Письма в ЖЭТФ, том 80, вып. 4, с. 271 – 276

Устойчивые пылевые структуры в несамостоятельном газовом разряде при атмосферном давлении

В. Н. Бабичев, А. Ф. Паль, А. Н. Старостин, А. В. Филиппов[1)], *В. Е. Фортов*[+]

ГНЦ РФ Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, 142190 Троицк, Московская обл., Россия

[+]*Институт теплофизики экстремальных состояний ОИВТ РАН, 125412 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 8 июля 2004 г.

Предсказано и экспериментально обнаружено образование устойчивых пылевых структур в плазме несамостоятельного разряда, контролируемого электронным пучком. Для определения условий левитации пылевых частиц проведено самосогласованное одномерное моделирование несамостоятельного газового разряда по нелокальной модели переноса заряженных частиц плазмы с учетом диффузии электронов. Показано, что в катодном слое несамостоятельного газового разряда в томсоновском режиме возникает сильное электрическое поле, которое совместно с силой тяжести формирует потенциальную яму, в которой и левитируют пылевые частицы.

PACS: 52.27.Lw

Введение. Исследование плазмы, содержащей пылевые частицы микронных размеров, вызывает повышенный интерес как с точки зрения фундаментальной науки, так и практических приложений [1]. В частности, этот интерес обусловлен проблемой создания автономного фотовольтаического источника электрической энергии с использованием радиоактивного топлива в виде микронных пылевых частиц [1, 2]. Одной из ключевых проблем при создании такого источника энергии является создание гомогенной газо-пылевой смеси с подавленной седиментацией и затрудненным осаждением на стенки пылевых частиц. Решение данной задачи требует формирования упорядоченной структуры пылевых частиц, что необходимо также для уменьшения потерь ультрафиолетовых квантов, образующихся под действием высокоэнергетичных частиц радиоактивного распада в среде инертного газа, при их транспортировке к фотовольтаическим преобразователям. Настоящая работа посвящена исследованию динамики пылевой плазмы, образующейся при инжекции пылевых частиц в газ атмосферного давления, ионизируемый электронным пучком, моделирующим β-частицы радиоактивного распада.

Эксперименты. Пучок электронов с энергией, изменяемой в диапазоне $85\div115$ кВ, формировался вакуумным ускорителем с накальным катодом и через алюминиевую фольгу толщиной 14 мк выводился в рабочую камеру цилиндрической формы с диаметром 7 см и высотой 3 см. Ядро пучка электронов имело радиус около 0.6 см. Выходное окно ускорителя находилось на расстоянии 7.2 см от нижнего электрода. Для подавления конвекции в центральную часть камеры вставлен открытый сверху (со стороны пучка электронов) и снизу (со стороны нижнего электрода) стеклянный куб с длиной ребра 1.6 см. На массивный нижний электрод, изготовленный из меди, подавалось постоянное отрицательное напряжение с амплитудой $200\div4000$ В. Анодом служила заземленная сетка диаметром 2.4 см, накрывающая стеклянный куб на расстоянии 1.9 см от катода. Ток пучка на выходном окне электронного ускорителя в экспериментах менялся в пределах $50\div1000$ мкА (на нижнем электроде плотность тока при этом составляла $0.05\div1.0$ мкА/см^2). Электронный ускоритель работал в стационарном режиме. Инжекция пылевых частиц из накопителя осуществлялась потоком рабочего газа. Наблюдение за поведением пылевых частиц, подсвеченных лазерным “ножом”, осуществлялось с помощью цифровой видеокамеры.

На рис.1 приведены кадры из видеофильма, снятого в азоте при ускоряющем напряжении электронной пушки 115 кВ, токе пучка на выходном окне около 100 мкА и давлении газа 1 бар с полидисперсными пылевыми частицами из CeO_2 со средним размером около 1 мкм. Вблизи нижнего электрода скорость ионизации азота в кубической вставке таким пучком составляла величину порядка 10^{14} см$^{-3}\cdot$с$^{-1}$. На первом кадре рис.1 видно устойчивое образование пылевых частиц в форме диска. На последующих кадрах показана эволюция этого диска при скачкообразном изменении напряжения на разрядном промежутке.

[1)]e-mail: fav@triniti.ru

Место тонового рисунка

Рис.1. Видеокадры эволюции пылевых структур в несамостоятельном газовом разряде в азоте после быстрого увеличения напряжения на нижнем электроде с -500 до -1000 В ($p = 1$ бар, ток пучка 100 мкА)

Напряжение на нижнем электроде, равное -500 В, при $t = 0$ было быстро поднято до -1000 В, в результате чего произошел взрыв пылевого облака, который примерно через 14 с завершился формированием диска с четкими боковыми границами на другой высоте. Выше диска около боковых стенок куба сформировались устойчивые вихри, в которых пылевые частицы в центре поднимались вверх и опускались вниз по боковым стенкам кубической вставки. Интересно отметить, что нижняя граница вихрей практически совпадает с положением диска.

