

МЕХАНИЗМ ОБРАЗОВАНИЯ ПЛАЗМЕННО-ПЫЛЕВЫХ СТРУКТУР ПРИ АТМОСФЕРНОМ ДАВЛЕНИИ

А. В. Филиппов^{*а}, *В. Н. Бабичев*^а, *Н. А. Дятко*^а, *А. Ф. Паль*^а,
А. Н. Старостин^а, *М. Д. Таран*^а, *В. Е. Фортков*^б

^а Государственный научный центр РФ «Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований»
142190, Троицк, Московская обл., Россия

^б Институт теплофизики экстремальных состояний Российской академии наук
125412, Москва, Россия

Поступила в редакцию 15 июля 2005 г.

Экспериментально обнаружено образование сильносвязанных стабильных пылевых структур в плазме, создаваемой электронным пучком при атмосферном давлении. На основе сравнения данных эксперимента с результатами расчетов методом Монте-Карло получены аналитические выражения для скорости ионизации газа электронным пучком в аксиально-симметричной геометрии. Для определения условий левитации пылевых частиц проведено самосогласованное одномерное моделирование пучковой плазмы в диффузионно-дрейфовом приближении переноса заряженных частиц плазмы с учетом диффузии электронов. Поскольку в томсоновском режиме горения несамостоятельного газового разряда почти все приложенное напряжение падает на катодном слое, в нем создается растущее в сторону катода распределение электрического поля, формирующего совместно с силой тяжести потенциальную яму, в которой левитируют пылевые частицы, образуя стабильную дископодобную структуру. Вычисленные на основе данных расчета задачи о зарядке пылевых частиц значения параметра неидеальности пылевой компоненты в области формирования сильноупорядоченной квазикристаллической структуры оказались выше критического значения, после превышения которого ансамбль частиц, взаимодействующих по потенциалу Юкавы, должен переходить в кристаллическое состояние.

PACS: 52.27.Lw, 52.25.Jm, 52.65.-y

1. ВВЕДЕНИЕ

Сегодня физика плазмы в двухфазных средах — в газах с частицами конденсированной дисперсной фазы — является одной из бурно развивающихся областей науки. В такой плазме активно исследовались процессы образования кристаллических структур и формирования областей с резкими границами, отделяющими области с сильно различающимися параметрами плазмы, процессы зарождения и роста пылевых частиц вследствие процессов коагуляции, динамические процессы тепло и массопереноса и т. д. [1]. В основном эти исследования проводились при низких давлениях, и в настоящее время имеется мало работ, посвященных экспериментальному

исследованию пылевой плазмы при давлениях, близких к атмосферному [1]. Это эксперименты по изучению термической плазмы, содержащей частицы конденсированной дисперсной фазы, в ходе проведения которых были обнаружены пылевые структуры жидкостного типа [2]; работы по исследованию ядерно-возбуждаемой плазмы со слабо мощным источником из Cf²⁵² [3] и работы по исследованию влияния пылевой компоненты на характеристики импульсного несамостоятельного разряда [4, 5]. Исследование пылевой плазмы при атмосферном давлении представляет интерес в связи с разработкой нового высокоэффективного способа преобразования ядерной энергии в электрическую с использованием радиоактивного топлива в виде микронных частиц сферической формы [6]. Несамостоятельный разряд, контролируемый пучком быстрых электронов, является

*E-mail: fav@triniti.ru

ся удобным объектом для экспериментального моделирования физических и плазмохимических процессов в рабочей среде такого генератора, так как пучок быстрых электронов является идеальным имитатором частиц радиоактивного распада. При этом стационарный несамостоятельный разряд может гореть только в слаботочном (так называемом томсоновском) режиме без ионизационного усиления тока в катодном слое для предотвращения развития тепловой ионизационно-перегревной неустойчивости.

Настоящая работа посвящена экспериментальному и теоретическому исследованию пылевой плазмы при атмосферном давлении, созданной с помощью внешнего электронного пучка в молекулярных и атомарных газах, содержащих инжестированные частицы конденсированной дисперсной фазы. Эта работа является обобщением и продолжением работы [7]. Работа построена следующим образом. В первом разделе кратко описана экспериментальная установка и приведены наиболее интересные результаты экспериментов, в ходе проведения которых впервые при атмосферном давлении были обнаружены сильноупорядоченные квазикристаллические структуры пылевых частиц. Во втором разделе приведены описание модели несамостоятельного разряда и результаты расчетов для аргона и азота. Третий раздел посвящен обсуждению результатов эксперимента и расчетов. В Заключении приведены основные выводы работы. В Приложении на основе данных экспериментов и результатов расчета методом Монте-Карло развита аналитическая теория для определения скорости ионизации газа электронным пучком в цилиндрической геометрии.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ И РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Пучок электронов *1* с энергией 85–125 кэВ через алюминиевую фольгу *2* толщиной 14 мкм выводился в рабочую камеру *3* цилиндрической формы диаметром 7 см и высотой 3 см. Выходное окно имело радиус 0.6 см и находилось на расстоянии 7.2 см от нижнего электрода. Для подавления конвекции в центральную часть камеры вставлен открытый сверху и снизу стеклянный куб *4* с длиной ребра 1.6 см. На массивный нижний электрод *5*, изготовленный из меди, подавалось постоянное отрицательное напряжение с абсолютным значением 200–4000 В. Анодом служила заземленная сет-

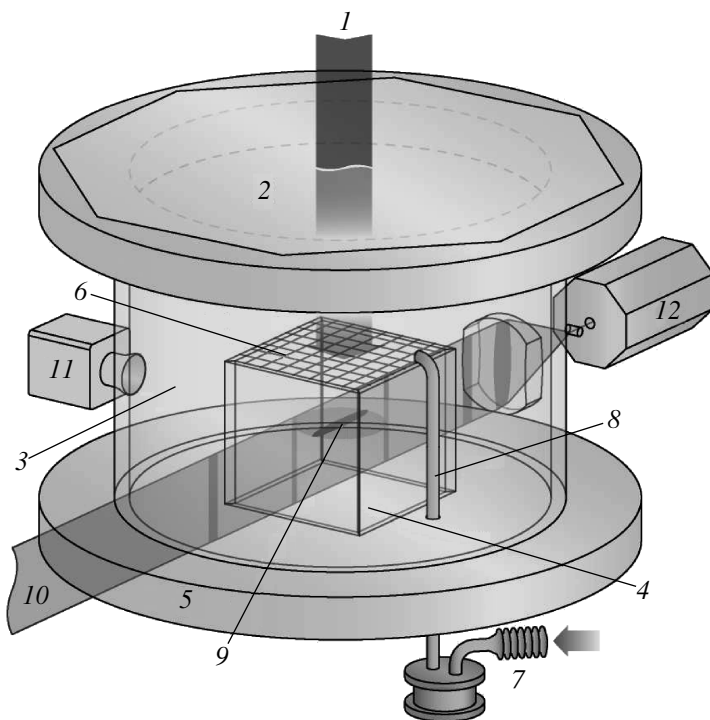


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: *1* — пучок электронов с энергией 85–125 кэВ; *2* — фольга из алюминия толщиной 14 мкм; *3* — цилиндрическая стеклянная разрядная камера; *4* — кубическая стеклянная вставка, открытая сверху и снизу; *5* — массивный медный катод; *6* — сетчатый анод; *7* — инжектор пылевых частиц; *8* — трубка вдува пылевых частиц; *9* — пылевая структура; *10* — лазерный «нож» с толщиной перетяжки около 100 мкм; *11* — цифровая видеокамера; *12* — гелий-неоновый лазер

ка *6* диаметром 2.4 см, накрывавшая стеклянный куб на расстоянии 1.9 см от катода. Плотность тока пучка на выходном окне электронного ускорителя менялась в пределах 10–1000 мкА/см² (на нижнем электроде плотность тока при этом составляла 0.05–1.0 мкА/см²). Электронный ускоритель работал в стационарном режиме. Импульсный инжектор газодинамического типа *7* производил впрыск пылевых частиц в разрядную зону газовым потоком по трубке *8*. Наблюдение за поведением пылевых частиц *9*, подсвеченных лазерным «ножом» *10*, осуществлялось с помощью цифровой видеокамеры *11* с частотой записи 25 кадров в секунду.

