения с молекулами газа и столкновения с резонансной перезарядкой.

Зная функции распределения по энергиям для электронов и ионов, вычисляем среднюю энергию электронов и ионов, скорости упругого и неупругого рассеяния электронов и ионов на молекулах газа, а также энерговклад.

Уравнение Пуассона описывает распределение электрического потенциала:

$$\Delta\phi = 4\pi e(n_e - n_i), \quad \mathbf{E} = -\frac{\partial\phi}{\partial\mathbf{r}}. \quad (3)$$

На рис. 1 схематично показаны плазменный слой, расположение электродов, магнита и направление потока газа. Расчетная область составляет 40 см по оси  $x$  и 30 см по оси  $y$ . Концентрация плазмы в слое поддерживается постоянной за счет внешней ионизации, а также благодаря поступлению модельных частиц в расчетную область через левую границу со скоростью, соответствующей невозмущенному потоку плазмы.

Синусоидальное напряжение подается на первый и второй электроды в противофазе,  $U_1 = U_0 \sin(\omega t)$  и  $U_2 = U_0 \sin(\omega t + \pi)$ . Дополнительно первый электрод находится под отрицательным напряжением  $U_d$ . Для уравнения Пуассона используются следующие граничные условия:  $\partial\phi/\partial y = 0$  на верхней границе и  $\partial\phi/\partial x = 0$  на боковых границах расчетной области. Вокруг электродов при  $z = 0$ , на поверхности диэлектрика  $\phi = 0$ . Магнитное поле направлено вдоль оси  $z$ .

Распределение скорости газа задается модельной функцией

$$v_g(y) = 0.5v_{max}(1 + \sin(\pi(y/y_s - 0.5))), \quad y < y_s, \quad (4)$$

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

где  $v_{max} = 2 \cdot 10^5$  см/с — максимальная скорость газа,  $y_s = 1.5$  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 электронным ударом.

Система уравнений (1)–(3) решается самосогласованно методом частиц в ячейках с розыгрышем столкновений методом Монте-Карло (Particle in Cell with Monte Carlo Collision) [6]. Для ускорения расчетов было проведено распараллеливание PIC–МСС алгоритма. Параллельный алгоритм реализован программно с использованием стандарта OpenMP. Отметим, что созданная параллельная программа может быть использована только на вычислительных системах с общей памятью. При значительном числе модельных частиц в методе PIC–МСС производительность расчетов перестает расти при использовании более 10 процессорных ядер. Это является следствием того, что при данном числе процессорных ядер затраты времени на синхронизацию ветвей программы становятся значительными.

### 3. НЕВОЗМУЩЕННЫЙ ПЛАЗМЕННЫЙ СЛОЙ У ПОВЕРХНОСТИ

В экспериментах [3, 4] на высоте 60–90 км проводились измерения параметров газа и плазменного слоя у поверхности конического летательного аппарата RAM-C II с закругленной головной частью. Во время полета концентрация плазмы измерялась с использованием ленгмюровского зонда. В теоретической работе [1] на основе прямого статистического моделирования методом Монте-Карло (Direct Monte Carlo Method) проводился термодинамический анализ плазменного слоя, окружающего летательный аппарат RAM-C II, для данных эксперимента [3, 4]. В наших расчетах параметры плазмы задаются в соответствии с данными, полученными в эксперименте по нормали  $R_4$  к поверхности. Нормаль  $R_4$  находится на расстоянии примерно 1 м от точки торможения (точки присоединения ударной волны). Температура поверхности летательных аппаратов в работе [1] полагалась равной 1500 К (0.13 эВ). Харак-

