

# НЕСАМОСТОЯТЕЛЬНЫЙ РАЗРЯД В АЗОТЕ С КОНДЕНСИРОВАННОЙ ДИСПЕРСНОЙ ФАЗОЙ

А. Ф. Паль<sup>а</sup>, А. О. Серов<sup>а</sup>, А. Н. Старостин<sup>а</sup>, А. В. Филиппов<sup>а\*</sup>, В. Е. Фортков<sup>б</sup>

<sup>а</sup> Государственный научный центр Российской Федерации  
Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований  
142190, Троицк, Московская обл., Россия

<sup>б</sup> Институт теплофизики экстремальных состояний Российской академии наук  
127412, Москва, Россия

Поступила в редакцию 15 сентября 2000 г.

Впервые проведены экспериментальные исследования несамостоятельного разряда в азоте при атмосферном давлении и комнатной температуре с конденсированной дисперсной фазой. Показано, что макрочастицы оказывают сильное влияние как на вольт-амперные характеристики, так и на устойчивость горения разряда. Проведено численное моделирование процесса зарядки пылевых частиц в азоте при комнатной и криогенной температурах в режиме сплошной среды. Показано, что в пучковой плазме азота на макрочастицах собирается значительный заряд. При снижении температуры газа заряд макрочастиц в азоте растет, а в аргоне, наоборот, уменьшается. Поэтому кулоновский параметр взаимодействия пылевых частиц в азоте при переходе от комнатной температуры к криогенной сильно увеличивается, а в аргоне уменьшается. Также показано, что характерное время зарядки пылевых частиц при плотности тока пучка 90 мкА/см<sup>2</sup> оказывается меньше 1 мкс, а нейтрализация заряда происходит за миллисекунды. Рассмотрены возможные механизмы влияния пылевой компоненты на характеристики несамостоятельного разряда.

PACS: 51.50.+v, 52.25.-b, 52.25.Zb

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В связи с бурным развитием микротехнологии и технологии получения новых материалов в последнее десятилетие сильно вырос интерес к изучению плазмы с конденсированной дисперсной фазой (КДФ) [1,2]. Интерес к изучению такой плазмы вызван также тем, что она является простейшим реальным физическим объектом для исследования процессов самоорганизации, представляющих фундаментальный интерес. Такая среда позволяет проводить эти исследования на удобных временных и пространственных масштабах практически невооруженным глазом. В работе [3] в ходе исследования несамостоятельного разряда в гелии с КДФ было обнаружено, что при неизменном электрическом поле наблюдается падение плотности тока разряда при увеличении концентрации пылевых частиц. С

ростом поля скорость падения увеличивалась. В работе была построена теоретическая модель несамостоятельного разряда с КДФ, в основе которой лежит приближение орбитального движения электронов. Для применимости данного приближения необходимо, чтобы в области нарушения квазинейтральности плазмы в окрестности пылевой частицы осуществлялся молекулярный режим движения электронов. При атмосферном давлении в молекулярных газах реализуется противоположный случай, когда имеет место режим сплошной среды для процессов переноса заряженных частиц. При этом описание процесса заряда макрочастиц в плазме несамостоятельного разряда упрощается, так как отпадает необходимость совместного решения уравнения Больцмана для функции распределения электронов по энергии (ФРЭ) плюс уравнений непрерывности для заряженных частиц и уравнения Пуассона для электрического поля. Поэтому появляется возможность создания последовательной, физически прове-

\*E-mail: fav@triniti.ru

ренной на других объектах, полной математической модели процесса зарядки пылевых частиц. По этой причине исследование несамостоятельного разряда с КДФ в молекулярных газах представляет определенный интерес.

Несамостоятельный разряд в молекулярных газах широко используется для накачки  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CO}$  и других мощных газовых лазеров. В таких лазерах в результате либо эрозии электродов, либо полимеризации частиц исходного газа или образующихся в разряде радикалов (например, явление «лазерного снега» в активной среде  $\text{XeCl}$ -лазера [4]) в рабочем объеме появляются макрочастицы, которые могут привести к изменению характеристик горения разряда и работы самих этих устройств (см. [5] и приведенный там список литературы). Например, аэрозольные частицы могут привести к снижению устойчивости горения разряда. В [5] отмечается, что присутствие пылевых частиц в  $\text{CO}_2$ -лазере высокого давления и эксимерных лазерах коррелировало с наступлением таких неустойчивостей как шнурование разряда или множественные стримеры.

Настоящая работа посвящена экспериментальному и теоретическому исследованию влияния пылевой компоненты на характеристики горения несамостоятельного разряда в азоте атмосферного давления, контролируемого пучком быстрых электронов.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Эксперимент проводился в плазме импульсного несамостоятельного разряда в азоте на установке, описанной в [3]. Использовался азот с содержанием примесей не более 0.005%. Как и в [3], в качестве пылевой компоненты использовались сферические шарики из стеклоглерида диаметром  $24 \pm 5$  мкм. Условия эксперимента были выбраны так, чтобы, во-первых, было возможно сравнение с уже полученными результатами подобных экспериментов в гелии и, во-вторых, охватить наиболее широкий диапазон электрических полей в плазме азота. Несамостоятельный разряд зажигался при атмосферном давлении. Плотность тока пучка быстрых электронов с энергией 125 кэВ составляла  $90 \text{ мкА/см}^2$ , длина разрядного промежутка — 0.9 см, площадь электродов —  $1 \text{ см}^2$ . Диапазон рабочих напряжений на разрядном промежутке ограничен: снизу тем, что разряд в течение некоторого неконтролируемого времени после инициирования горит в томсоновском режиме с пренебрежимо малым, не представляющим интереса для исследований энерговыделением, а сверху — достаточно быстрым развитием неустойчиво-

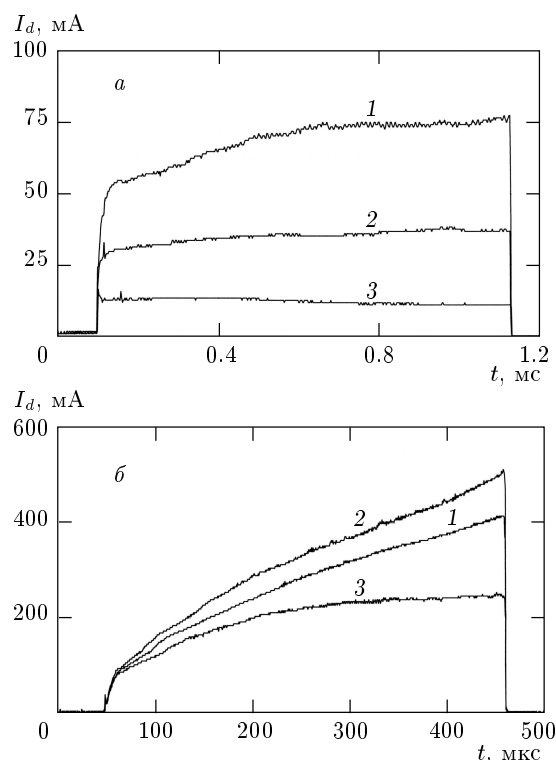
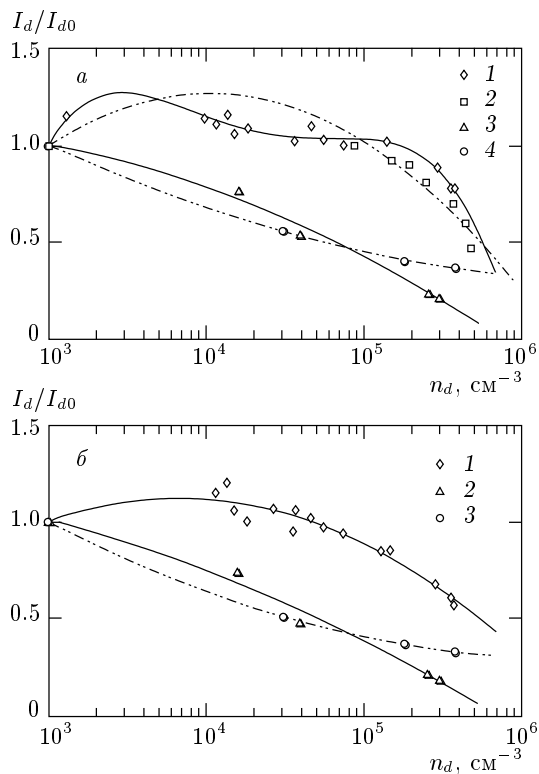