В экспериментах использовались полидисперсные частицы из CeO_2 со средним размером 1 мкм и полидисперсные частицы сферической формы из стеклоглуглера со средним радиусом 3 мкм, микрофотографии которых приведены на рис. 2. На рис. 3

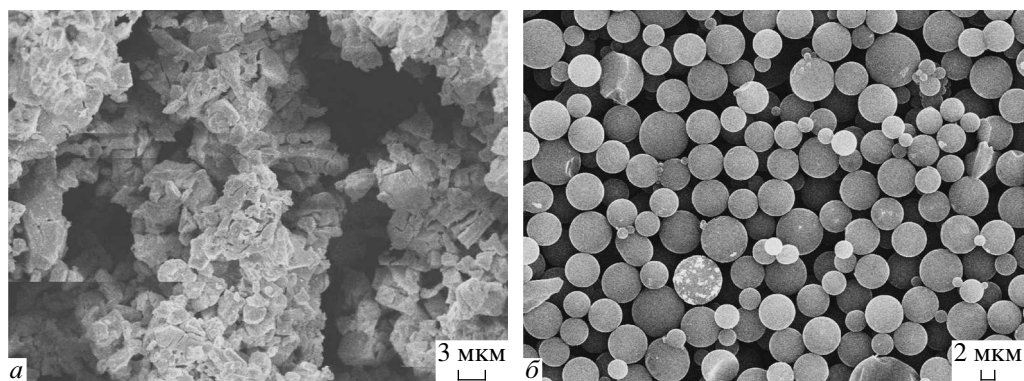


Рис. 2. Микрофотографии пылевых частиц из CeO_2 и стеклоглуглерида

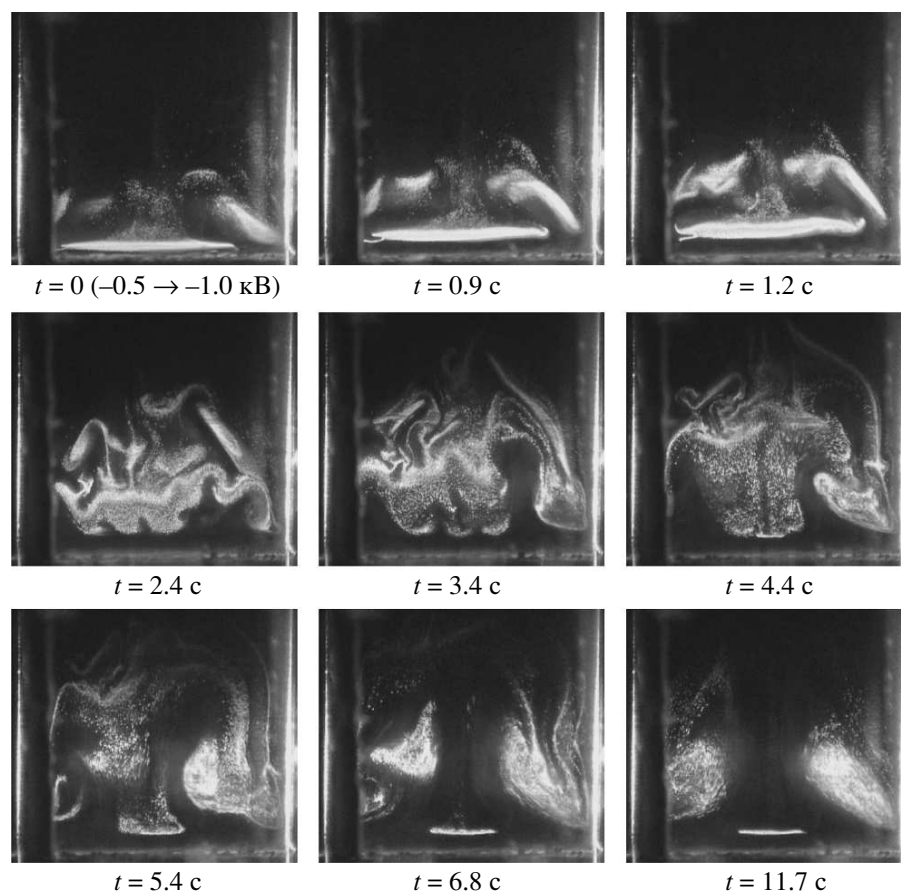


Рис. 3. Видеокадры эволюции пылевых структур в несамостоятельном газовом разряде в азоте при переключении напряжения на разрядном промежутке с 500 на 1000 В ($p = 1$ бар, плотность тока пучка 22 мкА/см^2)

приведены кадры из видеофильма, снятого в азоте при ускоряющем напряжении электронной пушки 115 кВ, плотности тока пучка на выходном окне около 22 мкА/см^2 и давлении газа 1 бар с пылевыми частицами из CeO_2 . Отметим, что по ионизиру-

ющей способности пучок электронов с такими параметрами соответствует, например, источнику с активностью 40 Ки из Cf^{252} или 450 Ки из Sr^{90} . Вблизи нижнего электрода скорость ионизации азота в кубической вставке таким пучком составляла вели-

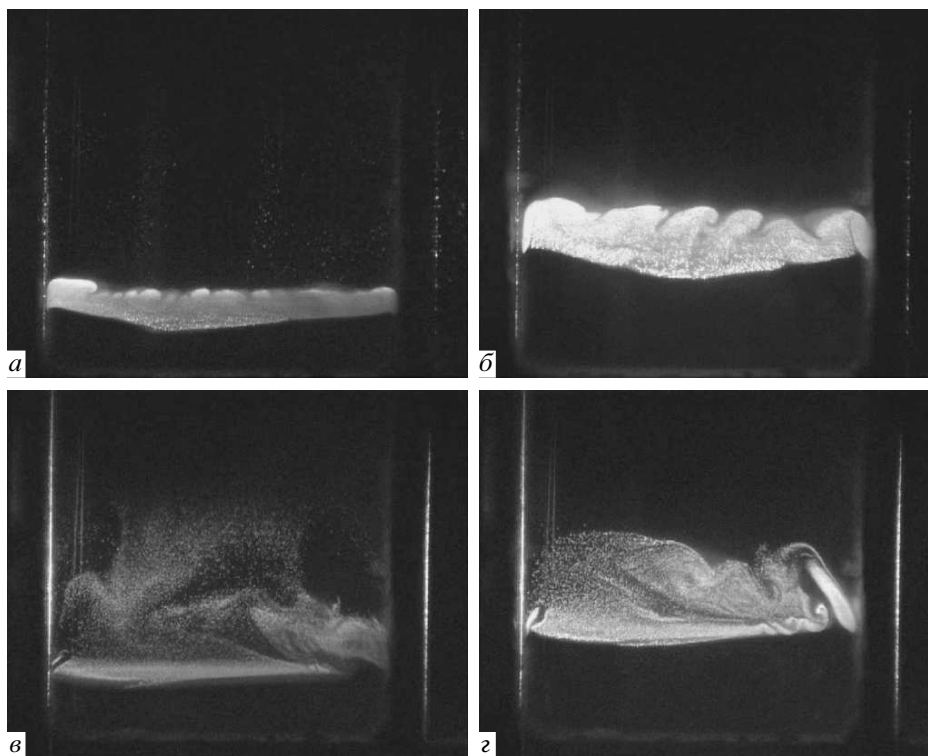


Рис. 4. Видеокadres пылевых структур в несамостоятельном разряде в аргоне (*а,б*) и гелии (*в,з*) при давлении $p = 1$ бар, напряжении на нижнем электроде -0.5 кВ (*а,в*) и -1.0 кВ (*б,з*), Ток пучка 22 мкА/см^2 на выходном окне электронной пушки

чину порядка $10^{14} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ (см. ниже). На первом кадре на рис. 3 видно устойчивое образование пылевых частиц в форме диска. На последующих кадрах показана эволюция этого диска при скачкообразном изменении напряжения на разрядном промежутке. Напряжение на нижнем электроде, равное -500 В, при $t = 0$ было поднято до -1000 В, в результате чего произошел взрыв пылевого облака, который примерно через 12 с завершился формированием диска с четкими боковыми границами на большей высоте. Выше диска около боковых стенок куба сформировались устойчивые вихри. При заземлении нижнего электрода за время порядка 0.1 с все пылевые частицы оседали на нижний электрод, а при снятии заземления и восстановлении исходного напряжения происходил выброс пылевых частиц вверх. При этом диск не восстанавливался, а вихри возникали на прежних местах.