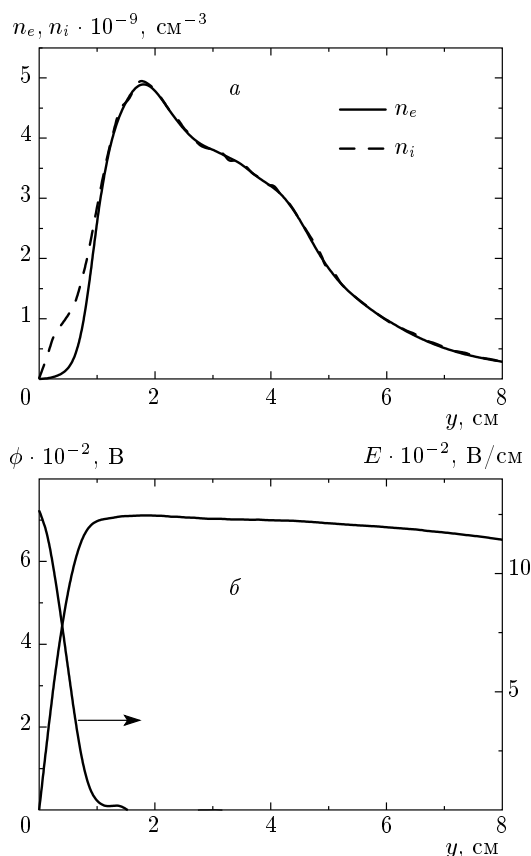


Рис. 2. Распределение концентраций электронов и ионов (а) и распределение потенциала и напряженности электрического поля (б) по нормали к поверхности (разряд выключен)

терная ширина плазменного слоя в наших расчетах равна 4.5 см, максимальная концентрация плазмы  $5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$  и давление газа  $P = 40$  мТорр. Скорость внешней ионизации задается постоянной и равной  $10^{17} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{c}^{-1}$ . В расчетах в начальный момент времени распределение ионов и электронов задается выражением  $n_i(y) = n_e(y) = n_{0e} \sin(\pi y/y_0)$ .

На основе решения уравнений (1)–(3) рассмотрим сначала распределение электрического поля, концентраций электронов и ионов в плазменном слое, невозмущенном разрядом. Отметим, что в теоретической работе [1] вопросы, связанные с формированием поверхностного заряженного слоя, и распределения концентрации электронов и ионов не обсуждались.

На рис. 2 показаны распределения концентраций  $n_e$ ,  $n_i$ , электрического поля  $E$  и электрического потенциала в направлении по нормали к поверхности при выключенном разряде. Как у любой поверхности в плазме, в нашем случае также наблюдается

формирование заряженного слоя шириной 1 см. Профиль концентрации электронов и ионов в плазменном слое определяется амбиполярной диффузией и потерями электронов и ионов на диэлектрической поверхности. Напряженность электрического поля на поверхности равна 1250 В/см, потенциал плазмы достигает 700 В.

#### 4. ПЛАЗМЕННЫЙ СЛОЙ У ПОВЕРХНОСТИ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Рассмотрим влияние 2 МГц емкостного разряда на распределение плазмы вблизи поверхности. Частота приложенного напряжения 2 МГц была выбрана по двум причинам. Во-первых, при данной частоте характерная скорость движения ионов через приэлектродный слой примерно равна скорости волны напряжения, и ионы ускоряются волной напряжения (см., например, [9]). Во-вторых, при частоте 2 МГц энергия электронов гораздо меньше, чем, например, при 13.56 МГц, и ионизация электронным ударом в разряде практически отсутствует.

Для эффективного воздействия на плазменный слой необходимо приложить напряжение, существенно превышающее потенциал плазмы относительно диэлектрика в плазменном слое, невозмущенном разрядом. Для оценки ширины приэлектродного слоя  $d$  [см], в котором отсутствуют электроны, можно использовать следующее соотношение, полученное в приближении линейного убывания электрического поля  $E$ :

$$d = \left( \frac{U_0}{2\pi e \cdot 300n_i} \right)^{1/2} \approx 10^3 \left( \frac{U_0}{n_i} \right)^{1/2}, \quad (5)$$