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 появлялись 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 неизменных параметрах в разрядном промежутке также оставалась неизменной.

При плавном изменении напряжения на разрядном промежутке или плотности тока пучка происходило плавное поднятие или опускание дискообразной структуры. Такая же картина наблюдалась и в аргоне, где диск из пылевых частиц из стеклоуглерода со средним диаметром около 6 мкм оказывался значительно толще и устойчивее, а вихри около боковых стенок не возникали. Вероятно, это связано со значительно более слабым нагревом аргона по сравнению с азотом, в котором при низких значениях приведенного поля E/N энергия в основном идет на возбуждение вращательных уровней энергии, эффективно связанных с поступательными степенями свободы. Поэтому в азоте в центральной области в начале катодного слоя, где ток еще определяется электронной компонентой, а поле уже выросло, возникает область более сильного нагрева газа, что приводит к появлению слабого конвективного потока вверх. Этот поток и поднимает пылевые частицы вверх в центральной части.

В азоте в экспериментах с пылевыми частицами из стеклоуглерода с диаметром 6 мкм диск также формировался, но достаточно быстро рассыпался, а в аргоне наблюдалось формирование диска и из более крупных пылевых частиц радиусом 12 ± 3 мкм. Но в отличие от диска из пылинок диаметром 6 мкм, который в аргоне существовал почти стационарно, не меняя своей формы за минутные интервалы времени, диск из крупной пыли быстро рассыпался. Отметим, что в азоте пылевые частицы из среднего стеклоуглерода в лазерном ноже имели регулярную, но неустойчивую структуру, а в аргоне структуру пока не удалось разрешить.

Численное моделирование структуры несамостоятельного газового разряда. В [3] было предсказано, что в азоте именно при низких скоростях ионизации газа, не превышающих величины порядка 10^{14} см$^{-3}\cdot$с$^{-1}$, возможно образование упорядоченных плазменно-пылевых структур. Для того чтобы определить выполнение условий левитации пылевых частиц в несамостоятельном разряде (НР) в азоте, проведено численное моделирование катодного слоя. Моделирование проводилось по нелокальной модели процессов переноса, развитой нами для изучения процесса зарядки пылевых частиц [4]. Моделированию НР был посвящен ряд работ [5–8], в которых использовалась простая модель процессов переноса с постоянными коэффициентами переноса, коэффициентом рекомбинации, скоростью ионизации и без учета диффузии электронов. Такая модель допускает аналитическое решение при ряде дополнительных упрощений [9, 10]. В нашей модели все кинетические коэффициенты и коэффициенты переноса являлись функцией температуры электронов, которая сама являлась функцией координат и определялась из уравнения баланса энергии электронов. Учет диффузии электронов важен для правильного описания анодного слоя в томсоновском слаботочном режиме горения НР.

Выберем ось z с началом на катоде и направим перпендикулярно к 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 показали оценки, по радиусу достаточно однородна, поэтому моделирование проводилось в одномерной плоской геометрии. Система уравнений нелокальной модели переноса имеет вид

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} - \frac{\partial^2 (D_T n_e)}{\partial z^2} - \frac{\partial (k_e n_e E)}{\partial z} = R_e, \qquad (1)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} - D_i \frac{\partial^2 n_i}{\partial z^2} + k_i \frac{\partial (n_i E)}{\partial z} = R_i, \qquad (2)$$

$$\frac{3}{2}\frac{\partial p_e}{\partial t} - \frac{\partial^2 (g_e p_e)}{\partial z^2} - \frac{\partial (b_e p_e E)}{\partial z} = R_h, \qquad (3)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = -4\pi e (n_i - n_e), \qquad E = -\frac{\partial \phi}{\partial z}, \qquad (4)$$