После напуска новой порции пылевых частиц формировался более развитый диск и вихри на старых местах. Также отметим, что пылевые частицы в область куба ниже уровня диска не проникали ни после напуска, ни в ходе последующего движения, а

в разрядной камере вне куба, где вихревое движение пылевых частиц более быстрое из-за конвективных потоков, частицы появлялись и около нижнего электрода. Описанная выше картина движения пылевых частиц в кубе при постоянных параметрах в разрядном промежутке оставалась неизменной.

В аргоне и гелии формировались пылевые диски большей толщины и более устойчивые, чем в азоте. На рис. 4 приведены кадры из видеofilьмов, снятых в гелии и аргоне с микрочастицами из CeO_2 . Видно, что в инертных газах формируются более толстые структуры пылевых частиц, они при одинаковых напряжениях висят заметно выше над катодом, чем в азоте, а вихри отсутствуют. С полидисперсными частицами стеклоглерида сферической формы в азоте диск достаточно быстро рассыпался, но в ходе разлета частицы организовывались в почти регулярную структуру. В аргоне (рис. 5*а*) и гелии диск из стеклоглериодных частиц существовал почти стационарно, не меняя форму за минутные интервалы времени. В некоторых режимах в аргоне в нижней части дискообразной структуры (см. рис. 5*а*) наблюдалась близкая к кристаллической и

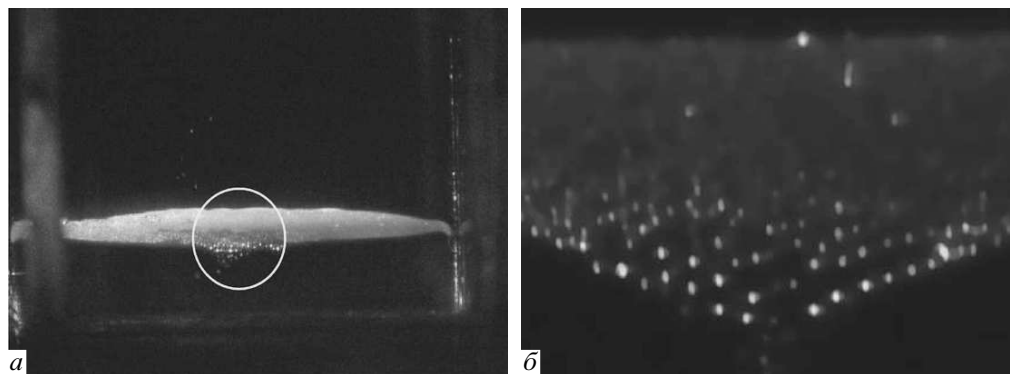


Рис. 5. Видеокadres пылевых структур из частиц стеклоглерида сферической формы в несамостоятельном разряде в аргоне при давлении $p = 1$ бар, напряжении на нижнем электроде -0.7 кВ и плотности тока пучка 15 мкА/см² на выходном окне электронной пушки. На рис. б представлено увеличенное изображение области, выделенной кругом на рис. а

стабильная во времени структура пылевых частиц из стеклоглерида. Поэтому был снят видеофильм с увеличенным изображением этой области, и полученная характерная картина приведена на рис. 5б (ширина поля зрения на этом рисунке составляет 3 мм). Оценки показали, что среднее расстояние между частицами меняется от 250 мкм в нижней части структуры в вершине конуса до 150 мкм в средней части, где пылевые частицы еще отдельно наблюдаемы. Выше пылевые части сливаются друг с другом из-за их высокой концентрации в дисковой структуре.

3. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУКТУРЫ НЕСАМОСТОЯТЕЛЬНОГО ГАЗОВОГО РАЗРЯДА

В работе [8] было показано, что в азоте именно при низких скоростях ионизации газа, не превышающих величину порядка 10^{14} см⁻³ · с⁻¹, возможно образование упорядоченных плазменно-пылевых структур. Для выполнения условий образования сильносвязанных состояний и левитации пылевых частиц в несамостоятельном газовом разряде в азоте и аргоне проведем численное моделирование с целью определения структуры такого разряда. Моделирование будем проводить по нелокальной модели процессов переноса, развитой нами для изучения процесса зарядки пылевых частиц [9]. Эта модель позволяет приближенно учесть эффекты нелокальности функции распределения электронов по энергии (ФРЭЭ) при наличии больших градиентов электрического поля и концентраций электронов и

ионов в приэлектродных областях. Полученные в работах [10, 11] на основе теории возмущений поправки к коэффициенту диффузии электронов, связанные с эффектом нелокальности ФРЭЭ, применимы только при условии преобладания дрейфового потока электронов над диффузионным, которое в слаботочном режиме горения несамостоятельного разряда нарушается. В прианодной области, как и в окрестности пылевой частицы, диффузионный поток электронов оказывается сравнимым (в случае зарядки пылевой частицы даже больше) с дрейфовым. Поэтому при расчете структуры несамостоятельного разряда и заряда пылевых частиц недостаточно введения перенормированного коэффициента продольной диффузии в уравнение баланса числа электронов [10, 11]. Нужен также учет поправок, связанных с диффузионными членами в уравнении Больцмана для ФРЭЭ, что значительно усложняет расчет поправок и само уравнение баланса электронов. Введение в модель дополнительного уравнения для энергии электронов позволяет учесть все нелокальные поправки, причем в случае, когда ФРЭЭ незначительно отличается от максвелловской, эта модель оказывается достаточно точной.

Моделированию несамостоятельного газового разряда был посвящен ряд работ [12–14], в которых использовалась простая модель процессов переноса с постоянными коэффициентами переноса и рекомбинации, однородной скоростью ионизации и без учета диффузии электронов. Такая модель допускает аналитическое решение при ряде дополнительных упрощений [15–18], но решение имеет ограниченную область применимости и

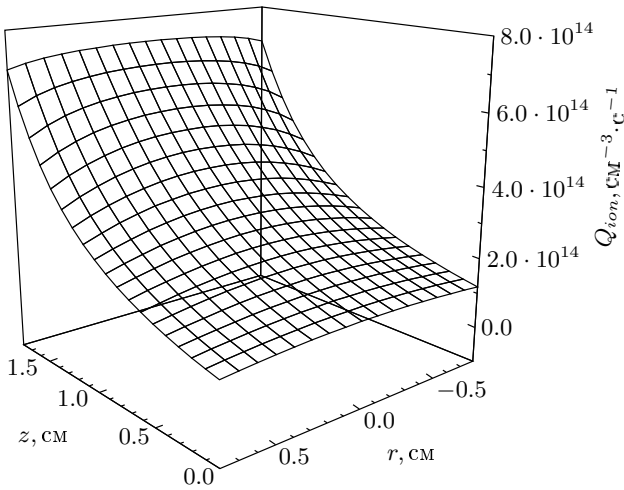


Рис. 6. Распределение скорости ионизации азота в кубической вставке (катод находится при $z = 0$)

неприменимо для газов с сильной зависимостью электронных коэффициентов переноса и рекомбинации от электрического поля, что особенно характерно для инертных газов. Поэтому для построения теоретической вольт-амперной характеристики несамостоятельного разряда необходимо применение численных методов. В нашей модели все кинетические коэффициенты и коэффициенты переноса являются функцией температуры электронов, которая сама является функцией координат и определяется из уравнения баланса энергии электронов. Учет диффузии электронов важен для правильного описания анодного слоя в томсоновском слаботочном режиме горения несамостоятельного газового разряда.

Структура несамостоятельного разряда и заряд пылевых частиц зависят от скорости ионизации газа внешним источником, для расчета которой была развита аналитическая модель, описанная в Приложении. На рис. 6 приведено рассчитанное по этой модели распределение скорости ионизации азота в экспериментальной ячейке. Видно, что скорость ионизации газа вдоль оси симметрии экспериментальной ячейки сильно неоднородна, а в кубической вставке в радиальном направлении меняется мало (например, при $z = 0$ изменение скорости ионизации не превышает 10%). Поэтому расчеты структуры несамостоятельного разряда можно проводить в одномерном приближении с учетом зависимости скорости ионизации от расстояния до выходного окна электронной пушки.

В экспериментах пылевые структуры наблюда-

лись при малых напряжениях на разрядном промежутке и малых плотностях тока пучка электронов. При таких параметрах несамостоятельный разряд горит в томсоновском режиме, когда в катодном слое отсутствует область лавинного размножения электронов и не происходит ионизационного усиления тока. Аналитическая теория несамостоятельного разряда в таком режиме развивалась в связи с проблемами ионизационных камер [18], и решение получено только для случая постоянных коэффициентов переноса, рекомбинации, скорости ионизации и с учетом диффузии электронов только при выводе граничных условий на катоде.