где  $n_i$  измеряется в  $\text{см}^{-3}$ , а напряжение  $U_0$  — в вольтах. Для  $n_i = 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$  и  $U_0 = 7 \text{ кВ}$  из выражения (5) имеем  $d \approx 1.2 \text{ см}$ . Данная оценка дает заниженную величину  $d$ , так как обычно поле  $E(y)$  убывает нелинейно. Из выражения (5) видно, что, для того чтобы увеличить ширину приэлектродного слоя, необходимо повышать приложенное напряжение и уменьшать локальную концентрацию ионов. Рассмотрим изменение параметров плазменного слоя под воздействием переменного напряжения с амплитудой  $U_0 = 3 \text{ кВ}$ . Для повышения эффективности выноса ионов из приэлектродной области к правому электроду дополнительно прикладывается постоянное напряжение  $U_b = -4 \text{ кВ}$ . Постоянное отрицательное напряжение  $U_b$  подается только на правый электрод, для того чтобы обеспечить про-

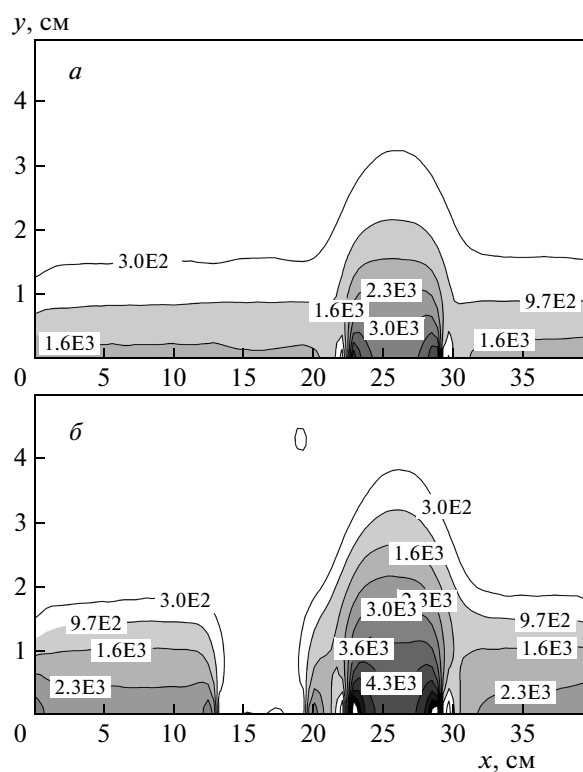


Рис. 3. Распределение электрического поля (в В/см) для  $U_0 = 3 \text{ кВ}$  и  $U_b = -4 \text{ кВ}$  для  $t_1 = (1/4)t_p$  (а) и  $t_2 = (3/4)t_p$  (б), где  $t_p$  — период разряда. Численные значения записаны в виде  $KEN = K \cdot 10^N$

текание электронного тока через левый электрод в анодной фазе напряжения.

На рис. 3 показано изменение напряженности электрического поля в различные моменты периода разряда. Верхний по потоку левый электрод имеет координаты  $13 \text{ см} < x < 19.5 \text{ см}$ , нижний по потоку правый электрод располагается между  $22.5 \text{ см} < x < 29 \text{ см}$ . На рис. 3а электрическое поле  $E$  показано для  $t_1 = (1/4)t_p$  ( $t_p$  — период разряда), когда напряжение на левом электроде равно  $-3 \text{ кВ}$ , а на правом  $U = -1 \text{ кВ}$ . На рис. 3б электрическое поле  $E$  показано для  $t_2 = (3/4)t_p$ , и напряжение на левом электроде равно  $3 \text{ кВ}$ , а на правом  $U = -7 \text{ кВ}$ . На рис. 4 даны распределения концентрации электронов при  $t_1$  и  $t_2$ , соответствующие электрическим полям на рис. 3. Приэлектродный слой формируется у обоих электродов, но особенно хорошо он виден у правого электрода на рис. 4б. В этот момент времени  $t_2$  электронный ток на левый электрод имеет максимальное значение. На рис. 5 показаны распределения электрического поля, концентрации ионов и электронов по нормали к поверхности правого элект-