Рис. 1. Ток несамостоятельного разряда в гелии (а) и азоте (б) при  $j_b = 90 \text{ мкА/см}^2$  при разных концентрациях макрочастиц: а —  $U = 780 \text{ В}$ ,  $n_d = 0$  (1),  $3.1 \cdot 10^4$  (2),  $4.8 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$  (3); б —  $U = 2.1 \text{ кВ}$ ,  $n_d = 0$  (1),  $1.4 \cdot 10^4$  (2),  $2.8 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$  (3)

сти, приводящей к шнурованию разряда (в наших условиях рабочий диапазон напряжений со временем устойчивого горения в течение по крайней мере 150 мкс составлял от 2 до 3 кВ).

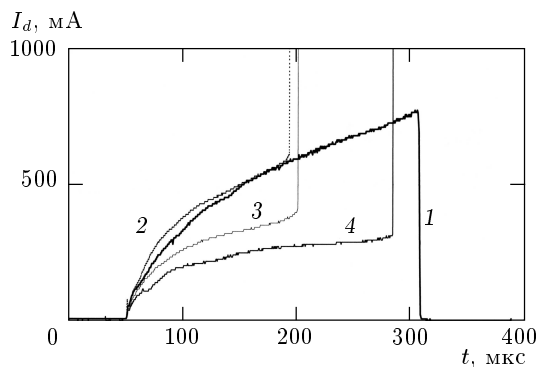
Характерные осциллограммы разрядного тока показаны на рис. 1а (гелий) и б (азот). При напряжениях на разряде до 800 В в гелии существует значительный промежуток времени, когда ток разряда практически не меняется (в промежутке времени 400–1000 мкс после инициирования разряда возможно лишь увеличение тока на 10% при нулевой или малых концентрациях макрочастиц  $n_d$ , такое же уменьшение тока при  $n_d > 10^5 \text{ см}^{-3}$ ). В отличие от экспериментов с гелием, квазистационарный режим горения разряда в азоте в наших условиях не наблюдался (рис. 1б — ток разряда монотонно увеличивается со временем). Поэтому при обработке результатов сравнивались значения тока разряда на 150 мкс, когда можно положить, что формирование катодного слоя завершилось и ток вышел на линейный участок, с его значением на 400 мкс.



**Рис. 2.** Зависимости от концентрации макрочастиц приведенного к случаю без КДФ тока несамостоятельного разряда в гелии и азоте на 150 (*a*) и 400 мкс (*б*) при  $j_b = 90$  мкА/см<sup>2</sup>: *a* — N<sub>2</sub>:  $U = 2.1$  (1), 2.9 кВ (2); He:  $U = 480$  В (3), 780 В (4). *б* — N<sub>2</sub>:  $U = 2.1$  кВ (1); He:  $U = 480$  (2), 780 В (3). Кривые проведены методом наименьших квадратов с использованием полиномов второго порядка, кроме кривой 1 на рис. 2*a*, где использовался полином четвертого порядка

На рис. 2 представлены зависимости разрядного тока в азоте и гелии, приведенного к значению тока несамостоятельного разряда без макрочастиц, от концентрации пылевых частиц через 150 и 400 мкс после инициирования разряда при разных приложенных напряжениях. В азоте, как и в плазме гелия [3], наблюдается более сильная зависимость при большем электрическом поле. Из рис. 2 видно, что, во-первых, при больших концентрациях макрочастиц ( $n_d > 10^5$  см<sup>-3</sup>) уменьшение разрядного тока в азоте менее значительно, чем в гелии. Во-вторых, введение пыли в малых количествах ( $n_d < 10^5$  см<sup>-3</sup>) приводит к увеличению разрядного тока в азоте по сравнению со случаем отсутствия пылевой компоненты.

Особенностью несамостоятельного разряда в азо-



**Рис. 3.** Ток несамостоятельного разряда в азоте при  $j_b = 90$  мкА/см<sup>2</sup> и  $U = 2.9$  кВ при разных концентрациях макрочастиц  $n_d = 0$  (1),  $8.8 \cdot 10^4$  (2),  $3.6 \cdot 10^5$  (3),  $4.8 \cdot 10^5$  см<sup>-3</sup> (4)

те с КДФ является переход в контрагированное состояние при напряжениях, недостаточных для пробоя разрядного промежутка в чистом азоте (рис. 3). Неустойчивость развивается при всех исследованных концентрациях макрочастиц при силе тока разряда как большей, так и меньшей, чем в несамостоятельном разряде без КДФ.

### 3. ЗАРЯДКА ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В ОТСУТСТВИЕ ВНЕШНЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Самым важным параметром плазмы с КДФ, определяющим возможности самоорганизации такой системы, является заряд пылевых частиц. При не слишком высоких концентрациях макрочастиц в плазме для описания процесса зарядки пылевых частиц в отсутствие внешнего электрического поля возможно применение метода ячеек Зейтца—Вигнера, который приводит к значительному упрощению задачи, переводя ее из многомерной в одномерную. Поэтому открывается возможность более точного моделирования процесса зарядки пылевых частиц.

Оценки показывают, что при атмосферном давлении в азоте для макрочастиц радиусом около 1 мкм и выше выполняются условия применимости гидродинамического описания процессов переноса заряженных частиц [6–8]:

$$\lambda_e \ll r_0 + d, \quad \lambda_i \ll r_0 + d, \quad (1)$$

где  $\lambda_e, \lambda_i$  — длины свободного пробега соответственно электронов и ионов,  $r_0$  — радиус пылевой частицы,  $d$  — характерный размер области наруше-

ния квазинейтральности плазмы<sup>1)</sup>. Оценки также показывают, что для макрочастиц размером около 10 мкм и выше в азоте при атмосферном давлении выполнено более жесткое условие применимости локального приближения для определения таких электронных параметров, как подвижность, коэффициент диффузии, константы скоростей рождения и гибели электронов [6]:

$$\lambda_u \ll r_0 + d, \quad (2)$$

где  $\lambda_u$  — длина энергетической релаксации электронов. Эту величину можно определить выражением

$$\lambda_u \approx \sqrt{D_e/\nu_u},$$

где  $\nu_u$  — частота неупругих столкновений. При выполнении условия (2) транспортные коэффициенты электронов и кинетические электронные константы определяются локальным значением электрического поля. Что касается транспортных коэффициентов ионов, то при не слишком высоких полях их можно считать практически постоянными. Отметим, что в атомарных газах обычно выполняется противоположное (2) условие:

$$\lambda_u \gg r_0 + d. \quad (3)$$

При выполнении этого условия функция распределения электронов практически не возмущается полем заряженной пылевой частицы, поэтому в этом случае можно в качестве первого приближения использовать электронные параметры для невозмущенной пылевой компонентой плазмы.