Выберем ось z с началом на катоде, направленную перпендикулярно поверхностям электродов от катода к аноду. В экспериментах характерный поперечный размер области горения разряда в несколько раз превышал размеры катодного слоя, а ионизация газа, как было показано выше, в поперечном направлении достаточно однородна, поэтому моделирование проводилось в одномерной плоской геометрии. Система уравнений нелокальной модели переноса имеет вид [9]

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial j_e}{\partial z} &= Q_{ion} + \nu_{ion} n_e - \beta_{ei} n_e n_i, \\ \frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial j_i}{\partial z} &= Q_{ion} + \nu_{ion} n_e - \beta_{ei} n_e n_i, \\ \frac{3}{2} \frac{\partial p_e}{\partial t} + \frac{\partial h_e}{\partial z} + e j_e E &= Q_{ion} \varepsilon_h - p_e \omega_S, \\ \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} &= -4\pi e (n_i - n_e), \end{aligned} \tag{1}$$

где

$$j_e = -\frac{\partial (D_T n_e)}{\partial z} - k_e n_e E$$

— плотность потока электронов;

$$j_i = -\frac{D_i \partial n_i}{\partial z} + k_i n_i E$$

— плотность потока ионов;

$$h_e = -\frac{\partial (g_e p_e)}{\partial z} - b_e p_e E$$

— плотность потока энергии электронов; $E = -\partial\phi/\partial z$ — напряженность электрического поля, а ϕ — его потенциал; $n_e, n_i, k_e, k_i, D_T, D_i$ — соответственно концентрации, подвижности и коэффициенты диффузии электронов и ионов, $p_e = n_e T_e$ — давление электронного газа, T_e — температура электронов, Q_{ion} — скорость ионизации газа внешним ис-

точником, зависящая от координаты z , ν_{ion} — частота ионизации газа собственными электронами плазмы, β_{ei} — коэффициент электрон-ионной рекомбинации, ε_h — энергия быстрых электронов, идущая на нагрев газа в расчете на один акт рождения электрон-ионной пары, $\omega_S = W_S/T_e$, W_S — скорость потерь энергии в упругих и неупругих столкновениях, e — абсолютное значение заряда электрона, b_e — коэффициент термоэлектричества, g_e — коэффициент энергетической диффузии электронов, который связан с коэффициентом теплопроводности соотношением (при независимости длины пробега электронов от энергии для максвелловского распределения эти величины совпадают):

$$k_{e,T} = \left(g_e + T_e \left[\frac{\partial g_e}{\partial T_e} - \frac{b_e}{k_e} \frac{\partial D_T}{\partial T_e} \right] \right). \quad (2)$$

Коэффициенты переноса электронов определены соотношениями [19]

$$\begin{aligned} k_e &= -\frac{2e}{3m_e} \int \frac{\varepsilon^{3/2}}{\nu} \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} d\varepsilon, \\ D_T &= \frac{2}{3m_e} \int \frac{\varepsilon^{3/2}}{\nu} f_0 d\varepsilon, \\ b_e &= -\frac{2e}{3m_e T_e} \int \frac{\varepsilon^{5/2}}{\nu} \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} d\varepsilon, \\ g_e &= \frac{2}{3m_e T_e} \int \frac{\varepsilon^{5/2}}{\nu} f_0 d\varepsilon, \end{aligned} \quad (3)$$

где f_0 — сферически-симметричная часть ФРЭЭ, ε — энергия электронов, $\nu = N\sigma v$ — транспортная частота, N — концентрация нейтрального газа, σ — транспортное сечение. В случае максвелловской функции распределения электронов по энергии коэффициенты переноса связаны соотношениями

$$\frac{D_T}{k_e} = \frac{T_e}{e}, \quad \frac{g_e}{b_e} = \frac{T_e}{e}. \quad (4)$$

На катоде ($z = 0$) задавались следующие граничные условия:

$$\begin{aligned} \frac{1}{4} v_{Te} \left(n_e - \gamma_e l_e \frac{\partial n_e}{\partial z} \right) &= (k_e n_e + \gamma k_i n_i) E, \\ n_i - \gamma_i l_i \frac{\partial n_i}{\partial z} &= 0, \\ \frac{1}{2} v_{Te} \left(p_e - \gamma_e l_e \frac{\partial p_e}{\partial z} \right) &= b_e p_e + 2\gamma k_i n_i T_c, \\ \phi|_{z=0} &= 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь l_e, v_{Te} — соответственно длина свободного пробега и тепловая скорость электронов; γ — коэффициент вторичной ион-электронной эмиссии; T_c — температура вторичных электронов, которая задавалась

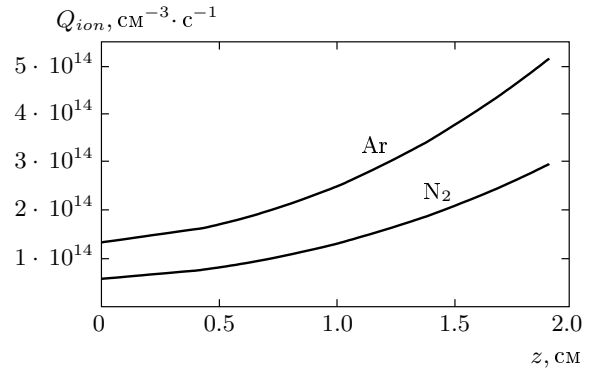


Рис. 7. Распределение скорости ионизации газа в разрядном промежутке при плотности тока пучка 22 мкА/см^2 на выходном окне электронной пушки и ускоряющем напряжении 120 кВ

равной температуре катода; $\gamma_e, \gamma_i, \gamma_\varepsilon$ — постоянные, определенные следующими соотношениями:

$$\gamma_e = \frac{2D_T}{l_e v_{Te}}, \quad \gamma_i = \frac{2D_i}{l_i v_{Ti}}, \quad \gamma_\varepsilon = \frac{g_e}{l_e v_{Te}}, \quad (6)$$

где l_i, v_{Ti} — соответственно длина свободного пробега и тепловая скорость ионов, (для модели твердых шаров $\gamma_e = \gamma_i = \gamma_\varepsilon = 2/3$). На аноде $z = L$ задавались следующие граничные условия:

$$\begin{aligned} \left[n_e - \gamma_e l_e \frac{\partial n_e}{\partial z} \right]_{z=L} &= 0, \\ \left[n_i - \gamma_i l_i \frac{\partial n_i}{\partial z} \right]_{z=L} &= 0, \\ \left[p_e - \gamma_e l_e \frac{\partial p_e}{\partial z} \right]_{z=L} &= 0, \quad \phi|_{z=L} = U_d, \end{aligned} \quad (7)$$

где U_d — приложенное к разрядному промежутку напряжение.

На рис. 7 приведены распределения скорости ионизации газа в разрядном промежутке при плотности тока пучка 22 мкА/см^2 на выходном окне электронной пушки и ускоряющем напряжении 120 кВ, которые использовались в расчетах (в аргоне скорость ионизации выше вследствие более высокой его плотности). Расчеты показали, что диффузией ионов во всей разрядной области можно пренебречь, поэтому в дальнейшем для ионов решалось дифференциальное уравнение баланса первого порядка с нулевым граничным условием на аноде. Для аппроксимации производной по координате в этом случае использовались направленные разности.

Расчеты по нелокальной и локальной моделям несамостоятельного разряда в азоте показали, что

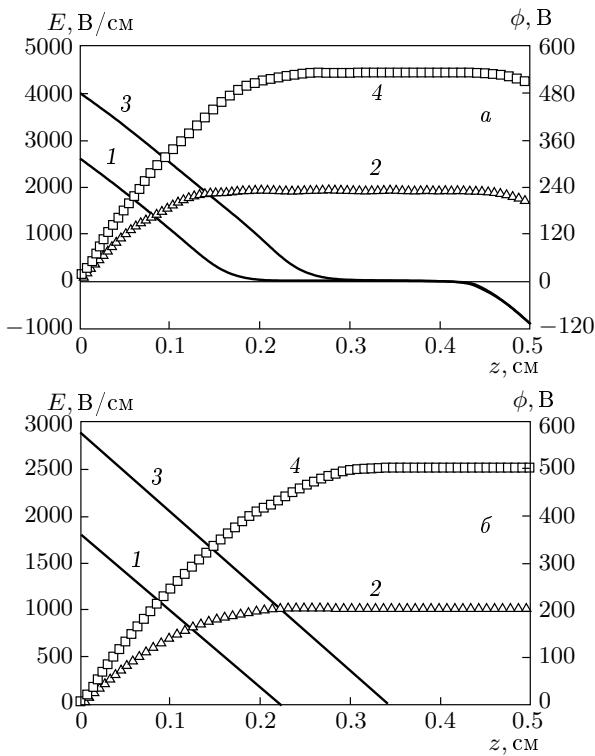


Рис. 8. Распределения напряженности (1, 3) и потенциала (2, 4) электрического поля в катодном слое при разных напряжениях на катоде в N₂ (a) и Ar (б) при $p = 1$ атм, $L = 0.5$ см. 1, 2 — $U_d = 200$ В, 3, 4 — $U_d = 500$ В

распределения температуры электронов различаются только вблизи катода, где в нелокальной модели было заметно влияние холодного катода на электронную температуру. В локальной модели решалась усеченная система без уравнения баланса энергии электронов, а электронные коэффициенты переноса определялись по локальному значению приведенного поля. Поэтому далее расчеты были проведены по локальной модели переноса.