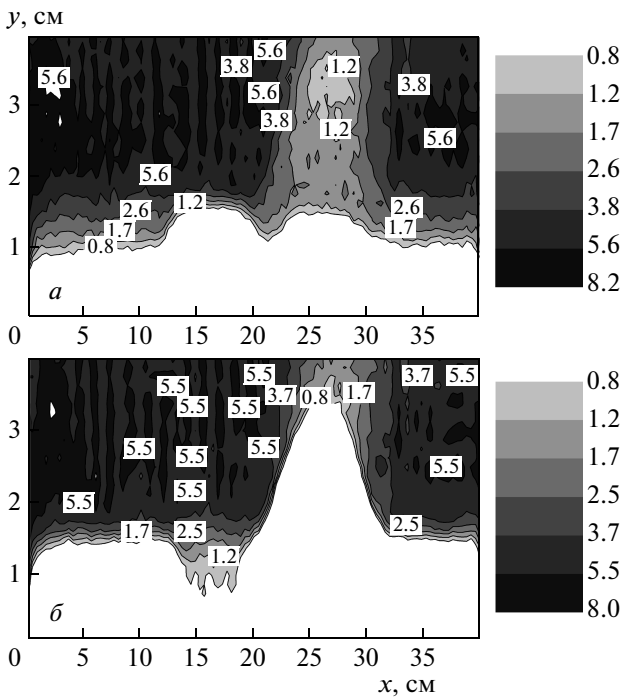


Рис. 4. Распределение концентрации электронов  $n_e \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-3}$  в логарифмическом масштабе для  $U_0 = 3 \text{ кВ}$  и  $U_b = -4 \text{ кВ}$  при  $t_1$  (а) и  $t_2$  (б)

трода при  $x = 26 \text{ см}$  (центр электрода). Профили электрического поля и ионов получены усреднением по периоду разряда, а концентрация электронов показана для  $t_1$  и  $t_2$ . Из рис. 5 видно, что под воздействием разряда ширина приэлектродного слоя по оси  $y$  увеличивается до 4 см. Концентрация плазмы в квазинейтральной области при  $y > 4 \text{ см}$  уменьшается примерно в два раза по сравнению с невозмущенным плазменным слоем. Ширина приэлектродного слоя меняется по периоду разряда, но электронный ток не попадает на правый электрод, так как на нем напряжение остается отрицательным по всему периоду разряда.

### 5. ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ПРИЭЛЕКТРОДНОГО СЛОЯ В МАГНИТНОМ И ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЯХ

Рассмотрим комбинированное воздействие 2 МГц емкостного разряда, постоянного напряжения и магнитного поля на плазменный слой. Как показано на рис. 1, магнит располагается под левым электродом, на который поступает электронный ток в анодной фазе переменного напряжения.