Следуя методу ячеек Зейтца—Вигнера, будем рассматривать процесс зарядки сферической макрочастицы, помещенной в центр сферически-симметричной ячейки радиусом  $a_d$ , определяемым концентрацией пылевых частиц  $n_d$ :

$$a_d = \left( \frac{4}{3} \pi n_d \right)^{-1/3}. \quad (4)$$

Здесь обратим внимание на то, что каждая элементарная ячейка считается электрически нейтральной, поэтому в данном методе процессы взаимодействия

<sup>1)</sup> При атмосферном давлении длина свободного пробега ионов обычно составляет величину порядка  $10^{-5}$ – $10^{-6}$  см (при температуре  $T = 300$  К для ионов  $N_4^+$  в азоте  $\lambda_i = 0.053$  мкм), а электронов в азоте не превышает  $10^{-4}$  см (при значении приведенного поля  $E/N = 0.01 \cdot 10^{-16}$  В·см<sup>2</sup> длина пробега электронов  $\lambda_e = 0.72$  мкм). Характерный размер области нарушения квазинейтральности плазмы, как показывают расчеты, для частиц радиусом  $10^{-4}$  см составляет величину порядка  $10^{-3}$  см.

макрочастиц не могут быть рассмотрены. Для этого необходимо рассмотрение, по крайней мере, двумерной задачи, что выходит за рамки настоящей работы. При атмосферном давлении в пучковой плазме азота происходит быстрая конверсия простых ионов в комплексные и основным положительным ионом становится ион  $N_4^+$  (их доля превышает 80%). Поэтому положим, что имеется только один сорт положительных ионов. Тогда для определения заряда макрочастиц в пучковой плазме азота имеем самосогласованную систему одномерных уравнений непрерывности и Пуассона:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{j}_e &= Q + k_{ion} n_e N - \beta_{ei} n_e n_i, \\ \frac{\partial n_i}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{j}_i &= Q + k_{ion} n_i N - \beta_{ei} n_e n_i, \\ \operatorname{div} \mathbf{E} &= 4\pi e(n_i - n_e), \end{aligned} \quad (5)$$

где  $n_e$ ,  $n_i$  — концентрации соответственно электронов и ионов,  $N$  — концентрация нейтральных частиц,  $Q$  — скорость ионизации газа внешним источником ионизации,  $k_{ion}$  — константа скорости ионизации газа собственными электронами плазмы,  $\beta_{ei}$  — коэффициент диссоциативной электрон-ионной рекомбинации,  $\mathbf{j}_e$ ,  $\mathbf{j}_i$  — плотности потока соответственно электронов и ионов,  $\mathbf{E}$  — напряженность электрического поля,  $e$  — абсолютное значение заряда электрона.

Плотности потоков электронов и ионов в диффузионно-дрейфовом приближении определяются выражениями

$$\begin{aligned} \mathbf{j}_e &= -n_e k_e \mathbf{E} - \operatorname{grad}(D_e n_e), \\ \mathbf{j}_i &= n_i k_i \mathbf{E} - D_i \operatorname{grad} n_i, \end{aligned} \quad (6)$$

где  $k_e$ ,  $k_i$  — подвижности, а  $D_e$ ,  $D_i$  — коэффициенты диффузии соответственно электронов и ионов (электронные транспортные коэффициенты зависят от поля).

Формулировка граничных условий на поверхности макрочастицы для рассматриваемой здесь задачи представляет собой сложную проблему, что связано с неприменимостью гидродинамического приближения в кнудсеновском слое и необходимостью перехода к рассмотрению молекулярного режима переноса заряженных частиц. Эта проблема в свое время широко обсуждалась при разработке теорий переноса излучения и нейтронов [9]. Примем, что при попадании на поверхность пылевой частицы заряд электронов и ионов поглощается с единичной вероятностью. Тогда для системы уравнений (5) с уче-

том сферической симметрии задачи можно ввести эффективные граничные условия [10, 11]:

$$\begin{aligned} \left( n_e - \gamma_{0e} \frac{\lambda_e}{r_0} \frac{\partial(rn_e)}{\partial r} \right) \Big|_{r=r_0} &= 0, \\ \left( n_i - \gamma_{0i} \frac{\lambda_i}{r_0} \frac{\partial(rn_i)}{\partial r} \right) \Big|_{r=r_0} &= 0, \end{aligned} \quad (7a)$$

где  $r_0$  — радиус пылевой частицы, а поправки  $\gamma_{0e}$  и  $\gamma_{0i}$  слабо зависят от отношений длин свободного пробега к радиусу макрочастицы и в пределе  $\lambda_e/r_0 \rightarrow 0$  или  $\lambda_i/r_0 \rightarrow 0$  равны постоянной Хопфа:  $\gamma_0 \approx 0.71$ . Граничные условия (7а) имеют точность порядка  $e^{-2r_0/\lambda_e}$  и  $e^{-2r_0/\lambda_i}$  [10], поэтому их при  $\lambda_e/r_0 \ll 1$  для электронов и  $\lambda_i/r_0 \ll 1$  для ионов можно заменить на следующие:

$$n_e|_{r=r_0} = 0, \quad n_i|_{r=r_0} = 0. \quad (7б)$$

На границе справа потребуем, чтобы потоки заряженных частиц через границу элементарной ячейки отсутствовали, а из требования электронейтральности ячейки следует, что на границе элементарной ячейки поле равно нулю:

$$j_e|_{r=a_d} = 0, \quad j_i|_{r=a_d} = 0, \quad E|_{r=a_d} = 0. \quad (7в)$$

Отметим, что заряд пылевой частицы в рассматриваемом одномерном приближении можно определить по значению электрического поля на границе между частицей и плазмой — из «граничного» условия

$$qe = r_0^2 E|_{r=r_0}, \quad (8)$$

что является следствием закона сохранения заряда.

Краевую задачу (5) с граничными условиями (7) будем решать конечно-разностным методом. Разностную схему построим на основе метода интегральных тождеств [12], обеспечивая, с учетом сферической симметрии задачи, непрерывность сферических потоков:

$$\begin{aligned} J_e &= 4\pi r^2 \left( -n_e k_e E - \frac{\partial(D_e n_e)}{\partial r} \right), \\ J_i &= 4\pi r^2 \left( n_i k_i E - D_i \frac{\partial n_i}{\partial r} \right). \end{aligned} \quad (9)$$

Заряд пылевых частиц определяется уравнением

$$\frac{dq}{dt} = -(J_{i,0} - J_{e,0}), \quad (10)$$

где  $J_{e,0}$ ,  $J_{i,0}$  — потоки заряженных частиц при  $r = r_0$ . Сравнение найденных интегрированием (10) значений заряда со значениями, определенными из

(8), позволяет судить о точности численного решения задачи. Использовалась сгущающаяся к поверхности макрочастицы неравномерная пространственная сетка.

Отметим, что система уравнений (5) является жесткой, поэтому достаточно сложной для численного решения. Например, при использовании явной схемы размер временного шага ограничен условием  $\Delta t < \min(h^2/2D_e)$ , а размер шага по радиусу ограничен сверху требуемой точностью решения, а также слабо влияющими на точность определения заряда, но, тем не менее, нежелательными неустойчивостями Гиббса. А характерное время установления заряда и концентрации заряженных частиц определяется значительно более медленными ионами и при не слишком малых концентрациях макрочастиц по порядку величины равно

$$\tau_D \sim a_d^2/D_i.$$

Поэтому для получения установившегося решения задачи необходимо порядка  $(a_d/h)^2(D_e/D_i)$  шагов во времени (при  $a_d \sim 100$  мкм,  $h = 0.1$  мкм число шагов в азоте может достигать 10 миллионов и больше). Поэтому использование устойчивых полужавных или неявных схем интегрирования является единственной возможностью решения рассматриваемой краевой задачи с разумными затратами машинного времени.

