

ПЫЛЕВАЯ ФОТОРЕЗОНАНСНАЯ ПЛАЗМА С КУЛОНОВСКИМИ СТОЛКНОВЕНИЯМИ

А. Г. Леонов^а, А. Ф. Паль^б, А. Н. Старостин^б, А. В. Филиппов^{*б}

^а Московский физико-технический институт (государственный университет)
141700, Долгопрудный, Московская обл., Россия

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

Поступила в редакцию 14 января 2004 г.

Проведены исследования зарядки пылевых частиц в фоторезонансной плотной плазме натрия с концентрацией электронов и ионов до 10^{16} см⁻³, создаваемой лазерной накачкой резонансного уровня Na, который является небольшой добавкой (до 1%) в буферном газе, в качестве которого служил аргон. Показано, что заряд пылевых частиц радиусом 10 мкм в максимуме достигает $3 \cdot 10^5$ зарядов электрона и что потенциал пылевых частиц при низкой скорости объемной гибели электронов хорошо согласуется с данными, полученными в приближении ограниченных орбит. Обнаружено, что поведение электрического поля вблизи пылевой частицы имеет немотонный характер. Установлено, что распределение потенциала в окрестности уединенной заряженной пылевой частицы хорошо согласуется с дебаевским, но радиус экранирования оказывается значительно выше даже электронного дебаевского радиуса, причем наибольшие расхождения наблюдаются на стадии послесвечения фоторезонансной плазмы, когда основным ионом плазмы является ион натрия с низким коэффициентом рекомбинации. Установлена область параметров плотной плазмы, где возможна кристаллизация ансамбля пылевых частиц.

PACS: 52.27.Lw

1. ВВЕДЕНИЕ

Сегодня все большее внимание уделяется изучению свойств гетерогенной плазмы с конденсированной дисперсной фазой (плазмы с пылевыми частицами) [1–8], что обусловлено ее уникальными свойствами. Такую плазму в последнее время все чаще называют комплексной, по аналогии с комплексными жидкостями, подчеркивая многообразие фундаментальных отличий такой плазмы от обычной газовой плазмы [6, 8]. В комплексной плазме при определенных условиях происходит образование упорядоченной структуры — кулоновского кристалла, исследование которого представляет большой интерес как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения. Например, упорядоченные плазменные структуры из радиоактивной пыли могут быть использованы в радиоизотопном фотовольтаическом источнике электрической энергии — ядерной батарее [9].

В идеальной плазме взаимодействие заряженных частиц описывается дебаевским экранированным потенциалом (иногда называемым также потенциалом Юкавы):

$$U(r) = \frac{e^2 q^2}{r} \exp(-r/R_D), \quad (1)$$

где e — абсолютное значение заряда электрона, q — заряд частицы в элементарных зарядах, R_D — дебаевский радиус. В работах [10–14] на основе численного моделирования методом Монте-Карло показано, что условие кристаллизации взаимодействующих по закону (1) частиц определяется двумя параметрами — параметром неидеальности

$$\Gamma_S = \frac{e^2 q^2}{a T_d} \exp\left(-\frac{a}{R_D}\right) \quad (2)$$

и структурным параметром

$$\lambda = \frac{a}{R_D}. \quad (3)$$

*E-mail: fav@triniti.ru

Здесь T_d — температура частиц в энергетических единицах, $a = \sqrt[3]{1/n_d}$ — среднее межчастичное расстояние, n_d — концентрация пылевых частиц. Классический дебаевский радиус плазмы R_D , а также дебаевские радиусы электронной ($R_{D,e}$) и ионной ($R_{D,i}$) компонент определяются выражениями

$$R_D = \left(\frac{1}{R_{D,e}^2} + \frac{1}{R_{D,i}^2} \right)^{-1/2},$$

$$R_{D,e} = \sqrt{\frac{T_e}{4\pi e^2 n_{e\infty}}},$$

$$R_{D,i} = \sqrt{\frac{T_i}{4\pi e^2 n_{i\infty}}},$$
(4)

где T_e и T_i — температуры электронов и ионов в энергетических единицах, а $n_{e\infty}$ и $n_{i\infty}$ — их концентрации в невозмущенной плазме вдали от пылевой частицы.

Кристаллизация пылевой компоненты в плазме оказывается возможной при превышении параметром неидеальности критического значения [10–14]:

$$\Gamma_S \geq \Gamma_{SC}(\lambda). \tag{5}$$

Критические значения параметра неидеальности в наиболее характерной для экспериментов с пылевой плазмой области значений структурного параметра $\lambda > 1$ хорошо описываются зависимостью [15]

$$\Gamma_{SC} \approx 54/\lambda^{1.38}. \tag{6}$$

Следует отметить, что практически все исследования комплексной плазмы проводятся путем введения мелкодисперсной компоненты в создаваемую различными способами слабоионизованную низкотемпературную плазму, концентрация электронов n_e в которой не превышает величины 10^9 – 10^{12} см⁻³ (см. [1–8]). Дебаевский радиус при малых плотностях электронов и ионов велик, в то время как заряд пылевой частицы слабо зависит от n_e (в случае уединенной пылевой частицы, согласно аналитическим теориям, вообще не зависит). Все это позволяет при разумных параметрах эксперимента удовлетворить критерию (5). При более высоких плотностях заряженных частиц плазмы дебаевский радиус, согласно (4), уменьшается, что приводит к росту структурного параметра, что, казалось бы, говорит о невозможности формирования упорядоченных структур в этом случае. Но как в экспериментах, так и в численных расчетах отмечено, что радиус экранирования заряда пылевой частицы, характеризующий пространственную зависимость ее потенциала, в реальных условиях низкотемпературной плазмы может существенно отличаться от классического (см.