где $R_e = R_i = Q_{\text{ion}} + \nu_{\text{ion}} n_e - \beta_{ei} n_e n_i$ – источники рождения и гибели электронов и ионов, $R_h = (\partial (D_T n_e)/\partial z + k_e n_e E)\, eE + Q_{\text{ion}} \varepsilon_h - p_e \omega_S - \beta_{ei} p_e n_i (2 - x/2)$ – тепловые источники, n_e, n_i, k_e, k_i, D_T, D_i – концентрации, подвижности и коэффициенты диффузии электронов и ионов, соответственно, $p_e = n_e T_e$ – давление электронного газа, Q_{ion} – скорость ионизации газа внешним источником, зависящая от координаты z, ν_{ion} – частота ионизации газа собственными электронами плазмы, β_{ei} – коэффициент электрон-ионной рекомбинации, которую для многих ионов можно представить в виде $\beta_{ei} = \beta_{ei0} T_e (1-x)/2$, x – степень в зависимости сечения рекомбинации от скорости электронов: $\sigma_{ei} = \sigma_{ei0}/{v_e}^x$, ε_e – средняя энергия электронов, связанная с температурой электронов соотношением $T_e = 2\varepsilon_e/3$, ε_h – энергия быстрых электронов, идущая на нагрев газа в расчете на один акт рождения электрон-ионной пары, 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)

$$k_{e,T} = \left(g_e + T_e \left[\frac{\partial g_e}{\partial T_e} - \frac{b_e}{k_e} \frac{\partial D_T}{\partial T_e} \right] \right), \qquad (5)$$

b_e – коэффициент термоэлектричества, w_S – скорость потерь энергии в упругих и неупругих столкновениях (включая ионизационные), ϕ, E - потенциал и напряженность электрического поля, e - абсолютное значение заряда электрона. Рекомбинационный член в уравнении баланса энергии электронов ранее в литературе не рассматривался, но он важен в слаботочном томсоновском режиме горения несамостоятельного разряда, когда в положительном столбе поле чрезвычайно мало (см. ниже). В случае максвелловской функции распределения электронов по энергии, коэффициенты переноса связаны соотношениями

$$\frac{D_T}{k_e} = \frac{T_e}{e}, \qquad \frac{g_e}{b_e} = \frac{T_e}{e}. \tag{6}$$

На катоде ($z = 0$) задавались эффективные граничные условия для уравнений баланса с учетом вторичной ион-электронной эмиссии с коэффициентом γ, а потенциал задавался равным приложенному к катоду потенциала (коэффициенты $1/4$ и $1/2$, согласно кинетической теории газов, входят в выражения для односторонних потоков частиц и энергии, соответственно, в случае максвелловской функции распределения):

$$\frac{1}{4}v_{T,e}\left(n_e - \gamma_e l_e \frac{\partial n_e}{\partial z}\right) = (k_e n_e + \gamma k_i n_i)\, E,$$

$$\frac{1}{2}v_{T,e}\left(p_e - \gamma_\varepsilon l_e \frac{\partial p_e}{\partial z}\right) = (b_e p_e + 2\gamma k_i n_i T_c)\, E,$$

$$\left(n_i - \gamma_i l_i \frac{\partial n_i}{\partial z}\right) = 0, \qquad \phi|_{z=0} = U_d,$$

где $l_e, l_i, v_{T,e}, v_{T,i}$ – длины свободного пробега и тепловые скорости электронов и ионов, соответственно; T_c – температура вторичных электронов, которая задавалась равной катодной, $\gamma_e, \gamma_i, \gamma_\varepsilon$ – постоянные, определенные соотношениями:

$$\gamma_e = 2D_T/l_e v_{T,e}, \quad \gamma_i = 2D_i/l_i v_{T,i}, \quad \gamma_\varepsilon = g_e/l_e v_{T,e}$$

(для модели твердых шаров $\gamma_e = \gamma_i = \gamma_\varepsilon = 2/3$). На аноде ($z = L$) задавались следующие граничные условия:

$$\left[n_e - \gamma_e l_e \frac{\partial n_e}{\partial z}\right] = 0, \qquad \left[n_i - \gamma_i l_i \frac{\partial n_i}{\partial z}\right] = 0,$$

$$\left[p_e - \gamma_\varepsilon l_e \frac{\partial p_e}{\partial z}\right] = 0, \qquad \phi|_{z=L} = 0.$$

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. В этом случае для аппроксимации производной по координате использовались направленные разности. На рис.2 проводится сравнение температуры электронов в НР, полученных по полной нелокальной и локальной моделям. В локальной

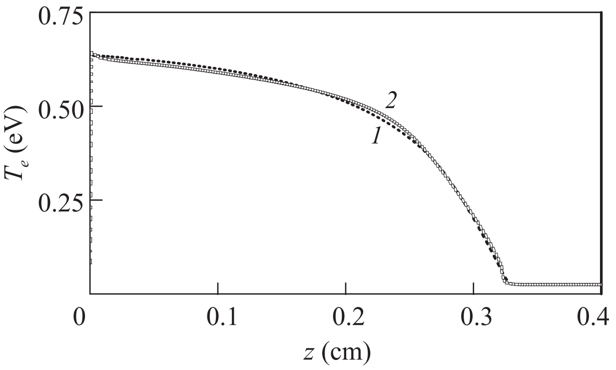

Рис.2. Распределение температуры электронов в несамостоятельном газовом разряде в азоте при $U_d = 500$ В, $p = 1$ бар, $L = 1.0$ см, $Q_{\text{ion}} = 10^{14}$ см$^{-3}$·с$^{-1}$: *1* – расчет по локальной модели, *2* – нелокальной модели