В настоящей работе интегрирование во времени проводилось по безусловно устойчивой полужавной схеме Кранка—Николсона второго порядка точности. На каждом временном слое решение системы конечно-разностных уравнений находилось методом матричной прогонки [13] с использованием метода линеаризации Ньютона—Канторовича. Необходимые для расчетов электронные параметры в азоте были взяты из работ [14–16]. По представленным в [14, 15] в виде таблиц данным в зависимости от приведенного поля были получены аппроксимационные выражения с обеспечением непрерывности самой функции и, по возможности, ее первой производной. Известно, что коэффициент диффузии в электрическом поле зависит от направления [7, 8]. В процессе зарядки пылевой частицы в отсутствие внешнего поля электроны диффундируют против радиального электрического поля, поэтому в качестве  $D_e$  в (6) необходимо использовать значения продольного коэффициента диффузии электронов  $D_L$ . При криогенной температуре данные по  $D_L$  в азоте в литературе отсутствуют, поэтому в расчетах для температуры газа  $T = 77$  К использовались данные для коэффициента поперечной диффузии  $D_T$ . При

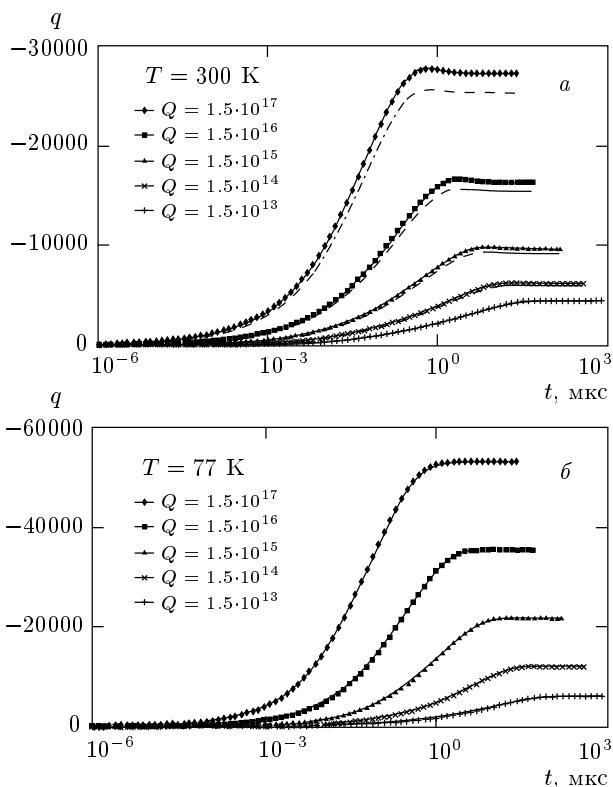


Рис. 4. Графики эволюции заряда пылевых частиц радиусом 12 мкм при различных скоростях ионизации, температуре азота 300 (а) и 77 К (б),  $n_d = 10^4 \text{ см}^{-3}$ . Штриховые кривые — расчет с граничными условиями (7а)

вычисления коэффициента диссоциативной рекомбинации электронов и ионов  $N_4^+$  по функциональной зависимости от температуры электронов  $T_e$  из [16] при  $T = 300 \text{ К}$  использовалась аппроксимационная зависимость  $T_e$  от приведенного поля  $E/N$ , полученная по данным [15], а при  $T = 77 \text{ К}$  вместо  $T_e$  использовалась аппроксимационная зависимость характеристической энергии электронов от  $E/N$ . Данные по электронным параметрам в аргоне для получения аппроксимационных зависимостей были получены в результате оцифровки представленных в [17] графиков и дополнены данными из [14]. Подвижность ионов  $N_4^+$  при различных газовых температурах в азоте была определена в [18], а данные для ионов  $Ar_2^+$  при комнатной и криогенной температурах взяты из [19].

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

На рис. 4 приведены графики эволюции заряда макрочастиц радиусом 12 мкм при комнатной и криогенной температурах при различных скоростях ионизации газа, а на рис. 5 — зависимости заряда макрочастиц от скорости ионизации газа для частиц разного размера (расчеты проводились до выхода заряда на стационарный уровень — при малых скоростях ионизации почти до 1 мс). Отметим, что плотности тока пучка быстрых электронов  $j_b = 90 \text{ мкА/см}^2$ , согласно [20], соответствует скорость ионизации в азоте  $Q = 1.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ . Из рис. 4 видно, что как величина заряда, так и характерное время установления заряда зависят от скорости ионизации газа. Расчеты с достаточно мелкими сетками показали, что значения заряда, полученные методом интегрирования суммарного тока (10)

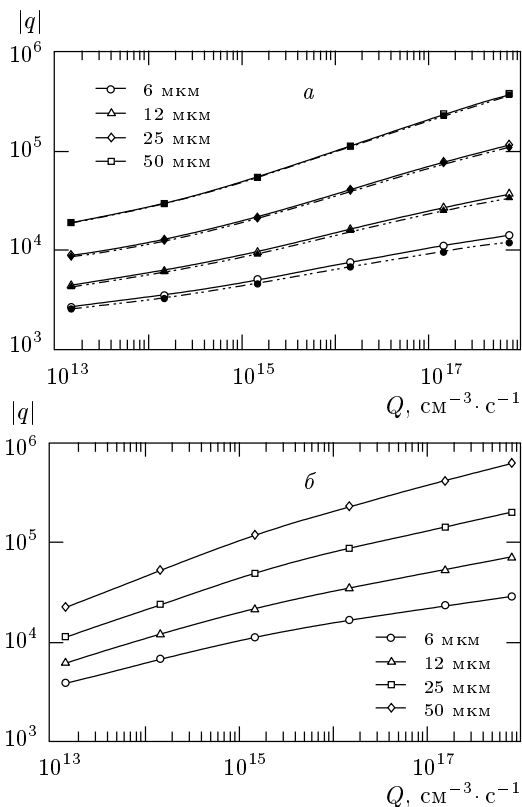


Рис. 5. Зависимости заряда пылевых частиц различного радиуса от скорости ионизации при  $n_d = 10^4 \text{ см}^{-3}$  для  $T = 300 \text{ (а)}$  и  $77 \text{ К (б)}$ . Сплошные линии — расчет с нулевыми граничными условиями (7б), штрих-пунктирные — с граничными условиями (7а)

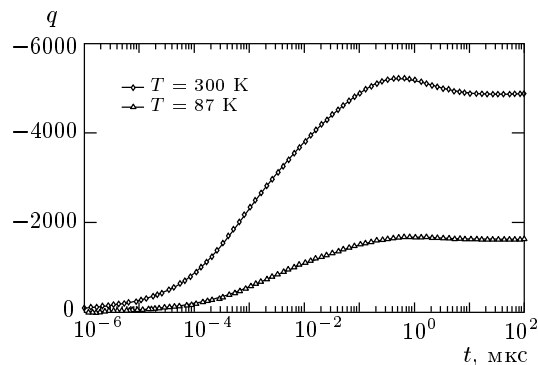


Рис. 6. Графики эволюции заряда пылевых частиц радиусом 12 мкм при  $Q = 10^{16} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$  в аргоне при комнатной и криогенной температурах ( $n_d = 10^4 \text{ см}^{-3}$ )

на макрочастицу и по формуле (8), различаются, обычно, начиная только с третьего или четвертого знака (заметим, что значение  $E|_{r=r_0}$  находится в результате решения системы (5) описанным выше конечно-разностным методом). При переходе к более грубым сеткам в окрестности макрочастицы появляются неустойчивости Гиббса (что проявляется в нерегулярном поведении потоков), которые приводят к тому, что метод интегрирования становится непригодным для определения заряда, а формула (8) при этом дает значение заряда приемлемой точности. Поэтому далее везде приводятся значения заряда, определенные согласно (8).