обсуждение этого вопроса в работе [15]). Причем с ростом плотности электронов и ионов радиус экранирования начинает в несколько раз превышать даже электронный дебаевский радиус [15]. Это является следствием неприменимости линеаризованной теории Дебая–Гюккеля для открытых систем с сильной неидеальностью, примером которой является комплексная плазма. Пылевые частицы непрерывно поглощают электроны и ионы, поэтому такая плазма может существовать только при непрерывном подводе энергии для генерации новых носителей заряда взамен поглощаемых. С ростом концентрации электронов растет степень возмущения плазмы вблизи пылевой частицы, поэтому с ростом n_e растут и отклонения от теории Дебая–Гюккеля. Поэтому заранее ничего нельзя сказать о величине дебаевского радиуса и, соответственно, структурного параметра в плотной плазме.

Кроме того, можно ожидать, что в плотной плазме заряд пылевой частицы начнет зависеть от концентрации электронов и ионов, поскольку определяющие величину заряда процессы дрейфа и диффузии электронов, а возможно, и ионов, будут в значительной степени определяться кулоновскими столкновениями, а не столкновениями с нейтральными частицами, которыми главным образом определяют процессы переноса в слабоионизованной плазме.

В этой связи представляется интересным исследовать процессы зарядки пылевых частиц и возможности их кулоновской кристаллизации в плотной плазме, концентрации электронов и ионов в которой на несколько порядков превышают достижимые, например, в тлеющем разряде. По-видимому, единственным примером плотной плазмы, температура тяжелых частиц в которой достаточно мала, чтобы можно было не принимать во внимание процессы испарения и термического разложения частиц пылевой компоненты, является фоторезонансная плазма [16, 17]. Такая плазма образуется при воздействии на газовую среду лазерного излучения, энергия кванта которого близка к энергии резонансного атомарного или молекулярного перехода. Как правило, в качестве такой среды используются пары щелочных и щелочноземельных металлов в смеси с буферным газом. Фоторезонансная плазма обладает высокой концентрацией $n_e \approx 10^{15}$ – 10^{17} см⁻³ при относительно малой температуре электронов $T_e \approx 0.2$ – 0.5 эВ и является в известной степени уникальным физическим объектом, поскольку достижение таких параметров другими методами, как отмечается в работе [18], практически неосуществимо.

Настоящая работа посвящена исследованию

плотной фоторезонансной плазмы с концентрацией электронов $n_e \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$ с инжектированными пылевыми частицами микронных размеров. Во втором разделе описана физическая модель зарядки пылевых частиц в гидродинамическом приближении. Третий раздел посвящен исследованию зарядки пылевых частиц в плотной плазме аргона. В четвертом разделе изложены результаты исследования зарядки пылевых частиц применительно к реальным параметрам фоторезонансной плазмы натрия, соответствующим условиям эксперимента [19]. В заключении сформулированы основные результаты работы.

2. ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЗАРЯДКИ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В ФОТОРЕЗОНАНСНОЙ ПЛАЗМЕ

Процесс зарядки пылевых частиц в гидродинамическом (ГД) приближении описывается самосогласованной системой уравнений [20, 21]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \mathbf{j}_e &= Q_{ion} - \beta_{ei} n_e n_i - \beta_3 n_e^2 n_i, \\ \frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \mathbf{j}_i &= Q_{ion} - \beta_{ei} n_e n_i - \beta_3 n_e^2 n_i, \\ \nabla \mathbf{E} &= 4\pi e(n_i - n_e), \\ \mathbf{j}_e &= -\nabla(D_e n_e) - k_e n_e \mathbf{E}, \\ \mathbf{j}_i &= n_i k_i \mathbf{E} - D_i \nabla n_i, \end{aligned} \quad (7)$$

где $n_{e(i)}$, $k_{e(i)}$, $D_{e(i)}$ — концентрация, подвижность и коэффициент диффузии электронов (ионов), соответственно, $\mathbf{j}_{e(i)}$ — плотность потока электронов (ионов), Q_{ion} — скорость ионизации газа, β_{ei} — коэффициент электрон-ионной диссоциативной или фотоизлучательной рекомбинации, β_3 — коэффициент трехтельной рекомбинации, \mathbf{E} — напряженность самосогласованного электрического поля.

Будем рассматривать зарядку сферической пылевой частицы радиуса r_0 , помещенной в центр сферически-симметричной ячейки Зейтца–Вигнера радиуса a_d :

$$a_d = \left(\frac{4}{3} \pi n_d \right)^{-1/3}. \quad (8)$$

Полагаем, что в плазме есть один доминирующий сорт положительных ионов, что, как будет видно ниже, в фоторезонансной плазме имеет место.

Условия применимости ГД-приближения имеют вид

$$l_e \ll r_0 + d, \quad l_i \ll r_0 + d, \quad (9)$$

где l_e , l_i — длины свободного пробега электронов и ионов, соответственно, r_0 — радиус пылевой частицы, d — характерный размер области нарушения квазинейтральности плазмы. Для рассматриваемого в настоящей работе случая, как будет видно из дальнейшего, условие (9) для ионов выполнено всегда. Для электронов же это условие нарушено, причем l_e и d оказываются сравнимыми друг с другом. Поэтому для описания переноса электронов не подходит и приближение ограниченных орбит (ПОО). Ниже будет показано, что использование эффективных граничных условий позволяет правильно описать электронный перенос и в этом режиме, причем в бесстолкновительном пределе поток электронов на пылевую частицу совпадает с потоком, даваемым ПОО.

Как было показано в [22], при выполнении условия

$$l_u \gg r_0 + d \quad (10)$$

температура электронов остается практически постоянной в области возмущения плазмы пылевой частицей. Поэтому коэффициенты переноса и константы скоростей процессов рождения и гибели электронов можно положить постоянными и определять по параметрам плазмы вдали от пылевой частицы. В неравенстве (10) l_u — длина энергетической релаксации электрона:

$$l_u = (N \sqrt{\sigma_m \sigma_u})^{-1}, \quad (11)$$

где N — плотность определяющей потери энергии электронов компоненты плазмы, σ_m — транспортное сечение, σ_u — эффективное сечение неупругих столкновений.