модели решалась усеченная система (1,2,4) без уравнения баланса энергии электронов (3), а электронные коэффициенты переноса определялись по локальному значению приведенного поля. Видно, что отличие наблюдается только вблизи катода, где в нелокальной модели заметно влияние холодного катода на электронную температуру. Поэтому основные расчеты были сделаны по локальной модели переноса.

На рис.3 приведены распределения напряженности электрического поля в НР в азоте. Полученные картины хорошо согласуются с результатами аналитического рассмотрения [9, 10]. Видно, что в поло-

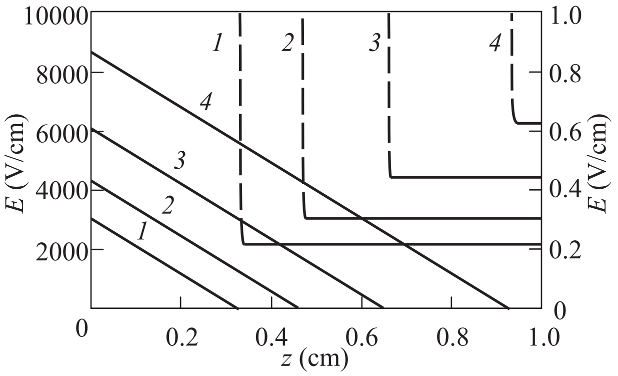

Рис.3. Распределение напряженности электрического поля в несамостоятельном газовом разряде в N_2 при $p = 1$ бар, $L = 1.0$ см, $Q_{\text{ion}} = 10^{14}$ см$^{-3}$·с$^{-1}$: *1* – $U_d = 500$ В, *2* – $U_d = 1000$ В, *3* – $U_d = 2000$ В, *4* – $U_d = 4000$ В (для пунктирных кривых шкала по оси ординат приведена справа)

жительном столбе поле мало, а в катодной области резко возрастает. 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 из-за большей инерции попадают в область сильных электрических полей, выталкивающих их вверх.

Проведем оценки электрической силы, действующей на пылевые частицы в катодном слое, где сильно нарушена квазинейтральность плазмы. Как было показано в [3], 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 ланжевеновским. В этом случае для определения заряда пылевых частиц с учетом различия концентрации электронов и ионов в катодном слое получаем трансцендентное уравнение

$$\pi r_0^2 n_{e0} v_{T,e} \exp\left(\frac{e\phi}{T_e}\right) = -4\pi e k_i q n_{i0}, \qquad (7)$$

где r_0 – радиус пылевых частиц, n_{e0}, n_{i0} – концентрации электронов и ионов в рассматриваемой точке катодного слоя вдали от пылевой частицы. В предположении вакуумной связи заряда и потенциала, уравнение (7) легко решается численными методами.

На рис.4a приведены рассчитанные зависимости заряда пылевых частиц от положения, из которых видно влияние нарушения квазинейтральности плазмы на заряд пылевых частиц. Вблизи катода, где электронов практически нет, заряд пылевых частиц становится положительным. На рис.4b приведены зависимости электрической силы, действующей на пылевую частицу радиусом 1 мкм, в катодном слое от высоты (сила тяжести составляет величину порядка 10^{-8} Дн). Видно, как в катодном слое резко возрастает сила, выталкивающая пылевые частицы вверх.

Из рис.4b 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 ионизации максимальна в центре и спадает к краям. Как видно из рис.4b, с уменьшением скорости ионизации положение равновесия поднимается выше, поэтому при движении пылевой частицы из центра к периферии ее потенциальная энергия в поле силы тяжести будет расти, что приведет к появлению возвращающей силы.

Пока не удалось получить количественного согласия в расчете и эксперименте в положении равновесия дискообразной структуры пылевых частиц, определяемого балансом электрической и гравитационной сил. В наших экспериментах газ грелся слабо, поэтому термофоретическая сила, действующая на пылевые частицы, была пренебрежимо малой. Также была мала радиометрическая сила вследствие малости потоков энергии на пылевые частицы. Мала и сила ионного увлечения, при высоких давлениях в столкновительном режиме переноса ионов направленная навстречу потоку ионов из-за отбора импульса от пылевых частиц и передачи частицам нейтрального газа в столкновениях. Расчеты с добавлением до 1% кислорода к азоту не привели к изменению вольт-амперных характеристик и положения равновесия. Добавление кислорода приводит к образованию отрицательных ионов в процессах трехчастичного и диссоциативного прилипаний, для учета которых в модель вводилось третье уравнение баланса для отрицательных ионов. 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, по крайней мере, проведения двумерных расчетов.