Из рис. 4 видно, что при комнатной температуре заряд макрочастицы проходит через максимум, а при криогенной температуре максимум отсутствует — заряд монотонно приближается к установившемуся значению. Такая же картина наблюдается и в аргоне (см. рис. 6). Из рис. 4, 5 также видно, что при криогенной температуре заряд макрочастиц оказывается заметно выше, чем при комнатной температуре. Сравнение данных, полученных с краевыми условиями (7а) и (7б), показывает их незначительное различие, что, в принципе, и ожидалось. Поэтому далее в основном приводятся данные, рассчитанные с нулевыми граничными условиями (7б). На рис. 6 приведены графики эволюции заряда макрочастиц в аргоне при комнатной и криогенной температурах, рассчитанные с замороженными электронными параметрами (использовались параметры для нулевого поля). Из сравнения рис. 4, 5 и 6 видно, что с уменьшением температуры газа в аргоне, в противоположность азоту, заряд макрочастиц заметно уменьшается. Поэтому кулоновский параметр взаи-

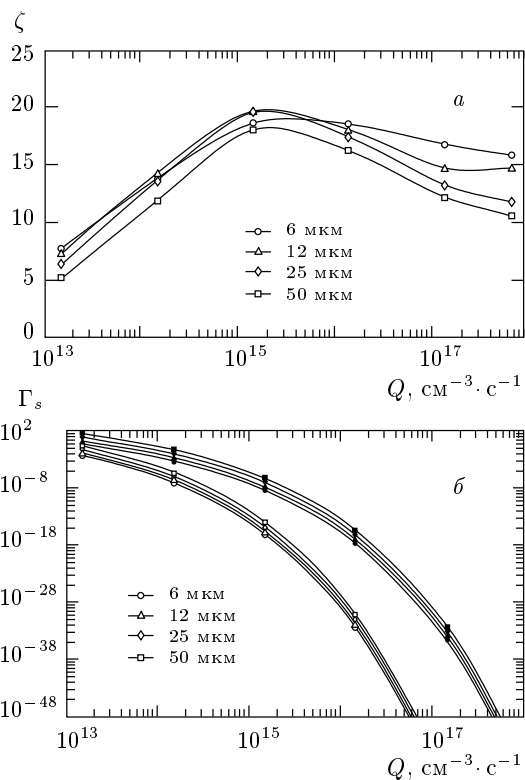


Рис. 7. Зависимости отношения параметров неидеальности  $\zeta = \Gamma_{77}/\Gamma_{300}$  (а) и параметра  $\Gamma_s$  (б) при  $T = 77$  и  $300 \text{ К}$  от скорости ионизации при  $n_d = 10^5 \text{ см}^{-3}$  в азоте. На рис. 7б светлые точки —  $T = 77 \text{ К}$ , темные —  $T = 300 \text{ К}$

модействия заряженных макрочастиц

$$\Gamma = e^2 q^2 / a_d T \tag{11}$$

в азоте с уменьшением температуры значительно возрастает (см. рис. 7а), а в аргоне, наоборот, заметно падает. Это вызвано тем обстоятельством, что подвижность электронов в азоте с уменьшением температуры от 300 до 77 К увеличивается более чем в три раза, а подвижность ионов уменьшается с 2.3 до 1.9  $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  [18]. В аргоне с уменьшением температуры газа подвижность электронов падает [17], а подвижность ионов почти не меняется [19]. Поэтому в аргоне выигрыш из-за уменьшения знаменателя в (11) с понижением температуры газа подавляется более значительным падением числителя.

В физике низкотемпературной плазмы для описания взаимодействия заряженных частиц обычно используются либо модель однокомпонентной плазмы, либо модель с экранированным дебаевским потенциалом. В первой модели полагается, что потенциал взаимодействия является кулоновским и счи-

тается [1], что значение параметра неидеальности  $\Gamma$  определяет фазовое состояние системы, и при  $\Gamma > 171$  происходит переход пылевой плазмы в состояние с кристаллической структурой — происходит образование кулоновского кристалла. Расчеты показывают, что в условиях наших экспериментов значение этого параметра значительно больше. Как видно из рис. 7а, на котором приведены изменения параметра неидеальности при переходе от криогенной к комнатной температуре, уменьшение температуры газа в азоте приводит к значительному увеличению параметра неидеальности пылевой плазмы, что может привести к облегчению образования упорядоченных плазменно-пылевых структур в азоте.

Во второй модели описание термодинамики плазмы усложняется и условия фазовых переходов определяются уже двумя параметрами: отношением

$$\kappa = a_d/R_d$$

и параметром

$$\Gamma_s = \Gamma \exp(-a_d/R_d).$$

Здесь  $R_d$  — дебаевский радиус экранирования плазмы, который для изотермической плазмы определяется выражением

$$R_d = \sqrt{T/8\pi\epsilon^2 n_\infty},$$

где  $n_\infty$  — концентрация заряженных частиц вдали от пылевой частицы (полагаем, что концентрации ионов и электронов здесь равны):

$$n_\infty = \sqrt{Q/\beta_{ei}}.$$

На рис. 7б приведены значения параметра  $\Gamma_s$  в зависимости от скорости ионизации газа при концентрации пылевых частиц  $10^5 \text{ см}^{-3}$ . Из рис. 7б видно, что с уменьшением температуры газа величина параметра  $\Gamma_s$  заметно уменьшается, но более сильная зависимость наблюдается от скорости ионизации газа. Это связано с уменьшением дебаевского радиуса экранирования плазмы, от которого параметр  $\Gamma_s$  зависит экспоненциально, с ростом скорости ионизации газа и, соответственно, ростом концентрации заряженных частиц. Причем  $R_d$  убывает и с уменьшением температуры газа, что приводит к увеличению параметра  $\kappa$  и к уменьшению параметра  $\Gamma_s$  при переходе от комнатных к криогенным температурам. Как показывают численные расчеты, в модели с дебаевским потенциалом взаимодействия кристаллизация пылевой плазмы для  $\kappa \sim 10$  происходит при значениях параметра  $\Gamma_s \sim 1$  (см. [21]).