В итоге полная система уравнений для описания процесса зарядки пылевых частиц в одномерном приближении в сферической системе координат с началом в центре пылевой частицы принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial t} \left[r^2 \left(D_e \frac{\partial n_e}{\partial r} + k_e n_e E \right) \right] &= \\ &= Q_{ion} - \beta_{ei} n_e n_i - \beta_3 n_e^2 n_i, \\ \frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial t} \left[r^2 \left(-D_i \frac{\partial n_i}{\partial r} + k_i n_i E \right) \right] &= \\ &= Q_{ion} - \beta_{ei} n_e n_i - \beta_3 n_e^2 n_i, \\ \frac{1}{r^2} \frac{\partial (r^2 E)}{\partial r} &= 4\pi e(n_i - n_e). \end{aligned} \quad (12)$$

Для уравнений баланса электронов и ионов использовались эффективные граничные условия слева (на поверхности частицы) [21]:

$$\begin{aligned} \left[n_e - \gamma_e \frac{l_e}{r} \frac{\partial(n_e r)}{\partial r} \right]_{r=r_0} &= 0, \\ \left[n_i - \gamma_i \frac{l_i}{r} \frac{\partial(n_i r)}{\partial r} \right]_{r=r_0} &= 0, \end{aligned} \quad (13)$$

где γ_e, γ_i — постоянные, слабо зависящие от отношений длин пробега к радиусу пылевой частицы, и нулевые граничные условия справа (на границе ячейки Зейтца–Вигнера) для потоков электронов и ионов, а также для электрического поля:

$$\mathbf{j}_e|_{r=a_d} = 0, \quad \mathbf{j}_i|_{r=a_d} = 0, \quad \mathbf{E}|_{r=a_d} = 0. \quad (14)$$

Использовались следующие зависимости величин γ_e, γ_i от отношений $l_e/r_0, l_i/r_0$ [22]:

$$\begin{aligned} \gamma_{e(i)} &= \frac{2}{3} + \frac{1}{6} \lambda_{e(i)}^{5/2}, \quad \lambda_{e(i)} \leq 1, \\ \gamma_{e(i)} &= \frac{4}{3} - \frac{1}{2} \lambda_{e(i)}^{-1}, \quad \lambda_{e(i)} \geq 1, \end{aligned} \quad (15)$$

где $\lambda_{e(i)} = l_{e(i)}/r_0$. Эти выражения приводят к правильным значениям потоков и в бесстолкновительном пределе. Действительно, условие (13) для электронов задает плотность потока на пылевую частицу, определяемую соотношением

$$j_{e,0} = -\frac{1}{4} n_e|_{r=r_0} v_{T,e} - \alpha \frac{D_e}{r_0} \left[\frac{\partial(n_e r)}{\partial r} \right]_{r=r_0}, \quad (16)$$

где α связана с параметром γ_e соотношением

$$\gamma_e = \frac{4}{3}(1 - \alpha), \quad (17)$$

$v_{T,e} = \sqrt{8T_e/\pi m_e}$ — тепловая скорость электронов. В гидродинамическом пределе $\alpha = 1/2$ и, соответственно, $\gamma_e = 2/3$, а в бесстолкновительном — $\alpha = 0$ и $\gamma_e = 4/3$.

Граничные условия (13) широко использовались в теории переноса нейтронов и электромагнитного излучения [23, 24]. То, что они остаются такими же при переходе к случаю с наличием дрейфового движения, обусловлено следующим обстоятельством. Анизотропия функции распределения (ФР) как электронов, так и ионов, вызванная действием электрического поля, значительно меньше, чем анизотропия вследствие поглощения заряженных частиц пылевой частицей. Покажем это на примере электронной компоненты (для ионов все совершенно аналогично). Стационарную функцию распределения электронов можно представить в виде

$$f(r, \mathbf{v}) \approx f_0(r, v) + f_1(r, \mathbf{v}) + f_2(r, \mathbf{v}), \quad (18)$$

где f_0 — сферически-симметричная часть, f_1 — анизотропная часть, обусловленная электрическим полем, f_2 — анизотропная часть, вызванная поглощением электронов пылинкой, \mathbf{v}, v — вектор и абсолютное значение скорости электронов, соответственно. Если пылинка не поглощает заряженные частицы, то в первом приближении $f_2 \approx 0$. В этом случае анизотропия функции распределения вызвана только электрическим полем, поэтому (см., например, [25])

$$\frac{f_1}{f_0} \approx \frac{v_{drift}}{v_{T,e}}, \quad (19)$$

где v_{drift} — дрейфовая скорость электронов. В умеренных электрических полях это отношение всегда мало.

В случае абсолютно поглощающей пылинки граничное условие для функции распределения имеет вид

$$f(r_0, \mathbf{v}) = 0, \quad \theta \leq \frac{\pi}{2}, \quad (20)$$

где θ — угол между нормалью к поверхности пылевой частицы и направлением скорости электронов. Из (20) с учетом малости f_1 получаем, что на границе должно выполняться соотношение

$$f_2(r_0, \mathbf{v}) = -f_0(r_0, v), \quad \theta \leq \frac{\pi}{2}, \quad (21)$$

которое показывает, что вблизи пылинки f_0 и f_2 сравнимы друг с другом. Это говорит о том, что в умеренных полях дрейфовым движением вблизи пылевой частицы можно пренебречь [21]. Поэтому граничные условия при наличии дрейфа оказываются такими же, как и в отсутствие дрейфа.