На рис. 8 приведены распределения напряженности электрического поля в несамостоятельном разряде в аргоне и азоте. В расчетах использовались коэффициенты переноса и скорости потерь энергии электронов, рассчитанные на основе численного решения уравнения Больцмана для ФРЭЭ с сечениями из [20] для азота и [21] для аргона. Коэффициент диффузии основных ионов Ar₂⁺ плазмы аргона при атмосферном давлении равен $k_i = 2.094$ В/см² · с [22, 23], коэффициент диссоциативной рекомбинации $\beta_{ei} = 0.85 \cdot 10^{-6} (0.026/T_e)^{0.67}$ см³/с [24], а для ионов N₄⁺ в азоте — $k_i = 2.1$ В/см² · с [22, 23],

$$\beta_{ei} = 1.4 \cdot 10^{-6} (0.026/T_e)^{0.41} \text{ см}^3/\text{с} [25].$$

Полученные картины хорошо согласуются с результатами аналитического рассмотрения [16, 17]. Видно, что в положительном столбе поле мало (составляет десятые доли и единицы вольт на сантиметр), а в катодной области резко возрастает. В анодной области в аргоне для компенсации большого диффузионного потока на электрод поле даже становится отрицательным. Именно диффузионный поток электронов на электроды в условиях неоднородности ионизации газа в межэлектродном промежутке приводит к появлению токов, направленных навстречу тока пучка в случае, когда к разрядному промежутку не приложено никакого напряжения, что наблюдалось экспериментально в работе [26]. Были проведены также расчеты с переключением напряжения разряда с 500 на 1000 В. Оказалось, что поле в катодном слое перестраивается за микросекундные времена и пылевые частицы, находящиеся в дискообразной структуре, при увеличении напряжения попадают в область сильных электрических полей, которые выбрасывают их вверх (см. ниже).

Проведем оценки электростатической силы, действующей на пылевые частицы в катодном слое. Как было показано в работе [8], при малых скоростях ионизации азота распределение электронов в окрестности пылевой частицы хорошо описывается распределением Больцмана, а поток ионов на пылевую частицу достаточно хорошо совпадает с ланжевенковским. В этом случае для определения заряда пылевых частиц с учетом различия концентрации электронов и ионов в катодном слое получаем трансцендентное уравнение:

$$J_e = 4\pi r_0^2 \cdot \frac{1}{4} n_e v_{Te} = \pi r_0^2 n_{e0} v_{Te} \exp\left(\frac{e\phi|_{r=r_0}}{T_e}\right) = J_i = -4\pi e k_i q n_{i0}, \quad (8)$$

где r_0 — радиус пылевых частиц, n_{e0} , n_{i0} — концентрации электронов и ионов в рассматриваемой точке катодного слоя вдали от пылевой частицы; $e\phi|_{r=r_0}$ — соответственно заряд и потенциал пылевой частицы. В предположении, что между зарядом и потенциалом действует вакуумная связь,

$$\phi|_{r=r_0} = eq/r_0,$$

уравнение (8) легко решается численно. На рис. 9 показаны распределения по высоте приведенного к радиусу заряда пылевых частиц в катодном слое при разных напряжениях на разрядном промежутке в Ar и N₂. Видно, что заряд пылевых частиц в аргоне заметно выше, чем в азоте, что обусловлено

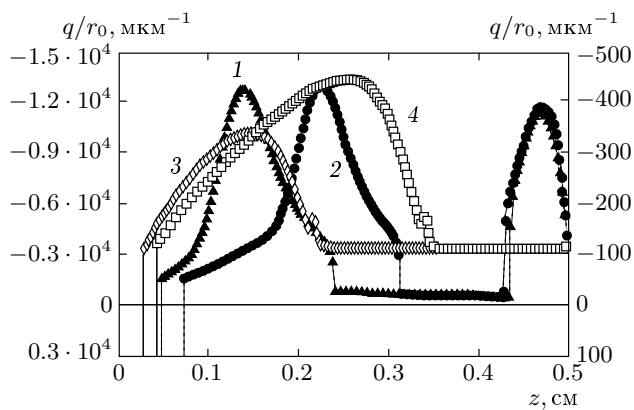


Рис. 9. Приведенный к радиусу заряд пылевых частиц в катодном слое как функция высоты при разных напряжениях на разрядном промежутке в Ar (1, 2 — левая шкала) и в N_2 (3, 4 — правая шкала) при $p = 1$ атм. 1, 3 — $U_d = 200$ В, 2, 4 — $U_d = 500$ В

низкими потерями энергии электронов в атомарных газах. Следствием этого является быстрый разогрев электронов в аргоне даже в малых полях на уровне единиц и десятков вольт на сантиметр. Вблизи катода, где электронов практически нет, уравнение (8) неприменимо для определения заряда пылевых частиц, но оценки показывают, что заряд здесь становится положительным.

На рис. 10 приведены зависимости от высоты сил, действующих на пылевые частицы из CeO_2 с $r_0 = 1$ мкм в азоте и из стеклоуглерода с $r_0 = 3$ мкм в аргоне в катодном слое. Видно, как в катодном слое резко возрастает сила, выталкивающая пылевые частицы вверх. Пересечение кривых 1 или 2 с кривой 3 определяет положение равновесия отдельной пылевой частицы в катодном слое. В экспериментах использовались полидисперсные пылевые частицы, поэтому отметим, что положение равновесия, как видно на рис. 10, слабо зависит от размера частицы вследствие резкого нарастания электрического поля (и заряда в случае аргона) в катодном слое. Определенные из эксперимента значения высоты над катодом нижней границы пылевого диска и положения равновесия пылевых частиц согласно расчетным данным приведены в табл. 1.

На рис. 10 видно, как формируется потенциальная яма для пылевых частиц в катодном слое в наших экспериментах за счет совместного действия электрического поля и силы тяжести. Действительно, ионизация газа в разрядном промежутке пучком электронов неоднородна, причем скорость иониза-

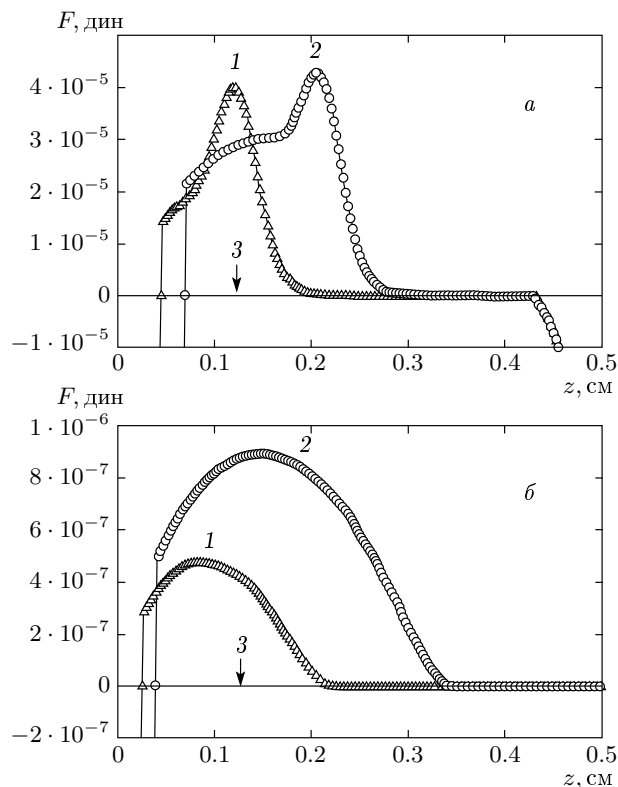


Рис. 10. Силы, действующие на пылевые частицы в катодном слое, как функции высоты при разных напряжениях на разрядном промежутке в Ar (а) и в N_2 (б) при $p = 1$ бар. 1 — кулоновская сила при $U_d = 200$ В, 2 — при $U_d = 500$ В; 3 — сила тяжести для пылевых частиц из стеклоуглерода с $r_0 = 3$ мкм и из CeO_2 с $r_0 = 1$ мкм соответственно в аргоне и азоте