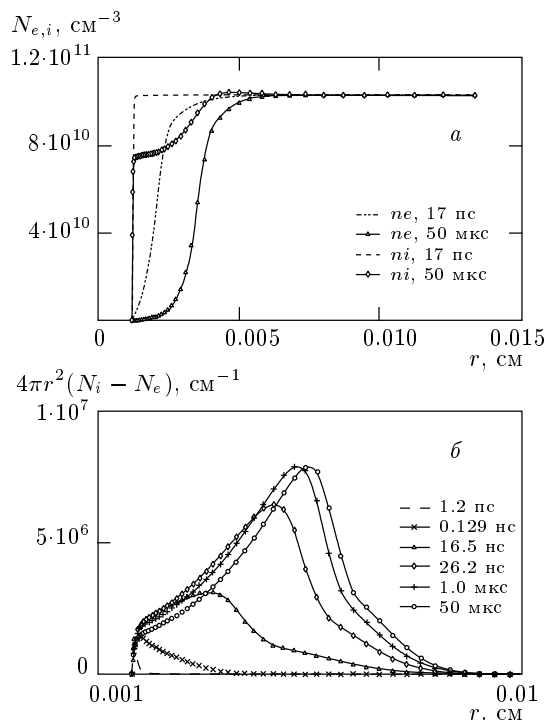
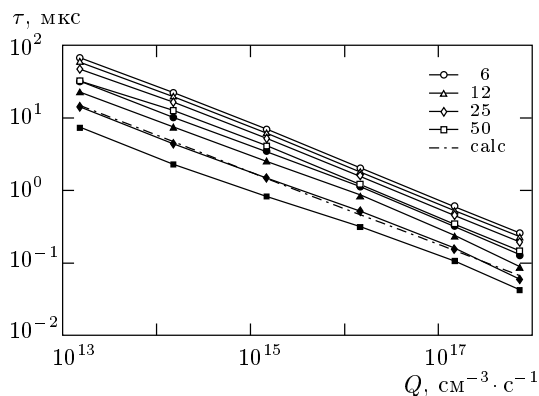


Рис. 8. Радиальные распределения концентраций электронов и ионов (а), заряда (б) в пучковой плазме азота в различные моменты времени при атмосферном давлении ( $r_0 = 12 \text{ мкм}$ ,  $n_d = 10^5 \text{ см}^{-3}$ ,  $Q = 1.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ )

Из рис. 7б можно видеть, что при малых скоростях ионизации газа, когда значение  $R_d$  достаточно велико и значение параметра  $\kappa$  близко к 10, а заряд на пылевых частицах еще не мал, значение параметра  $\Gamma_s$  оказывается близким к единице или превышающим ее. Это позволяет нам сделать вывод, что дебаевская модель также указывает на возможность создания упорядоченной пылевой структуры в пучковой плазме азота.

Из рис. 8 видно, что установившееся радиальное распределение плотности ионов имеет слабый максимум, причем расчеты показывают, что величина максимума растет с увеличением скорости ионизации азота. Максимум и участок медленно уменьшения концентрации ионов после него при движении к поверхности макрочастицы обусловлен дрейфовым движением ионов в притягивающем, растущем по мере приближения поле макрочастицы, а последующий участок резкого уменьшения  $n_i$  вблизи макрочастицы связан с диффузионным уходом на макрочастицу. Из рис. 8 видно, что при  $Q \approx 10^{16} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$  уже на расстоянии около 100  $\mu\text{м}$  (с уменьшением скорости ионизации это расстояние





**Рис. 9.** Зависимости характерного времени установления заряда пылевых частиц различного радиуса (в мкм) от скорости ионизации при  $n_d = 10^4 \text{ см}^{-3}$  в азоте. Светлые точки —  $T = 77 \text{ К}$ , темные —  $T = 300 \text{ К}$ ; штрих-пунктирная кривая — диффузионное время прохождения ионом расстояния, равного дебаевскому радиусу

растет) плазма становится электронейтральной.

На рис. 9 приведены зависимости характерного времени установления заряда  $\tau_q$  от параметров пылевой плазмы. Характерное время установления заряда определялось как время достижения величины

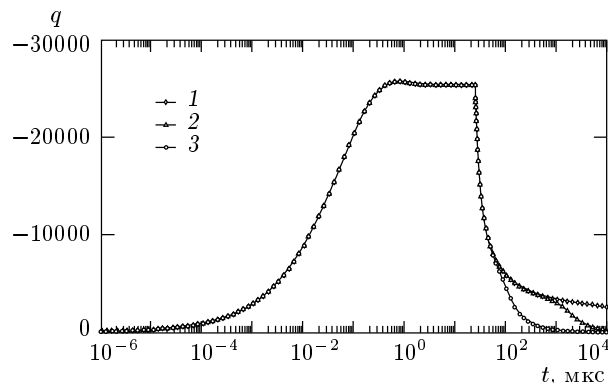
$$q = (1 - \exp(-3))q_\infty \approx 0.95q_\infty$$

( $q_\infty$  — заряд в стационаре). Для рассматриваемой задачи  $\tau_q$  определяется более медленными ионами и для оценок можно положить, что  $\tau_q$  есть диффузионное время прохождения ионом области нарушения квазинейтральности с характерным размером (не радиусом!)  $d$ :

$$\tau_q \approx \frac{4}{D_i} \frac{d^2}{\pi^2}. \quad (12)$$

Для оценок положим, что  $d$  равен дебаевскому радиусу. На рис. 9 приведена кривая, рассчитанная по (12), ход которой при изменении скорости ионизации хорошо коррелирует с поведением зависимостей характерного времени установления заряда от скорости ионизации.

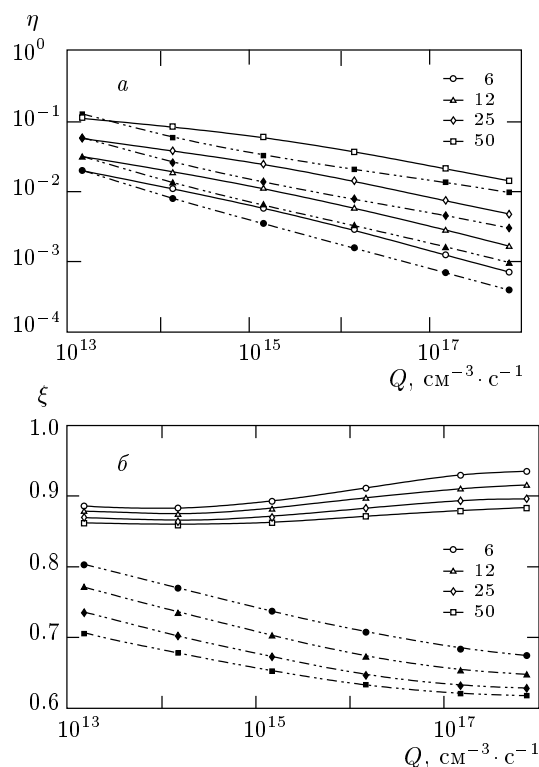
Из рис. 9 видно, что при плотности тока пучка быстрых электронов  $j_b = 90 \text{ мкА/см}^2$  ( $Q = 1.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ ) характерное время установления заряда макрочастицы составляет величину меньше 1 мкс. Расчеты эволюции заряда макрочастиц при выключении пучка быстрых электронов после выхода на квазистационарный уровень показывают (см. рис. 10), что нейтрализация заряда происходит значительно медленнее, чем зарядка (при



**Рис. 10.** Графики эволюции заряда пылевых частиц радиусом 12 мкм при  $j_b = 90 \text{ мкА/см}^2$  в азоте при температуре 300 К при разных концентрациях макрочастиц  $n_d = 10^4$  (1),  $10^5$  (2),  $10^6 \text{ см}^{-3}$  (3) (расчет с граничными условиями (7a))

$n_d = 10^4 \text{ см}^{-3}$  даже на 10 мс заряд составляет еще 10% от установившегося значения). Это обусловлено тем, что более легкие электроны с течением времени собираются все с больших и больших расстояний до тех пор, пока область возмущения электронной плотности не дойдет до границы элементарной ячейки. После этого в объеме электроны практически отсутствуют. Теперь для полной нейтрализации заряда макрочастицы надо собрать ионы со всей элементарной ячейки, на что необходимо время порядка  $(4/D_i)(a_d/\pi)^2$ , что при  $n_d = 10^4 \text{ см}^{-3}$  и  $T = 300 \text{ К}$  составит  $\sim 5.6 \text{ мс}$ . При увеличении концентрации макрочастиц в десять раз до  $10^5 \text{ см}^{-3}$  это время уменьшится до 1.2 мс (см. рис. 10). Большие времена нейтрализации заряда макрочастицы говорят о том, что исследование процессов формирования упорядоченных пылевых структур можно проводить и в системах с импульсно-периодическим включением пучка (причем с большой скважностью). Как грубую оценку сверху для времени формирования упорядоченных структур можно принять время, за которое макрочастица с тепловой энергией сместится на среднее межчастичное расстояние, что для частиц диаметром 24 мкм в азоте при атмосферном давлении составляет величину порядка нескольких секунд<sup>2)</sup>. Поэтому для того чтобы плазменно-пылевая структура успела сформироваться, пучковую плазму надо поддерживать в течение этого

<sup>2)</sup> Установившаяся скорость падения макрочастиц из стеклогледера радиусом 12 мкм в азоте при атмосферном давлении и комнатной температуре в поле силы тяжести составляет 4.4 м/с.