При высоких плотностях заряженных частиц важными становятся кулоновские столкновения, причем электрон-электронные столкновения будут приводить к тому, что функция распределения электронов будет принимать максвелловский вид, что значительно повышает достоверность результатов, полученных в рамках ГД-приближения. Учет кулоновских столкновений проводился следующим образом. Сначала определялась длина пробега электронов по отношению к $e-e$ - и $e-i$ -столкновениям [25]:

$$l_{ee} = l_{ei} = \frac{9}{4} \frac{T_e^2}{e^4 n_e \ln \Lambda}, \quad (22)$$

где $\ln \Lambda$ — кулоновский логарифм, определенный соотношением [25]:

$$\ln \Lambda = \ln \left(\frac{3}{2\sqrt{\pi}} \frac{T_e^{3/2}}{e^3 n_e^{1/2}} \right). \quad (23)$$

Затем определялась полная длина свободного пробега электронов

$$\frac{1}{l} = \frac{1}{l_{en}} + \frac{1}{l_{ei}}, \quad (24)$$

где l_{en} — длина пробега электронов без кулоновских столкновений, которая рассчитывалась по транспортным сечениям из [26]. И, наконец, определялся коэффициент диффузии электронов из классического выражения

$$D_e = \frac{1}{3} l v_{T,e}. \quad (25)$$

Отметим, что в эффективные граничные условия (13) входит эффективная длина пробега с учетом вклада и e - e -столкновений:

$$l_e = \left(\frac{1}{l_{en}} + \frac{1}{l_{ee}} + \frac{1}{l_{ei}} \right)^{-1} = (l_{en}^{-1} + 2l_{ei}^{-1})^{-1}. \quad (26)$$

Скорость ионизации задавалась такой, чтобы обеспечить нужную концентрацию $n_{e\infty}$ электронов вдали:

$$Q_{ion} = (\beta_{ei} + \beta_3 n_{e\infty}) n_{e\infty}^2. \quad (27)$$

3. ЗАРЯДКА ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В АРГОНЕ

Полученные в результате численного моделирования зарядки уединенной пылевой частицы радиусом $r_0 = 10$ мкм в аргоне при комнатной температуре и концентрации $N = 2.5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ распределения напряженности и потенциала электрического поля приведены на рис. 1. При высоких давлениях в плазме аргона основным ионом является Ar_2^+ , коэффициент диссоциативной рекомбинации которого определяется зависимостью $\beta_{ei} = 0.85 \cdot 10^{-6} (0.026/T_e)^{0.67} \text{ см}^3/\text{с}$ [27], а подвижность k_i равна $2.1 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ [28]. Быстрая диссоциативная рекомбинация молекулярного иона играет, как будет видно из дальнейшего, весьма существенную роль в кинетике зарядки пылевых частиц. Полагалось, что температура электронов $T_e = 0.4$ эВ, а концентрация электронов вдали от частицы варьровалась в пределах $n_{e\infty} = 10^{14} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$. В аргоне при рассматриваемых параметрах плазмы трехтельной рекомбинацией можно пренебречь.

Как видно из рис. 1, радиальная зависимость электрического поля проходит через минимум. Такая зависимость наблюдалась и при меньших концентрациях $n_{e\infty}$, а также в расчетах с основным ионом плазмы Na^+ на раннем этапе развития фоторезонансной плазмы (см. ниже). Причем радиальное поведение потенциала оказывается достаточно регулярным и монотонным. Немонотонность поля

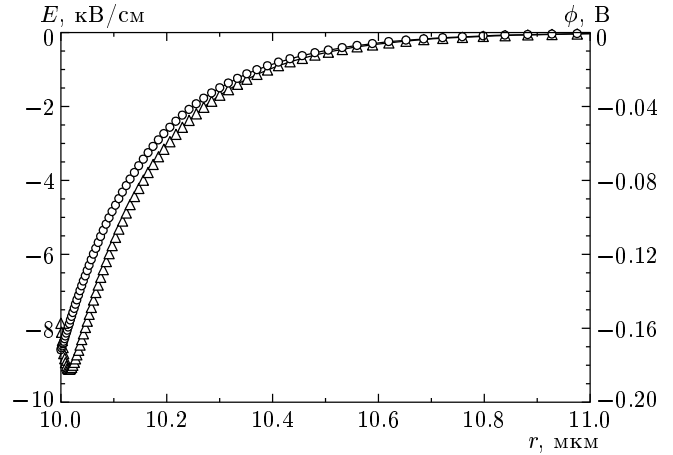


Рис. 1. Радиальное распределение электрического поля (Δ) и потенциала (\circ) уединенной пылевой частицы в плазме аргона: $T_e = 0.4$ эВ, $r_0 = 10$ мкм, $n_e = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $n_d = 10^8 \text{ см}^{-3}$ (радиус расчетной ячейки $a_d = 13.4$ мкм)

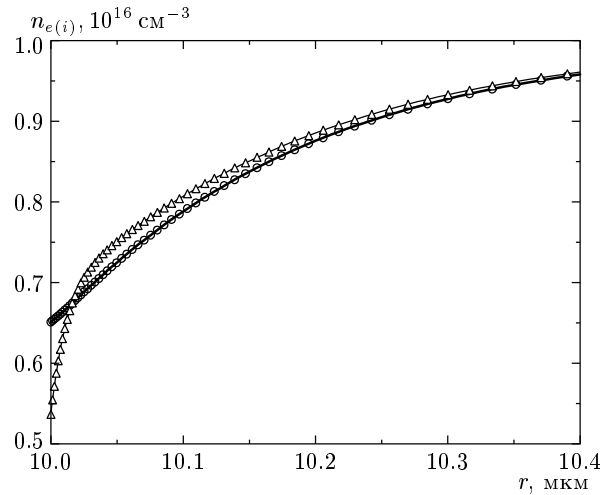


Рис. 2. Радиальное распределение концентрации электронов (\circ) и ионов (Δ) в непосредственной близости от уединенной пылевой частицы в аргоне при $T_e = 0.4$ эВ, $r_0 = 10$ мкм, $n_e = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $n_d = 10^8 \text{ см}^{-3}$ ($a_d = 13.4$ мкм). Жирная кривая — распределение Больцмана для электронов

в окрестности пылевой частицы является весьма неожиданной, поэтому остановимся на этом эффекте более подробно.