Таблица 1. Экспериментальные и расчетные значения положения равновесия пылевых частиц в катодном слое несамостоятельного разряда (в сантиметрах). В скобках для аргона приведены положения точки максимума электростатической силы (см. рис. 10а)

Газ	U_d	200 В	500 В
Аргон	Эксперимент	0.12	0.18
	Теория	0.23 (0.12)	0.31 (0.22)
Азот	Эксперимент	—	0.06
	Теория	0.22	0.34

ции максимальна в центре и уменьшается к краям (см. рис. 6). Расчеты показали, что с уменьшением скорости ионизации положение равновесия поднимается выше как следствие увеличения размера области нарушения квазинейтральности при уменьшении концентрации электронов. Поэтому при движении пылевой частицы из центра к периферии ее потенциальная энергия в поле силы тяжести будет расти, что приводит к появлению возвращающей силы. Как видно из табл. 1, в аргоне наблюдается удовлетворительное согласие эксперимента с расчетом (отметим, что если принять за высоту левитации положение максимума электростатической силы — 0.12 см для кривой 1 и 0.21 см для кривой 2, — то согласие станет еще лучше).

В азоте пока не удалось получить количественного согласия расчета и эксперимента для положения равновесия пылевого диска, определяемого балансом электрической и гравитационной сил. Нужно отметить, что положение нижней границы пылевого диска определяется балансом сил пылевых частиц во всем слое, причем пылевые частицы находятся в резко неоднородном электрическом поле. Поэтому положение равновесия диска должно отличаться от положения равновесия отдельной частицы. Для более точного определения положения равновесия необходимо проведение расчетов для несамостоятельного разряда на основании изложенной в настоящей работе модели с включением уравнения баланса для пылевой компоненты.

Что касается других сил, таких как радиометрическая, термофоретическая и сила ионного увлечения, которые могут изменить положение равновесия пылевых частиц, то в наших экспериментах радиометрическая сила была мала вследствие малости потоков энергии на пылевые частицы. Для оценки силы ионного увлечения, которая при повышенных давлениях ранее не исследовалась, примем во внимание то, что длина пробега ионов при атмосферном давлении (0.06 мкм для ионов Ar_2^+ и 0.05 мкм для N_4^+) много меньше радиуса пылевых частиц. Поэтому ионы будут двигаться вдоль силовых линий самосогласованного поля пылевой частицы и внешнего поля. Для нахождения силовых линий примем, что потенциал пылевой частицы из проводящего материала в однородном внешнем поле E_0 [5] с учетом экранировки имеет вид

$$\phi = \frac{eq}{r} \exp(-k_{sh}r) - E_0 r \cos \theta \left(1 - \frac{r_0^3}{r^3}\right), \quad (9)$$

где k_{sh} — постоянная экранирования, r, θ — координаты в сферической системе координат с началом

в центре пылевой частицы и направлением вдоль внешнего поля. Сила ионного увлечения находилась из соотношения

$$F_{drag} = k_i n_i E_0 m_i v_{Ti} \int_0^{\rho_{max}} \cos \theta|_{r=r_0} \rho d\rho, \quad (10)$$

где m_i — масса иона, v_{Ti} — тепловая скорость ионов, $\theta|_{r=r_0}$ — угол (в связанной с пылевой частицей сферической системе координат) точки окончания силовой линии на поверхности пылевой частицы, идущей из точки ($z = \rho_{max}, \rho$) в цилиндрической системе координат с началом в центре пылевой частицы и с осью, направленной вдоль внешнего поля. В расчетах полагалось, что $\rho_{max} = 3k_{sh}^{-1}$.

Проведенные оценки с использованием зарядов и радиусов экранирования из табл. 2 показали, что сила ионного увлечения направлена вдоль внешнего поля, но по величине как в положительном столбе, так и катодном слое примерно на три порядка меньше электростатической силы. Например, для пылевых частиц с радиусом 3 мкм во внешнем поле $E_0 = 10$ В/см при $T_e = 1$ эВ сила ионного увлечения оказалась равной $2.4 \cdot 10^{-10}$ дин, электростатическая сила — $2.1 \cdot 10^{-7}$ дин, а в поле $E_0 = 100$ В/см сила ионного увлечения равна $9.0 \cdot 10^{-11}$ дин, электростатическая сила — $2.1 \cdot 10^{-6}$ дин. При увеличении поля, с одной стороны, растет ионный поток, а с другой стороны, уменьшается размер области, с которой ионы собираются пылевой частицей, причем вклад последнего эффекта в приведенном выше примере оказался больше вклада первого. В азоте наблюдается примерно такое же соотношение силы ионного увлечения и электростатической силы.

Таблица 2. Параметры зависимости потенциала пылевых частиц от расстояния (12) и параметра неидеальности плазмы для разных частей структуры на рис. 5б

$T_e, \text{эВ}$	0.026	0.1	0.3	1.0
$\lambda_1, \text{мкм}$	8.12	7.99	7.19	6.09
q_{eff}^L	347.2	1611.1	4652.8	13194.4
$q(8)$	360	1260	3480	10500
$\lambda_2, \text{мкм}$	24.2	48.5	93.3	201
$a, \text{мкм}$	100	150	200	250
$\lambda = a/\lambda_2$	4.13	3.09	2.14	1.24
$\Gamma_{crit} = 54/\lambda^{1.38}$ [8]	7.64	11.4	18.9	40.0
$\Gamma(14)$	1.08	43.6	706	$1.12 \cdot 10^4$

Оценим термофоретическую силу, действующую на пылевые частицы. Для определения этой силы в работе [27] было предложено выражение, с достаточной точностью применимое при любых числах Кнудсена:

$$F_T = - \frac{12\pi\eta\nu r_0 C_s \left(\frac{\lambda_g}{\lambda_d} + \frac{3}{2} C_t \frac{l_g}{r_0} \right)}{\left(1 + \frac{9}{2} C_m \frac{l_g}{r_0} \right) \left(1 + 2 \frac{\lambda_g}{\lambda_d} + 3 C_t \frac{l_g}{r_0} \right)} \times \frac{\nabla T}{T_0}. \quad (11)$$

Здесь η — динамическая вязкость газа; $\nu = \eta/\rho$ — кинематическая вязкость газа; ρ — плотность газа; λ_g, λ_d — коэффициенты теплопроводности соответственно газа и материала пылевой частицы; l_g — длина пробега частиц газа, определяемая соотношением $l_g = 3\nu/v_g$; $T_0, \nabla T$ — соответственно температура и градиент температуры вблизи пылевой частицы; C_s, C_m, C_t — поправочные множители порядка единицы, зависящие от характера обмена импульсом и энергией атомов газа с пылевой частицей (для абсолютно диффузного рассеяния $C_m \approx 1.14$, при полной тепловой аккомодации $C_s \approx 1.17$ и $C_t \approx 2.18$). При комнатной температуре для аргона $\eta_{Ar} = 2.27 \cdot 10^{-5}$ Па·с, $\lambda_{Ar} = 0.0177$ Вт/м·К [28], для азота $\eta_{N_2} = 1.779 \cdot 10^{-5}$ Па·с, $\lambda_{N_2} = 0.0257$ Вт/м·К. Теплопроводность стеклоглерода равна $\lambda_d = 1.6$ Вт/м·К [28]. Согласно (11), градиент температуры, при котором сила тяжести и термофоретическая силы уравновесят друг друга, для частиц стеклоглерода с радиусом 3 мкм в аргоне равен 1960 К/см, в азоте — 2210 К/см, для частиц с радиусом 1 мкм — соответственно 137 и 154 К/см (при $r_0 = 0.1$ мкм — соответственно 2.65 и 2.86 К/см). В экспериментах плотность тока разряда как в азоте, так и в аргоне не превышала 20 мкА/см². Расчеты уравнения теплопроводности показали, что в этих условиях наибольший градиент температуры наблюдается вблизи катода (где мощность тепловыделения максимальна) и не превышает 1 К/см. Поэтому мы можем сделать вывод, что термофоретической силой для частиц размером около 0.1 мкм и выше можно пренебречь.