**Рис. 11.** Зависимости от скорости ионизации (а) доли ионов, гибнущих за счет рекомбинации на поверхности макрочастиц различного радиуса (в мкм) и отношения скорости поверхностной рекомбинации к ланжевенновской в установившемся режиме при  $n_d = 10^4 \text{ см}^{-3}$  в азоте (б). Светлые точки —  $T = 77 \text{ К}$ , темные —  $T = 300 \text{ К}$

времени, что в импульсно-периодических системах может быть легче организовано. Используемая в настоящей работе электронная пушка могла работать только в импульсном режиме (с длительностью импульса до 1 мс), поэтому упорядоченные плазменно-пылевые структуры не наблюдались, хотя значение параметра неидеальности по оценкам было значительно больше критического.

Для определения степени влияния пылевой компоненты на средние концентрации заряженных частиц были проведены расчеты доли положительных ионов и, соответственно, электронов, гибнущих за счет рекомбинации на поверхности пылевых частиц в установившемся режиме. Эта величина определяется выражением

$$\eta = J_{i,0} n_d / Q.$$

На рис. 11а приведены зависимости  $\eta$  от параметров пылевой плазмы. Как показывают расчеты, в рассматриваемом диапазоне скоростей ионизации газа

и радиусах макрочастиц отношение  $\eta/n_d$ , как, впрочем, и заряд макрочастиц, практически не зависит от концентрации макрочастиц при  $n_d \leq 10^5 \text{ см}^{-3}$ . При больших концентрациях сначала для малых скоростей ионизации и больших размеров макрочастиц, а затем и для больших  $Q$  и малых  $r_0$  появляется зависимость от  $n_d$ , но при этом начинает нарушаться условие применимости ячеек Зейтса–Вигнера и эти расчеты не представляют практической ценности. Как видно из рис. 11а, в условиях наших экспериментов при  $Q = 1.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$  даже при  $n_d = 10^5 \text{ см}^{-3}$  воздействие пылевой компоненты на плазму азота достаточно мало.

В работе [3] были определены значения эффективного коэффициента рекомбинации заряженных частиц на поверхности макрочастицы. Расчеты, проведенные в настоящей работе, показывают, что эффективный коэффициент рекомбинации положительных ионов на макрочастице почти равен величине, определяемой теорией Ланжевена:  $\beta_{id} = 4\pi e k_i$  [19], но в установившемся режиме всегда меньше (см. рис. 11б), что является следствием того обстоятельства, что электрическое поле с расстоянием убывает значительно быстрее, чем по закону Кулона. Как видно из рис. 11б, где приведена зависимость величины  $\xi = J_{i,0} / |q| \beta_{id} n_{i,M}$  ( $n_{i,M}$  — концентрация ионов на границе элементарной ячейки) от скорости ионизации, отношение скорости гибели ионов на поверхности макрочастицы к ланжевенновской слабо зависит от скорости ионизации, а его поведение при изменении  $Q$  сильно меняется при переходе от комнатной к криогенной температуре.

В заключение данного раздела обсудим вопрос о выполнении соотношений подобия, установленных в работе [22] на основе упрощенной модели зарядки макрочастиц. В [22] было установлено, что

$$q/r_0 = f(n_d r_0, Q),$$

где  $f$  — некоторая функция. Анализ результатов численного решения показывает, что это соотношение подобия является достаточно грубым и может использоваться только для оценок. Это является следствием того, что два основных положения, лежащие в основе упрощенной модели [22, 23], во-первых, независимость потоков от радиальной координаты и, во-вторых, кулоновская зависимость электрического поля, как показали численные расчеты, оказываются весьма приближенными. Также отметим, что зависимость заряда пылевых частиц от скорости ионизации близка к  $Q^{1/4}$ , а зависимость концентрации макрочастиц от  $n_d$  в исследованном диапазоне практически отсутствует.

### 5. ЗАРЯДКА ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Теперь рассмотрим процесс зарядки макрочастиц при наличии внешнего электрического поля. В этом случае симметрия задачи снижается до аксиальной и необходимо двумерное рассмотрение, что требует отдельного рассмотрения. Здесь проведем оценки заряда макрочастиц для такого случая, следуя работе [24]. Макрочастицы в наших экспериментах были из стеклоглуглера, который является плохим, но проводником, причем его проводимость на 5-6 порядков лучше, чем проводимость пучковой плазмы в наших экспериментах. Поэтому электрическое поле не проникает внутрь макрочастицы и потенциал  $\varphi$  вне ее описывается выражением [25]:

$$\varphi = \frac{qe}{r} - \mathbf{E} \cdot \mathbf{r} \left( 1 - \frac{r_0^3}{r^3} \right), \quad (13)$$

где  $\mathbf{E}$  — вектор напряженности внешнего электрического поля,  $\mathbf{r}$  — радиус-вектор с началом в центре макрочастицы,  $q$  — заряд макрочастицы. За нуль потенциала принят потенциал на поверхности незаряженной макрочастицы. Заряженные частицы при выполнении условий (1) движутся вдоль силовых линий электрического поля, радиальная составляющая которого равна

$$E_r = -\frac{\partial \varphi}{\partial r} = \frac{qe}{r^2} + E \cos \theta \left( 1 + \frac{2r_0^3}{r^3} \right), \quad (14)$$

где  $\theta$  — угол, отсчитываемый от вектора  $\mathbf{E}$ . По мере роста отрицательного заряда все меньше электронов и все больше ионов будут попадать на макрочастицу и при некотором заряде потоки электронов и ионов уравновесят друг друга. С учетом того, что  $k_e \gg k_i$ , можно положить, что это произойдет при условии, когда радиальное поле на поверхности макрочастицы везде станет отрицательным. Это приводит к выражению для оценки заряда

$$q = -\frac{3Er_0^2}{e}, \quad (15)$$

откуда для частиц радиусом  $r_0 = 12$  мкм при  $E = 3$  кВ/см находим, что  $q \approx -9 \cdot 10^4$ . Эта величина почти в три раза превышает заряд макрочастицы без поля, поэтому и в несамостоятельном разряде в азоте критическое условие перехода в состояние с упорядоченной пылевой структурой будет выполнено.

Теперь обсудим обнаруженные в настоящих экспериментах эффекты влияния КДФ на свойства

несамостоятельного разряда в азоте. Как было показано выше, на макрочастицах собирается достаточно большой отрицательный заряд. Этот заряд может оказывать фокусирующее действие на электроны плазмы (эффект, аналогичный фокусировке отрицательно заряженными частицами дрейфового тока ионов [26]), что приведет к появлению областей повышенного энерговыделения, и к увеличению степени колебательного возбуждения азота в этих областях. Как было показано в [27], в азоте переход в контрагированное состояние происходит при достижении волны возбуждения примерно до 15–16-го колебательного уровня. Поэтому увеличение степени колебательного возбуждения может привести к уменьшению времени устойчивого горения разряда.