Длина пробега ионов Ar_2^+ при нормальных условиях $l_i \approx 0.05$ мкм, а область нарушения квазинейтральности плазмы $d \approx 1$ мкм, поэтому гидродинамическое описание процессов переноса ионной компоненты корректно. Длина пробега электронов

$l \approx 1.5$ мкм и $l_e \approx 1.1$ мкм. Видно, что d и l_e сравнимы друг с другом, поэтому гидродинамический подход для электронной компоненты становится некорректным. (Обращаем внимание на разный масштаб длины свободного пробега электронов l_e и расстояния от точки минимума до поверхности пылевой частицы.) Результаты численного моделирования показывают, что распределение электронов с большой точностью описывается распределением Больцмана (см. рис. 2). В этом случае поток электронов на пылевую частицу в бесстолкновительном пределе будет совпадать с потоком, даваемым приближением ограниченных орбит. Действительно, в бесстолкновительном пределе из эффективных граничных условий (16) следует, что поток электронов на пылевую частицу в стационаре становится максвелловским:

$$j_e|_{r=r_0} \approx \frac{1}{4} n_e \Big|_{r=r_0} v_{T,e}, \quad (28)$$

что с учетом больцмановского распределения электронов приводит к следующему выражению для полного потока электронов:

$$J_e|_{r=r_0} \approx 4\pi r_0^2 j_e|_{r=r_0} = \pi r_0^2 v_{T,e} n_{e,\infty} \exp(e\phi|_{r=r_0}/T_e), \quad (29)$$

совпадающему с выражением для потока электронов в рамках ПОО [29].

На рис. 2 приведены распределения электронов и ионов в непосредственной близости от пылевой частицы, из которых видна причина немонотонности электрического поля. Видно, что концентрация электронов около пылевой частицы, согласно распределению Больцмана, уменьшается до значения (определяемого потенциалом электрического поля, концентрацией и температурой электронов вдали), значительно превышающего концентрацию ионов (в гидродинамическом пределе $l_i/r_0 \rightarrow 0$ концентрация ионов на границе стремится к нулю). Поэтому в окрестности пылевой частицы возникает область отрицательного пространственного заряда, которая и приводит к немонотонному поведению электрического поля. Но на самом деле концентрация электронов на границе около каталитической стенки (поглощающей все электроны) также должна быть равной нулю, поэтому вблизи пылевой частицы закон Больцмана для распределения электронов будет нарушен. На пылевую частицу идет поток электронов, не уравновешенный обратным, поэтому термодинамическое равновесие отсутствует, и чем ближе к поверхности пылевой частицы, тем меньше обрат-

ный поток и тем сильнее нарушено равновесие. Использование эффективных граничных условий позволяет правильно определить величины потоков, а не концентрации плазменных частиц вблизи каталитической стенки. Для правильного определения концентрации электронов и ионов вблизи пылинки необходимо рассмотрение на кинетическом уровне, т. е. нужно решать неоднородные и нестационарные уравнения Больцмана для функций распределения с учетом столкновений совместно с уравнением Пуассона для самосогласованного электрического поля, что сегодня представляет практически неразрешимую задачу. Расчеты, проведенные с изменением длины свободного пробега электронов при неизменной температуре электронов, показали, что после минимума электрического поля распределения всех величин слабо зависят от l_e . Поэтому можно предположить, что в области после минимума электрического поля мы правильно определяем все физические величины.

Как уже упоминалось ранее, в известных теориях зарядки [21, 29] заряд уединенной пылевой частицы не зависит от концентрации электронов вдали, $n_{e\infty}$, поэтому исследование влияния $n_{e\infty}$ на величину заряда представляет определенный интерес. В настоящей работе проводился контроль уединенности пылевой частицы, для чего проверялось выполнение условия равенства концентрации электронов и ионов на правой границе (на границе ячейки Зейтца–Вигнера) заданному:

$$n_e|_{r=a_d} = n_i|_{r=a_d} = n_{e\infty}. \quad (30)$$

Значение радиуса Зейтца–Вигнера подбиралось таким, чтобы условие (30) выполнялось. Естественно, значение a_d росло с уменьшением $n_{e\infty}$.

На рис. 3 приведены заряд и потенциал пылевых частиц в плазме аргона при разных концентрациях электронов вдали. Видно, что заряд пылевых частиц, в отличие от случая слабоионизованной плазмы, достаточно сильно зависит от концентрации электронов и, как показали расчеты, выходит на стационарный уровень при рассмотренных $n_{e\infty}$ за доли наносекунд. На рис. 3 обращает на себя внимание то, что потенциал пылевой частицы практически не зависит от $n_{e\infty}$ и значительно меньше потенциала, рассчитанного в ПОО. Обсуждение этих особенностей будет проведено ниже. Как видно из рис. 3, аналитическая теория зарядки [4, 9] приводит к слабо падающей зависимости заряда от $n_{e\infty}$ (вследствие падения подвижности электронов из-за роста частоты $e-i$ -столкновений), что не согласуется

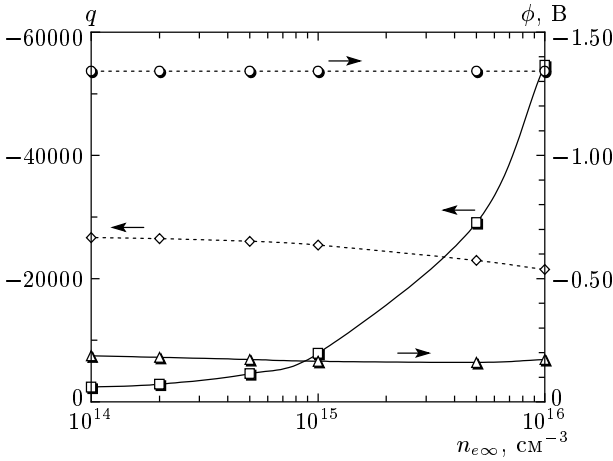


Рис. 3. Заряд и потенциал уединенной пылевой частицы в плазме аргона с учетом кулоновских столкновений в зависимости от концентрации электронов вдали при $T_e = 0.4$ эВ, $r_0 = 10$ мкм: \square — расчетный заряд; \diamond — аналитическая теория зарядки [4, 9]; \triangle — расчетный потенциал; \circ — потенциал в ПОО [29]