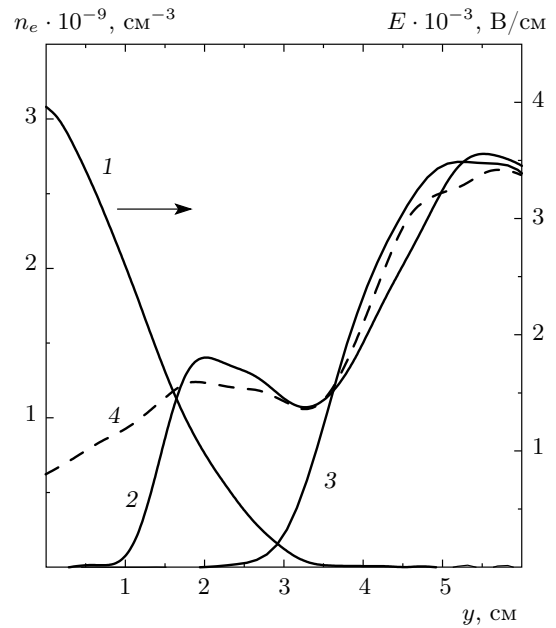


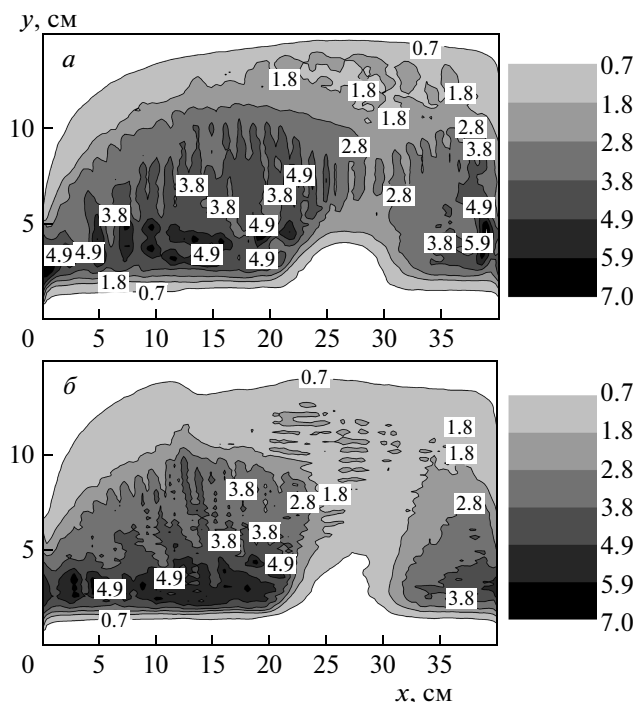
Рис. 5. Распределение поля  $E$  и концентрации электронов и ионов по нормали к поверхности при  $x = 26 \text{ см}$  (центр правого электрода): 1 — поле  $E$ , усредненное по периоду, 2 —  $n_e$  при  $t_1$ , 3 —  $n_e$  при  $t_2$ , 4 — концентрация  $n_i$ , усредненная по периоду,  $U_0 = 3 \text{ кВ}$  и  $U_b = -4 \text{ кВ}$

Для описания воздействия магнитной индукции  $B$  на заряженную частицу, движущуюся со скоростью  $v$ , добавим силу Лоренца  $F = (e/c)[v \times B]$  ( $c$  — скорость света) в кинетические уравнения движения электронов и ионов (1), (2). Известно, что в присутствии магнитного поля подвижность и коэффициент диффузии заряженных частиц уменьшаются. Для оценки влияния магнитного поля на движение электронов можно использовать следующие соотношения для эффективного электрического поля:

$$E_{e,x} = \frac{b_e E_y - E_x}{1 + b_e^2}, \quad E_{e,y} = \frac{b_e E_x + E_y}{1 + b_e^2}, \quad (6)$$

где  $b_e = \omega_e / \nu_e$  — параметр Холла,  $\omega_e = eB / mc$  — частота Лармора для электронов,  $\nu_e = \sigma v N$  — частота соударений электронов в газе,  $\sigma$  — суммарное сечение рассеяния электронов на молекулах азота,  $v$  — средняя скорость движения электронов,  $N$  — плотность газа.