Было также учтено возможное наличие (до 1 %) примеси кислорода в азоте. Добавление кислорода приводит к образованию отрицательных ионов в процессах трехчастичного и диссоциативного прилипания, для учета которых в модель вводилось третье уравнение баланса для отрицательных ионов. Однако эти расчеты не привели к изменению вольт-амперных характеристик и положе-

ния равновесия. Мы полагаем, что для получения количественного согласия расчета с экспериментом необходим корректный учет влияния пылевой компоненты на распределение поля и ионизационные потери пучка электронов, а также учет неоднородности ионизации газа как по высоте, так и по горизонтали, что требует проведения по крайней мере двумерных расчетов.

Проведем оценки параметра неидеальности пылевой компоненты в структуре, представленной на рис. 5б. В работе [29] было показано, что потенциал пылевой частицы в плазме с внешним источником ионизации газа асимптотически описывается суперпозицией двух экспонент с различными постоянными экранирования k_1, k_2 и эффективными зарядами q_{eff}^S, q_{eff}^L :

$$\phi = \frac{q_{eff}^S}{r} \exp(-k_1 r) + \frac{q_{eff}^L}{r} \exp(-k_2 r). \quad (12)$$

Постоянные экранирования определены соотношениями

$$k_1 = \left(\frac{1}{2} \left[(k_D^2 + k_s^2) + \sqrt{(k_D^2 - k_s^2)^2 + 4k_{D-}^2 k_{s-}^2} \right] \right)^{1/2}, \quad (13)$$

$$k_2 = \left(\frac{1}{2} \left[(k_D^2 + k_s^2) - \sqrt{(k_D^2 - k_s^2)^2 + 4k_{D-}^2 k_{s-}^2} \right] \right)^{1/2},$$

где

$$k_{se}^2 = \beta_{ei} n_0 / D_e, \quad k_{si}^2 = \beta_{ei} n_0 / D_i, \quad k_s^2 = k_{si}^2 + k_{se}^2,$$

$$k_{s-}^2 = k_{si}^2 - k_{se}^2, \quad k_{De}^2 = 4\pi e^2 n_0 / T_e,$$

$$k_{Di}^2 = 4\pi e^2 n_0 / T_i, \quad k_D^2 = k_{Di}^2 + k_{De}^2,$$

$$k_{D-}^2 = k_{Di}^2 - k_{De}^2.$$

На больших расстояниях экранирование определяется меньшей постоянной k_2 . В табл. 2 приведены результаты, полученные при численном расчете зарядки пылевых частиц по использованной в работе [29] модели для условий формирования сильноупорядоченной структуры на рис. 5б. Согласно расчетам для несамостоятельного разряда, в верхней части структуры температура электронов близка к 0.1 эВ, а в нижней части — к 1 эВ, хотя в этой области нарушение квазинейтральности еще мало и электрическое поле не превышает 15 В/см (в аргоне таких полей, как отмечалось выше, достаточно для

сильного отрыва температуры электронов от газовой). С такими температурами и проведен расчет заряда пылевых частиц. (В табл. 2 приведены значения заряда пылевых частиц, определенные согласно (8) для указанных в таблице условий, которые оказались в хорошем соответствии с эффективным зарядом, полученным в результате расчетов по полной модели. Это подтверждает правильность предположений, сделанных при выводе (8).)

В табл. 2 приведены также значения параметра неидеальности дебаевской плазмы и его критические значения. Параметр неидеальности определялся из соотношения [1]

$$\Gamma = \frac{(eq_{eff}^L)^2}{aT_d} \exp\left(-\frac{a}{\lambda_2}\right) \quad (14)$$

в предположении, что температура пылевых частиц T_d (в энергетических единицах) равна газовой. Видно, что параметр неидеальности в вершине конуса пылевых частиц значительно превышает критическое значение, поэтому на видеокартинках пылевые частицы в этой области стояли неподвижно. Полученные данные показывают, что в создаваемой пучком быстрых электронов плазме существует область параметров с неидеальным взаимодействием пылевой компоненты, которое приводит к формированию сильноупорядоченных пылевых структур.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные в настоящей работе исследования показали возможность формирования управляемых пылевых структур при атмосферном давлении в плазме, создаваемой быстрыми ионизирующими частицами. Численное моделирование несамостоятельного газового разряда позволило установить, что за счет разделения зарядов в катодном слое возникают большие электрические поля. Совместное действие электростатической силы и силы тяжести формирует потенциальную яму, являющуюся ловушкой для пылевых частиц, что качественно объясняет наблюдаемую картину в азоте и количественно в инертных газах. В этой ловушке в инертных газах и в азоте образуется дискообразная квазиджидкая структура, которая при неизменных параметрах разряда стабильна. Установлено, что такие структуры формируются в узком диапазоне параметров ионизирующего электронного пучка при скоростях ионизации около $10^{14} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$. При использовании пылевых частиц сферической

формы в нижней части пылевого диска обнаруживается сильноупорядоченная квазикристаллическая структура, в которой параметр неидеальности значительно превышает критическое значение.

Настоящая работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №№ 05-02-08158-офи_а, 04-02-16883а) и программы Президента РФ по поддержке научных школ (грант № НШ 1257.2003.2).

ПРИЛОЖЕНИЕ

Определение скорости ионизации газа электронным пучком

Скорость ионизации газа пучком быстрых электронов рассчитывалась аналогично работе [30]. В этой работе для определения скорости ионизации газа было предложено выражение, которое можно представить в виде

$$Q_{ion} = \frac{j_b}{e} \frac{\rho}{\varepsilon_{ion}} \frac{dE}{dz} \phi(r, z) F(E_0), \quad (15)$$

где j_b — плотность тока пучка; e — абсолютное значение заряда электрона; ρ — плотность газа; ε_{ion} — энергетическая цена образования ион-электронной пары, которая близка к двум потенциалам ионизации атомов газа; dE/dz — удельные потери энергии быстрым электроном на единицу длины пути; ϕ — функция, учитывающая диффузионное распыление пучка; z, r — координаты в цилиндрической системе координат с началом в центре фольги; F — величина, учитывающая влияние приложенного к разрядному промежутку электрического поля E_0 . В работе [30] для определения удельных потерь энергии и пробега электронов предложены приближенные соотношения, полученные в результате аппроксимации рассчитанных методом Монте-Карло данных:

$$\frac{dE}{dZ}(E_b, Z) = (0.78 - 0.0005E_b) \times \frac{E_b}{R_e} \left(1 + \sin\left(1.29\pi \frac{Z_f + Z}{R_e}\right)\right), \quad (16)$$

$$R_e = 0.00753E_b^{1.661}, \quad (17)$$

где R_e — пробег электронов пучка в мг/см²; E_b — энергия электронов пучка в кэВ; dE/dz — удельные потери энергии в кэВ·см²/мг; Z_f — толщина фольги в мг/см², $Z = \rho z$ — пробег электронов в газе в мг/см² (фольга находится при $z = 0$). После прохода быстрым электроном некоторого пути в

тормозящей среде (согласно работе [31], примерно равного половине длины пробега) функцию ϕ можно находить как решение уравнения Лапласа

$$\Delta\phi = 0 \tag{18}$$

со следующими граничными условиями [30]:

$$\begin{aligned} \phi(r, z = 0) = \\ = \begin{cases} 1, & r \leq a, \\ 0, & r > a, \end{cases} \quad \lim_{z \rightarrow \infty} \phi(z, r) \rightarrow 0, \end{aligned} \tag{19}$$

где a — радиус (полуширина в случае окна в виде бесконечной полосы) выходного окна электронной пушки. В работе [30] было найдено решение для плоского случая, когда пучок выходит из ускорителя в газ через фольгу в виде бесконечной полосы:

$$\begin{aligned} \phi(x, z) = \frac{1}{\pi} \left\{ \arccos \left(\frac{x - a}{\sqrt{(x - a)^2 + z^2}} \right) + \right. \\ \left. + \arccos \left(\frac{x + a}{\sqrt{(x + a)^2 + z^2}} \right) \right\}, \end{aligned} \tag{20}$$