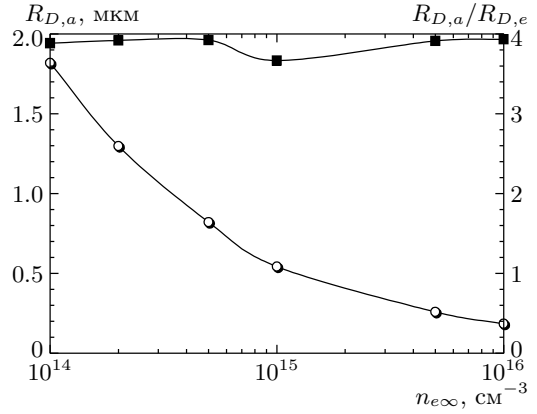


Рис. 4. Радиус экранирования поля уединенной пылевой частицы, полученный в результате аппроксимации расчетного потенциала дебаевским в аргене в зависимости от концентрации электронов вдали при $T_e = 0.4$ эВ, $r_0 = 10$ мкм (\circ) и приведенный к классическому электронному дебаевскому радиусу (\blacksquare)

с наблюдаемой в наших расчетах сильно растущей зависимостью.

Проводилась аппроксимация расчетного потенциала дебаевским:

$$\phi(r) = \frac{eq_a}{r} \exp(-r/R_{D,a}), \quad (31)$$

где r — расстояние от центра пылевой частицы до рассматриваемой точки; q_a , $R_{D,a}$ — параметры аппроксимации — заряд и радиус экранирования. Сравнение полученных в результате аппроксимации радиусов экранирования с дебаевским радиусом плазмы и электронной компоненты проводится на рис. 4. Видно, что $R_{D,a}$ заметно превышает даже $R_{D,e}$, но отношение $R_{D,a}$ к $R_{D,e}$ слабо зависит от концентрации плазмы, оставаясь во всем исследованном диапазоне изменения $n_{e\infty}$ близким к четырем.

Результаты аппроксимации показали, что расчетный потенциал достаточно хорошо передается дебаевским. Отметим, что с учетом конечности размера пылевых частиц теория Дебая–Гюккеля дает экранированный потенциал следующего вида, называемый ДЛФО-потенциалом (потенциал Дерягина–Ландау–Фервея–Овербика):

$$\phi = \frac{eq_{eff}}{1 + r_0/R_{D,a}} \frac{1}{r} \exp\left(-\frac{r - r_0}{R_{D,a}}\right). \quad (32)$$

В этом случае поле определяется выражением

$$E = \frac{eq_{eff}}{r^2} \frac{1 + r/R_{D,a}}{1 + r_0/R_{D,a}} \exp\left(-\frac{r - r_0}{R_{D,a}}\right) \quad (33)$$

и на границе пылинки–плазма поле совпадает с кулоновским:

$$E|_{r=r_0} = \frac{eq_{eff}}{r_0^2}. \quad (34)$$

Отметим, что одним из способов определения заряда q пылевых частиц в расчетах в гидродинамическом приближении было именно «граничное» условие (34), являющееся следствием теоремы Остроградского–Гаусса и выражающее закон сохранения заряда в сферически-симметричной задаче. Вторым способом было интегрирование разности ионного и электронного потоков на пылевую частицу. Степень совпадения определенных двумя способами значений заряда служило указанием на точность его определения, которая обычно превышала пять знаков. Заряд q_{eff} связан с величиной аппроксимированного заряда q_a соотношением

$$q_a = \frac{q_{eff}}{1 + r_0/R_{D,a}} \exp\left(\frac{r_0}{R_{D,a}}\right). \quad (35)$$

Очевидно, что при условии $r_0 \ll R_{D,a}$ оба заряда, q_{eff} и q_a , будут практически совпадать друг с другом.

Аппроксимация потенциала формулой вида (32) позволяет оценить возможность образования кулоновского кристалла пылевых частиц с использованием критерия (5) для рассматриваемых в настоящей работе параметров плотной плазмы. Как видно из рис. 4, в аргене пылевая частица возмущает плазму лишь на небольших расстояниях, поэтому энергия

взаимодействия пылевых частиц станет сравнимой с их тепловой энергией только при высоких концентрациях пыли, превышающих 10^7 см^{-3} . При этом $\lambda \approx 18$ при $n_{e\infty} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, а с ростом концентрации электронов структурный параметр становится еще больше. В литературе нет расчетов условий кристаллизации при таких больших λ . На основе простых оценок, однако, можно сделать вывод, что в аргоне, при разумных концентрациях пылевых частиц на уровне $10^6\text{--}10^7 \text{ см}^{-3}$ и ниже, взаимодействие пылевых частиц будет слабым.

4. ФОТОРЕЗОНАНСНАЯ ПЛАЗМА

Образование фоторезонансной плазмы (ФРП) в случае высокой плотности среды и импульсного воздействия лазерного излучения согласно [16–19, 30, 31] происходит следующим образом. На первом этапе пробоя происходит насыщение резонансного перехода лазерным излучением и возникает начальная ионизация в процессах с участием возбужденных атомов — ассоциативной ионизации, многофотонной (обычно двухквантовой) ионизации резонансного уровня, в лазерно-индуцированных столкновениях. Затравочные электроны затем быстро набирают энергию в сверхупругих столкновениях с резонансно возбужденными атомами среды, интенсивно заселяя более высоколежащие уровни и ионизируя их. Определенную вспомогательную роль при этом снова играет лазерное излучение, ускоряя нарастание плотности электронов за счет одноквантовой фотоионизации высоковозбужденных уровней. В конечном итоге развитие электронной лавины приводит к практически полной ионизации среды в узком канале вдоль лазерного луча. Из сказанного выше следует, что для резонансного пробоя среды интенсивность лазерного излучения должна быть всего лишь порядка интенсивности насыщения, которая в парах металлов достаточно мала ($10\text{--}1000 \text{ Вт/см}^2$) вследствие большой величины дипольного момента и малой ширины резонансного перехода (разумеется, в реальных экспериментах из-за большого поглощения, а также из-за конечного времени развития электронной лавины для создания плазменного канала длиной порядка $1\text{--}10 \text{ см}$ в парах с концентрацией $10^{15}\text{--}10^{17} \text{ см}^{-3}$ необходимы существенно большие интенсивности порядка $10^5\text{--}10^8 \text{ Вт/см}^2$ при длительности импульса $10^{-8}\text{--}10^{-6} \text{ с}$).