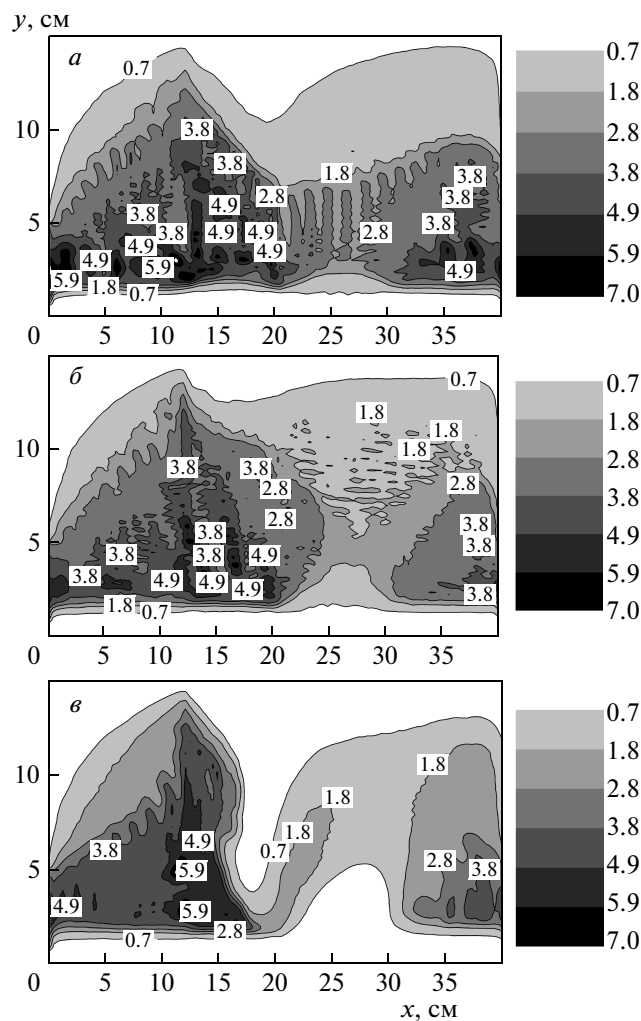
Рассмотрим случай частично замагниченной плазмы, когда траектории электронов замагничены, а движение ионов остается практически невозмущенным. Проведем оценку влияния магнитного поля на движение электронов, используя



**Рис. 6.** Распределение концентрации электронов  $n_e \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-3}$  для  $U_0 = 3 \text{ кВ}$  и  $U_b = -4 \text{ кВ}$  при  $B = 6$  (а),  $30$  (б) Гс.  $P = 40 \text{ мТорр}$ ,  $v_g = 2 \cdot 10^5 \text{ см/с}$

выражения (6). Для рассматриваемого давления газа  $P = 40 \text{ мТорр}$  выберем значение магнитной индукции  $B = 6\text{--}60 \text{ Гс}$ . Для данных параметров частота соударений электронов в газе  $\nu_e = 5 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$ , частота Лармора  $\omega_e = 10^8 \text{ с}^{-1}\text{--}10^9 \text{ с}^{-1}$ , параметр Холла для электронов  $b_e = 0.2\text{--}2$ , а для ионов  $b_i \ll 1$ . Оценка показывает, что при  $B = 60 \text{ Гс}$  электроны движутся в эффективном электрическом поле  $E_{e,y}$ , которое примерно в 5 раз меньше, чем электрическое поле  $E$ . Таким образом, магнитное поле удерживает электроны вблизи поверхности. При расчетах полагалось, что магнит располагается под левым электродом при  $12.8 \text{ см} < x < 19.7 \text{ см}$  и вектор магнитной индукции направлен по оси  $z$ . На рис. 6 показано усредненное по периоду разряда распределение концентрации электронов при различных значениях магнитной индукции.

Для  $B = 6 \text{ Гс}$  влияние магнитного поля на плазменный слой практически незаметно. Концентрация плазмы в квазинейтральной части напротив правого электрода равна  $2.5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ . При увеличении магнитной индукции до  $B = 30 \text{ Гс}$  концентрация  $n_e$  вблизи левого электрода увеличивается и электронный ток на этот электрод возрастает. За счет



**Рис. 7.** Распределение концентрации электронов  $n_e \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-3}$  для  $U_0 = 3 \text{ кВ}$  и  $B = 60 \text{ Гс}$  при различных постоянных напряжениях на правом электроде:  $U_b = -1$  (а),  $-2$  (б),  $-4$  (в) кВ

оттока электронов концентрация электронов в квазинейтральной плазме в области правого электрода уменьшается до  $1.6 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ . Отметим, что внешняя ионизация задавалась постоянной для всех рассмотренных случаев.