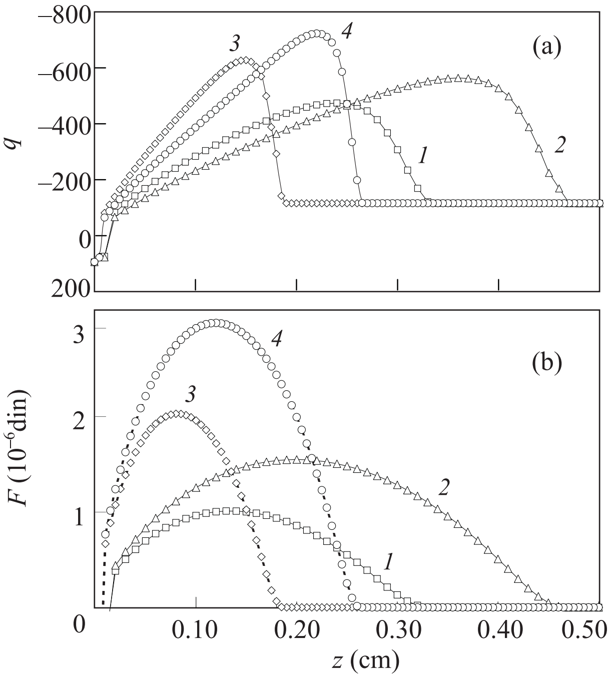

Рис.4. Зависимости заряда (a) и электрической силы (b), выталкивающей пылевые частицы из катодного слоя, от высоты при разных напряжениях на разрядном промежутке и скоростях ионизации в N_2 при $p = 1$ бар: *1* – $U_d = 500$ В, $Q_{\rm ion} = 10^{14}$ см$^{-3}\cdot$с$^{-1}$; *2* – $U_d = 1000$ В, $Q_{\rm ion} = 10^{14}$ см$^{-3}\cdot$с$^{-1}$; *3* – $U_d = 500$ В, $Q_{\rm ion} = 10^{15}$ см$^{-3}\cdot$с$^{-1}$; *4* – $U_d = 1000$ В, $Q_{\rm ion} = 10^{15}$ см$^{-3}\cdot$с$^{-1}$

Заключение. Проведенные в настоящей работе исследования показали возможность формирования управляемых пылевых структур при атмосферном давлении в плазме, контролируемой быстрыми частицами. Численное моделирование несамостоятельного газового разряда показало, что за счет разделения зарядов в катодном слое возникают большие электрические поля. Совместное действие электрического поля и силы тяжести формирует потенциальную яму, являющуюся ловушкой для пылевых частиц, что качественно объясняет наблюдаемую картину.

Настоящая работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект # 04-02-16883а.

1. В. Е. Фортов, А. Г. Храпак, С. А. Храпак и др., УФН **174**, 495 (2004).
2. В. Ю. Баранов, И. А. Белов, А. В. Демьянов и др., в сб. *Изотопы*, под ред. В. Ю. Баранова, М:, ИздАТ, 2000, с.626.
3. А. Ф. Паль, Д. В. Сивохин, А. Н. Старостин и др., Физика плазмы **28**, 32 (2002).
4. А. В. Филиппов, Н. А. Дятко, А. Ф. Паль, А. Н. Старостин, Физика плазмы **29**, 214 (2003).
5. Е. П. Велихов, С. А. Голубев, Ю. К. Земцов и др., ЖЭТФ **65**, 543 (1973).
6. В. В. Захаров, А. А. Карпиков, Б. В. Чехунов, ЖТФ **46**, 1846 (1976).
7. С. А. Голубев, А. С. Ковалев, Н. А. Логинов и др., Физика плазмы **3**, 1011 (1977).
8. В. В. Александров, В. П. Котеров, А. М. Сорока, Журнал вычислительной математики и математичсекой физики **18**, 1214 (1978).
9. Е. П. Велихов, А. С. Ковалев, А. Т. Рахимов, *Физические явления в газоразрядной плазме*, М.: Наука, 1987, с. 17.
10. В. В. Александров, Е. И. Глотов, В. А. Данилычев и др., Труды ФИАН **142**, 46 (1983).