Свойства ФРП натрия в присутствии буферного газа (аргона) детально изучались в работе [19],

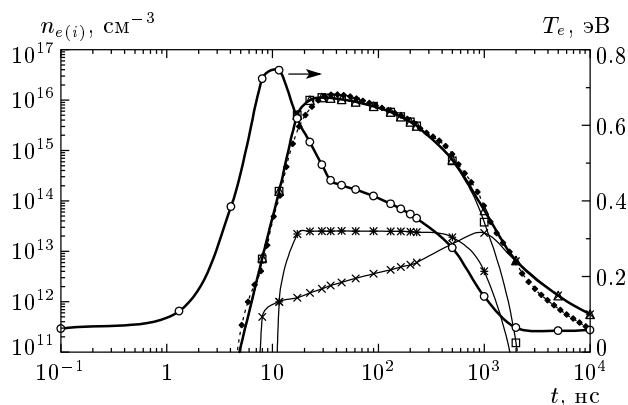


Рис. 5. Динамика изменения температуры и концентрации электронов в фоторезонансной плазме натрия (по данным [19]): Δ — концентрация электронов, \square — ионов Na^+ , \times — Na_2^+ , $*$ — NaAr^+ , \blacklozenge — рассчитанная в настоящей работе концентрация электронов, \circ — температура электронов

в которой также было проведено численное моделирование параметров плазмы, показавшее хорошее согласие с экспериментальными данными. По этой причине при моделировании процессов зарядки пылевых частиц в ФРП мы опирались на результаты, полученные в [19]. Все эксперименты в этой работе проводились с использованием нагреваемой кюветы при температуре паров натрия в ее горячей зоне до $T \approx 700 \text{ К}$ и концентрации $N_{\text{Na}} = 1.8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. При этом концентрация аргона в горячей зоне кюветы была на два порядка больше и составляла $N_{\text{Ar}} = 2.6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Ионизация паров осуществлялась излучением лазера на красителях интенсивностью до 10^8 Вт/см^2 при длительности импульса на полувысоте около 16 нс , настроенного на длину волны резонансного перехода в атоме натрия $3^2S_{1/2}\text{--}3^2P_{3/2}^o$ (589.995 нм). На рис. 5 приведены полученные в [19] результаты численного моделирования динамики изменения температуры и концентрации электронов в ФРП натрия. Эти зависимости, согласующиеся с экспериментом, использовались в настоящей работе в качестве исходных параметров задачи.

Как видно из рис. 5, ион натрия Na^+ примерно до 1 мкс является основным ионом фоторезонансной плазмы, потом основным ионом постепенно становится двухатомный ион Na_2^+ . Доля ионов NaAr^+ составляет менее 1% от концентрации основного иона. Укажем на исключительную роль ионов NaAr^+ в падении температуры электронов после окончания лазерного импульса. При диссоциатив-

ной рекомбинации этих ионов, энергия ионизации уходит на разрыв связи и на кинетическую энергию продуктов диссоциации. А при трехтельной рекомбинации ионов Na^+ образуется высоковозбужденный атом натрия с большим радиационным временем жизни, который далее принимает участие в нагреве электронов в ударах второго рода или может быть ионизован. Поэтому получается, что энергия из ФРП без ионов NaAr^+ выводится главным образом в упругих столкновениях электронов с атомами аргона. Ионы NaAr^+ , несмотря на их малую концентрацию, приводят к значительному уходу энергии из этой системы, что вызывает остывание электронов. Атомарные и молекулярные ионы аргона отсутствовали из-за малой температуры плазмы и высокого потенциала ионизации атома аргона. В настоящей работе решалась нестационарная задача с переменной во времени скоростью ионизации, подобранной так, чтобы концентрации электронов и ионов в невозмущенной плазме в каждый момент времени в ходе расчетов были близки к результатам [19] (треугольники на рис. 5). Ионизация в ФРП является сложным динамическим явлением, в котором принимают участие возбужденные атомы натрия, разогретые в ударах второго рода электроны и, на начальном этапе, лазерное излучение, причем заметная ионизация наблюдается вплоть до 10^3 нс. Основным процессом гибели ионов Na^+ считалась трехтельная рекомбинация с коэффициентом $\beta_3 = 8.75 \cdot 10^{-27} T_e^{-9/2} \text{ см}^6/\text{с}$ [25] (температура — в эВ), а двухатомных ионов натрия — диссоциативная рекомбинация с коэффициентом $\beta_{ei} = 3 \cdot 10^{-7} (0.026/T_e)^{1/2} \text{ см}^3/\text{с}$ [19]. В расчетах рассматривался только один ион с пересчитанными с учетом ионного состава плазмы [19] подвижностью, коэффициентами диффузии и диссоциативной рекомбинации. Пересчет производился просто — подвижность определялась как сумма подвижностей ионов Na^+ и Na_2^+ , умноженных на долю соответствующего иона согласно данным [19]:

$$k_i = k_{i1} \frac{n_{i1}}{n_i} + k_{i2} \frac{n_{i2}}{n_i},$$

где величины с индексом «1» относятся к одноатомным ионам натрия, а с «2» — к двухатомным, $n_i = n_{i1} + n_{i2}$. Коэффициент диссоциативной рекомбинации иона Na_2^+ умножался на долю этого иона, а коэффициент диффузии определялся из соотношения Эйнштейна:

$$D_i = D_{i1} \frac{n_{i1}}{n_i} + D_{i2} \frac{n_{i2}}{n_i} \equiv \frac{k_i T_i}{e}.$$