где x — координата с началом на оси симметрии фольги и направленная перпендикулярно z и краю фольги в виде бесконечной полосы. В наших экспериментах выходное окно электронной пушки имело круглую форму, поэтому задача аксиально-симметрична. В этом случае в цилиндрической геометрии решение уравнения (18), удовлетворяющее условиям (19), имеет вид (см. [32])

$$\phi = a \int_0^\infty J_0(\lambda r) J_1(\lambda a) \exp(-\lambda z) d\lambda, \tag{21}$$

J_0, J_1 — функции Бесселя соответственно нулевого и первого порядков (отметим, что при $r = a, z = 0$ функция (21) равна 1/2). Используя формулы Гегенбауэра и свойства функций Бесселя [32, 33], несобственный интеграл (21) можно преобразовать к удобному для расчетов виду [34]:

$$\begin{aligned} \phi = \frac{z}{\pi} \int_0^\pi \frac{1}{z^2 + r^2 \sin^2 \psi} \times \\ \times \left[\sqrt{r^2 + z^2} - \frac{r^2 + z^2 - ar \cos \psi}{\sqrt{r^2 + z^2 + a^2 - 2ar \cos \psi}} \right] d\psi. \end{aligned} \tag{22}$$

Для проверки применимости полученных соотношений были проведены расчеты скорости ионизации газа методом Монте-Карло. В используемой

реализации метода рассматривалось большое число траекторий электронов, каждая из которых состояла из небольших отрезков. Рассеяние электрона происходило в конце каждого отрезка. Потери энергии и угол рассеяния задавались случайным образом по соответствующим статистическим распределениям (формула Мольера для углового распределения и формула Ландау для потерь энергии с нормировкой средней скорости потерь согласно формуле Бете [35]). Потери энергии распределялись равномерно вдоль всего отрезка. Скорость ионизации определялась по рассчитанному энергокладу и известной цене ионизации. Сравнение скоростей ионизации, рассчитанных по приведенным выше формулам с удельными потерями (17) из [30] и методом Монте-Карло, показало, что в азоте на больших расстояниях от фольги $z \approx 5-10$ см аналитическая теория дает заметно заниженные по сравнению с полученными методом Монте-Карло значения скорости ионизации, а в гелии наблюдалось достаточно хорошее согласие. Это, вероятно, обусловлено тем, что в работе [30] аппроксимации проведены по данным расчетов для смесей с большим содержанием гелия. Использование для удельных потерь выражения

$$\frac{dE}{dz} = \frac{3}{2} \frac{E_b}{R_e} \frac{1}{\sqrt{1 - (Z_f + z\rho)/R_e}} \tag{23}$$

приводило к значительно лучшему согласию аналитической теории с расчетами методом Монте-Карло вплоть до $z = 10$ см (для больших расстояний методом Монте-Карло расчеты не проводились) в гелии и до $z \approx 9$ см в азоте. Соотношение (23) получено на основе предположения простой зависимости удельных потерь от энергии [35]

$$\frac{dE}{dz} \propto \frac{1}{E}$$

и условия полной остановки электрона после прохождения расстояния, равного длине пробега электронов с исходной энергией. Длина пробега электронов определялась согласно [28] по формуле

$$\begin{aligned} R_e = 412 (E_b/1000)^n, \\ n = 1.265 - 0.0954 \ln(E_b/1000), \end{aligned} \tag{24}$$

которая приводила к незначительно отличающимся от (17) пробегам. Сравнение радиальных распределений скорости ионизации газа, вычисленных по формуле (15) с использованием (22), (23), с данными расчетов методом Монте-Карло также показало, что они хорошо согласуются.

Для окончательной проверки полученных выражений для расчета скорости ионизации газа были экспериментально измерены радиальные распределения плотности тока пучка быстрых электронов на разных расстояниях от выходного окна электронной пушки. Плотность тока измерялась с помощью подвижной тележки с использованием секционированного электрода, содержащего в центральной части ряд из четырех изолированных друг от друга и от остальной части электрода секций в форме квадратов размером 0.5×0.5 см². Радиальные распределения плотности тока пучка, рассчитанные на основании аналитической теории, находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Е. Фортов, А. Г. Храпак, С. А. Храпак и др., УФН **174**, 495 (2004).
2. А. П. Нефедов, О. Ф. Петров, В. Е. Фортов, УФН **167**, 1215 (1997).
3. В. И. Владимиров, Л. В. Депутатова, В. А. Рыков и др., ЖЭТФ **120**, 353 (2001).
4. В. В. Иванов, А. Ф. Паль, Т. В. Рахимова и др., ЖЭТФ **115**, 1020 (1999).
5. А. Ф. Паль, А. О. Серов, А. Н. Старостин и др., ЖЭТФ **119**, 272 (2001).
6. В. Ю. Баранов, А. Ф. Паль, А. А. Пустовалов и др., в сб. *Изотопы: свойства, получение, применение*, под ред. В. Ю. Баранова, Физматлит, Москва (2005), т. 2, с. 259.
7. В. Н. Бабичев, А. Ф. Паль, А. Н. Старостин и др., Письма в ЖЭТФ **80**, 276 (2004).
8. А. Ф. Паль, Д. В. Сивохин, А. Н. Старостин и др., Физика плазмы **28**, 32 (2002).
9. А. В. Филиппов, Н. А. Дятко, А. Ф. Паль, А. Н. Старостин, Физика плазмы **29**, 214 (2003).
10. Н. Л. Александров, А. П. Напартович, А. Н. Старостин, Физика плазмы **6**, 1123 (1980).
11. Л. Хаксли, Р. Кромптон, *Диффузия и дрейф электронов в газах*, Мир, Москва (1977).
12. Е. П. Велихов, С. А. Голубев, Ю. К. Земцов и др., ЖЭТФ **65**, 543 (1973).
13. В. В. Захаров, А. А. Карпиков, Е. В. Чехунов, ЖТФ **46**, 1846 (1976).
14. С. А. Голубев, А. С. Ковалев, Н. А. Логинов и др., Физика плазмы **3**, 1011 (1977).
15. В. В. Александров, В. П. Котеров, А. М. Сорока, Журнал выч. мат. и мат. физики **18**, 1214 (1978).
16. В. В. Александров, Е. П. Глотов, В. А. Данилычев и др., Труды ФИАН **142**, 46 (1983).
17. Е. П. Велихов, А. С. Ковалев, А. Т. Рахимов, *Физические явления в газоразрядной плазме*, Наука, Москва (1987), с. 17.
18. J. J. Thomson and G. P. Thomson, *Conduction of Electricity Through Gases*, 3rd ed., Cambridge University Press, Cambridge (1928).
19. G. J. M. Hagelaar and L. C. Pitchford, Plasma Sources Sci. Technol. **14**, 722 (2005).
20. A. V. Phelps, ftp://jila.colorado.edu/collision_data/electrans.txt.
21. К. Tachibana, Phys. Rev. A **34**, 1007 (1986).
22. Б. М. Смирнов, *Комплексные ионы*, Наука, Москва (1983).
23. Б. М. Смирнов, *Ионы и возбужденные атомы в плазме*, Атомиздат, Москва (1974).
24. В. А. Иванов, УФН **162**, 35 (1992).
25. В. А. Mitchell, Phys. Rep. **186**, 215 (1990).
26. А. Ф. Паль, И. Г. Персианцев, Ю. В. Петрушевич, А. Н. Старостин, ДАН СССР **246**, 854 (1979).
27. L. Talbot, R. K. Cheng, R. W. Schefer, and D. R. Willis, J. Fluid. Mech. **101**, 737 (1980).
28. *Физические величины. Справочник*, под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова, Энергоатомиздат, Москва (1991), с. 582.
29. А. В. Филиппов, А. Г. Загородний, А. Ф. Паль, А. Н. Старостин, Письма в ЖЭТФ **81**, 180 (2005).
30. C. Cason, J. E. Perkins, A. H. Werkheizer, and J. Dunderstadt, AIAA J. **15**, 1079 (1977).
31. С. В. Стародубцев, А. М. Романов, *Прохождение заряженных частиц через вещество*, Изд-во АН Узбекской ССР, Ташкент (1962).
32. Г. Карслоу, Д. Егер, *Теплопроводность твердых тел*, Наука, Москва (1964), с. 197.
33. Г. Н. Ватсон, *Теория бесселевых функций*, Изд-во иностр. лит., Москва (1949), ч. 1.
34. В. В. Журавлев, А. П. Напартович, А. Ф. Паль и др., Физика плазмы **14**, 233 (1988).
35. В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Квантовая электродинамика*, Наука, Москва (1980).