Увеличение степени колебательного возбуждения может привести также и к росту тока разряда при малых концентрациях пылевых частиц. А падение тока несамостоятельного разряда при больших концентрациях макрочастиц обусловлено тем, что с ростом  $n_d$  растет удельная масса макрочастиц и при  $n_d > 9 \cdot 10^4$  см<sup>-3</sup> становится больше удельной массы азота. Это приводит к увеличению неэффективных потерь энергии быстрых электронов пучка и к уменьшению скорости ионизации газа. Это, естественно, приводит к падению тока разряда.

Большой отрицательный заряд макрочастиц может привести и к другому механизму увеличения тока. Большой заряд может привести к увеличению коэффициента ион-электронной эмиссии стеклоглуглера, что в конце концов может привести к тому, что макрочастицы, проводимость которых, как отмечалось выше, намного лучше проводимости плазмы, могут через себя замкнуть ток разряда. Для этого необходимо, чтобы на стороне макрочастицы, обращенной к аноду, сформировался миникатодный слой. Это событие не покажется таким уж невероятным, если обратить внимание на то обстоятельство, что электрическое поле с этой стороны ( $\theta = \pi$ ) сильно усилено (на поверхности макрочастицы в шесть раз!) и для условий, для которых выше были проведены оценки заряда макрочастицы, это поле равно 18 кВ/см, что только в два раза ниже пробойного напряжения азота при атмосферном давлении [28]. В гелии, по оценкам, заряд макрочастиц должен быть значительно меньше, чем в азоте, поэтому этот механизм в гелии не должен работать. Поэтому, наверно, в гелии ток разряда с ростом концентрации пыли только уменьшается из-за уменьшения при этом скорости ионизации газа.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные в настоящей работе экспериментальные исследования несамостоятельного разряда в азоте при атмосферном давлении с конденсированной дисперсной фазой показали сильное влияние макрочастиц как на вольт-амперные характеристики, так и на устойчивость горения разряда. Численное моделирование процесса зарядки пылевых частиц, который в условиях эксперимента происходил в режиме сплошной среды, показало, что в пучковой плазме азота на макрочастицах собирается значительный заряд. Оказалось, что при снижении температуры газа заряд макрочастиц в азоте заметно увеличивается, а в аргоне, наоборот, уменьшается. Это приводит к тому, что кулоновский параметр взаимодействия пылевых частиц в азоте при переходе от комнатной к криогенной температуре сильно увеличивается, а в аргоне заметно уменьшается. Расчеты также показали, что при достаточно высоких скоростях ионизации газа заряд выходит на квазистационарный уровень за микросекундные времена, а нейтрализация заряда происходит за миллисекунды. Поэтому экспериментальное исследование процессов формирования упорядоченных плазменно-пылевых структур возможно в системах с импульсно-периодической ионизацией газа. Анализ возможных механизмов влияния пылевой компоненты на характеристики несамостоятельного разряда показал, что это может происходить через фокусирующее влияние электрического поля заряженных макрочастиц на тепловые электроны плазмы, что приведет как к росту тока разряда, так и к уменьшению времени устойчивого горения разряда через увеличение степени колебательного возбуждения молекул азота. К таким же эффектам может приводить механизм зажигания микроразрядов между макрочастицами. Для полного выяснения реальности этих механизмов влияния КДФ на несамостоятельный разряд необходимы дополнительные исследования, включающие многомерное моделирование рассматриваемой задачи.

Работа частично поддержана научной программой «Университеты России» (грант № 015.01.02.06).

## ЛИТЕРАТУРА

1. А. П. Нефедов, О. Ф. Петров, В. Е. Фортон, УФН **167**, 1215 (1997).
2. В. Н. Цытович, УФН **167**, 57 (1997).
3. В. В. Иванов, А. Ф. Паль, Т. В. Рахимова, А. О. Серов, Н. В. Суевин, ЖЭТФ **115**, 1020 (1999).
4. В. И. Донин, Ю. И. Хапов, Квант. электр. **13**, 1583 (1986).
5. M. J. McCaughey and M. J. Kushner, J. Appl. Phys. **69**, 6952 (1991).
6. Л. Д. Цендин, ЖЭТФ **66**, 1638 (1974).
7. Н. Л. Александров, А. П. Напартович, А. Н. Старостин, Физика плазмы **6**, 1123 (1980).
8. Н. Л. Александров, А. М. Кончаков, А. П. Напартович, А. Н. Старостин, в сб. *Химия плазмы*, под ред. Б. М. Смирнова, Энергоатомиздат, Москва (1984), вып. 11, с. 3.
9. Ф. М. Морс, Г. Фешбах, *Методы теоретической физики*, в 2-х томах, Изд. ИЛ, Москва (1958), (1960) (F. M. Morse and H. Feshbach, *Methods of theoretical physics*, McGraw-Hill Book Company, Inc., New York Toronto London (1953), parts 1, 2).
10. Б. Дэвисон, *Теория переноса нейтронов*, Атомиздат, Москва (1960).
11. Г. И. Марчук, *Методы расчета ядерных реакторов*, Атомиздат, Москва (1961).
12. Г. И. Марчук, *Методы вычислительной математики*, Наука, Москва (1989).
13. А. А. Самарский, А. В. Гулин, *Численные методы*, Наука, Москва (1989).
14. J. Dutton, J. Chem. Phys. Ref. Data. **4**, 577 (1975).
15. A. V. Phelps, FTP://JILA.COLORADO.EDU/COLLISION-DATA/ELETRANS.TXT.
16. J. B. A. Mitchell, Phys. Rep. **186**, 215 (1990).
17. J. L. Pack, R. E. Voshall, A. V. Phelps, and L. E. Kline, J. Appl. Phys. **71**, 5363 (1992).
18. H. Bohringer and F. Arnold, Int. J. Mass Spectr. Ion Phys. **49**, 61 (1983).
19. Б. М. Смирнов, *Ионы и возбужденные атомы в плазме*, Атомиздат, Москва (1974); *Комплексные ионы*, Наука, Москва (1983).
20. C. Cason, J. F. Perkins, A. H. Werkheizer, and J. Dundersdadt, AIAA Journal **15**, 1079 (1977).

21. M. J. Stevens and M. O. Robbins, *J. Chem. Phys.* **98**, 2319 (1993).
22. И. А. Белов, А. С. Иванов, Д. А. Иванов и др., *ЖЭТФ* **117**, 105 (2000).
23. Б. М. Смирнов, *Аэрозоли в газе и плазме*, ИВТАН, Москва (1990); *УФН* **170**, 495 (2000).
24. П. Райст, *Аэрозоли*, Мир, Москва (1987) (P. C. Reist, *Introduction to aerosol science*, Macmillian Publishing Company, New York London (1984)).
25. В. В. Батыгин, И. Н. Топтыгин, *Сборник задач по электродинамике*, Наука, Москва (1970).
26. О. М. Белоцерковский, И. Е. Захаров, А. П. Нефедов, О. А. Синкевич, В. С. Филинов, В. Е. Фортов, *ЖЭТФ* **115**, 819 (1999).
27. А. Ф. Паль, А. В. Филиппов, Препринт ТРИНИТИ №0019-А, ЦНИИАтомИнформ (1995).
28. Ю. П. Райзер, *Физика газового разряда*, Наука, Москва (1987).