Увеличим значение магнитной индукции до  $60 \text{ Гс}$  и рассмотрим влияние отрицательного постоянного напряжения  $U_b$  на систему при постоянной амплитуде переменного напряжения на разряде  $U_0 = 3 \text{ кВ}$ . На рис. 7 показана усредненная по периоду концентрация электронов при различных значениях напряжения  $U_b$  при  $U_0 = 3 \text{ кВ}$  и  $B = 60 \text{ Гс}$ . Отметим, что суммарное воздействие постоянного напряжения и магнитного поля в случаях 1)  $U_b = -1 \text{ кВ}$ ,  $B = 60 \text{ Гс}$

и 2)  $U_b = -4$  кВ,  $B = 6$  Гс дает примерно одинаковый эффект уменьшения концентрации  $n_e$  в квазинейтральной области около правого электрода. Для случаев 1) и 2), показанных на рис. 6а и 7а, наблюдается уменьшение концентрации электронов в два раза. Возрастание электрического и магнитного полей в случаях 3)  $U_b = -2$  кВ,  $B = 60$  Гс и 4)  $U_b = -4$  кВ,  $B = 30$  Гс приводит к уменьшению концентрации  $n_e$  в 3 раза. Варианты 3) и 4) показаны на рис. 6б и 7б. Комбинированное воздействие в случае 5)  $U_b = -4$  кВ,  $B = 60$  Гс позволяют уменьшить концентрацию  $n_e$  в 6–7 раз и существенно увеличить размер окна в электронной компоненте плазмы (см. рис. 7в).

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе двумерного кинетического моделирования методом частиц в ячейках (PIC–МСС) рассмотрена возможность локального управления параметрами плазменного слоя у плоской поверхности в гиперзвуковом потоке. Показано, что комбинированное воздействие 2 МГц емкостного разряда, постоянного напряжения и магнитного поля на плазменный слой позволяет многократно уменьшить локальную концентрацию электронов. Максимальный эффект достигается при комбинированном воздействии электрических и магнитных полей. Полученное в расчетах локальное понижение концентрации электронов до  $10^9$  см $^{-3}$  допускает прохождение радиоволн с частотами  $f_{rf} > 0.3$  ГГц.

В работе не рассматривался эффект ускорения потока газа при передаче импульса от ионов к молекулам газа при резонансной перезарядке. Распределение скорости потока газа задается модельной функцией. В дальнейшем планируется рассмотреть влияние разряда на поток газа.

Отметим, что коэффициент вторичной эмиссии поверхности электродов должен быть маленьким.

В противном случае электроны, эмитированные поверхностью при ионной бомбардировке, приобретают киловольтные энергии, проходя приэлектродный слой в катодной фазе. Ионизация в объеме, вызванная эмитированными электронами, повышает концентрацию электронов в квазинейтральной части разряда. Таким образом, вместо открытия «окна» в плазменном слое наблюдается обратный эффект повышения концентрации плазмы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Интеграционного проекта СО РАН № 113-2009.

## ЛИТЕРАТУРА

1. I. D. Boyd, Phys. Fluids **19**, 096102-1 (2007).
2. N. D. Akey and A. E. Cross, *Radio Blackout Alleviation and Plasma Diagnostic Results from a 25000 Foot per Second Blunt-Body Reentry*, NASA TN D-5615 (1970).
3. W. L. Grantham, *Flight Results of a 25000 Foot per Second Reentry Experiment Using Microwave Reflectometers to Measure Plasma Electron Density and Standoff Distance*, NASA TN D-6062 (1970).
4. W. Linwood, A. E. Jones, and Cross, *Electrostatic Probe Measurements of Plasma Parameters for Two Reentry Flight Experiments at 25000 Foot per Second*, NASA TN D-6617 (1972).
5. M. Keidar, M. Kim, and I. D. Boyd, J. of Spacecraft and Rockets **45**, 445 (2008).
6. Ч. Бэдсел, А. Ленгдон, *Физика плазмы и численное моделирование*, Энергоатомиздат, Москва (1989).
7. L. S. Frost and A. V. Phelps, Phys. Rev. **127**, 1621 (1962).
8. A. V. Phelps and L. C. Pitchford, Phys. Rev. **31**, 2932 (1985).
9. I. V. Schweigert, Appl. Phys. Lett. **92**, 261501 (2008).