Приведенные к нормальным условиям подвижности

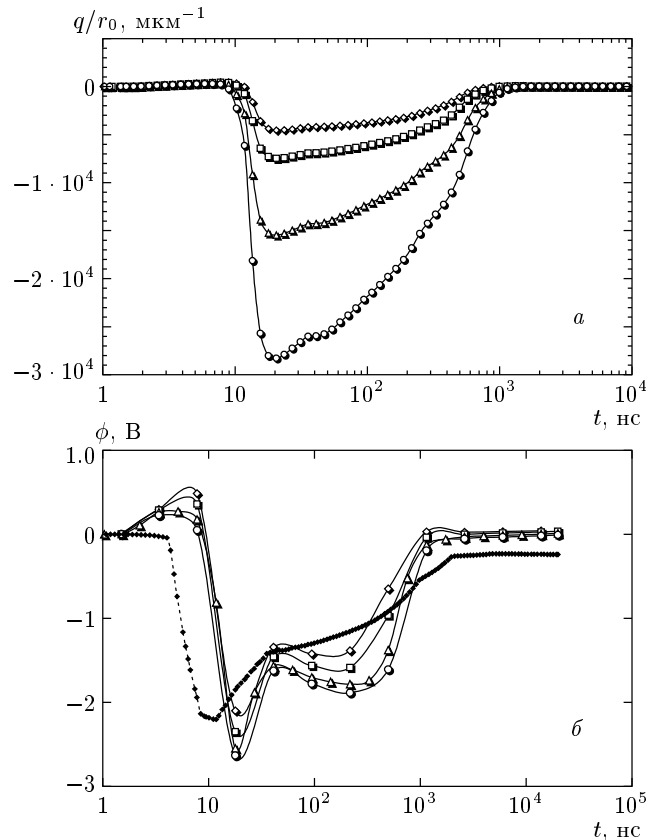


Рис. 6. Эволюция заряда (а) и потенциала (б) уединенной пылевой частицы в фоторезонансной плазме натрия при $n_d = 2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$ ($a_d = 106 \text{ мкм}$). Радиус пылевых частиц $r = 1$ (\diamond), 2 (\square), 5 (\triangle), 10 (\circ) мкм, OML (\blacklozenge) — расчетный потенциал в ПОО

одноатомных и двухатомных ионов натрия определялись по формуле Ланжевена [28]:

$$k_{i1(2)} = 36/\sqrt{\alpha\mu_{1(2)}} \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}, \quad (36)$$

где $\mu_{1(2)}$ — приведенная масса одноатомного или двухатомного иона натрия и нейтральной частицы (аргона), $\alpha = 11.08$ — поляризуемость атома аргона в атомных единицах.

В проводимых в настоящей работе расчетах возможным возмущением ФРП из-за присутствия пылевых частиц можно было пренебречь, поскольку даже при их концентрации на уровне 10^7 см^{-3} и максимальном заряде частицы q , не превышающем $3 \cdot 10^5$ (см. ниже), суммарная плотность заряда, сосредоточенная в частицах была меньше $3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, что более чем на три порядка меньше плотности самой плазмы (см. рис. 5).

Кривые эволюции заряда пылевых частиц раз-

ного радиуса в ФРП приведены на рис. 6а. Расчеты проведены с концентрацией пылевых частиц, равной $2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$. Видно, что заряд пылевых частиц достигает $3 \cdot 10^5$ зарядов электрона. Произошло увеличение заряда пылевой частицы по сравнению с чисто аргоновой плазмой почти на порядок, что вызвано более низким коэффициентом рекомбинации ионов Na^+ по сравнению с ионами Ar_2^+ . Отметим, что на начальном этапе зажигания ФРП до 10 нс, когда концентрация электронов еще недостаточно высока, наблюдалась немонотонность электрического поля, а заряд и потенциал пылевой частицы оказывались даже положительными (см. рис. 6б), но, как отмечалось выше, это вызвано некорректностью гидродинамического подхода вблизи пылевой частицы на раннем этапе. Заряд пылевых частиц оказывается значительным вплоть до 10^3 нс. После этого момента времени основным ионом плазмы становится двухатомный ион натрия (см. рис. 5) с большим коэффициентом диссоциативной рекомбинации, поэтому резко падают плотность частиц плазмы и заряд пылевых частиц. На рис. 6б приведены кривые эволюции потенциала поверхности пылевых частиц, которые показывают неожиданную их близость друг к другу при разных радиусах пылевых частиц и к потенциалу, рассчитанному в ПОО. В этих расчетах по формулам ПОО [29] задавались потоки электронов и ионов (двух сортов) на пылевую частицу с использованием параметров плазмы из [19]. Динамика изменения заряда определялась интегрированием во времени по полунейвной схеме разности потоков ионов и электронов. (В приближении ограниченных орбит потенциал пылевой частицы не зависит от его радиуса.) Некоторое опережение в росте кривой потенциала в ПОО вызвано тем, что в расчетах потоки вычислялись по текущим параметрам невозмущенной плазмы вдали от пылевой частицы.

С целью определения возможности образования кулоновского кристалла в ФРП была проведена аппроксимация расчетного потенциала дебаевским. На рис. 7 приведены значения радиуса экранирования поля пылевой частицы, полученные при аппроксимации, и проводится сравнение этих величин с дебаевским радиусом электронной компоненты, определенным по классическому выражению (4). Видно, что радиус экранирования, полученный при аппроксимации, оказывается больше электронного радиуса Дебая, причем (при примерно той же плотности электронов) $R_{D,a}$ в аргоне заметно меньше (см. рис. 4), чем в ФРП натрия. Это обусловлено разной скоростью электрон-ионной рекомбинации, так как размер области возмущения плазмы пылевой части-

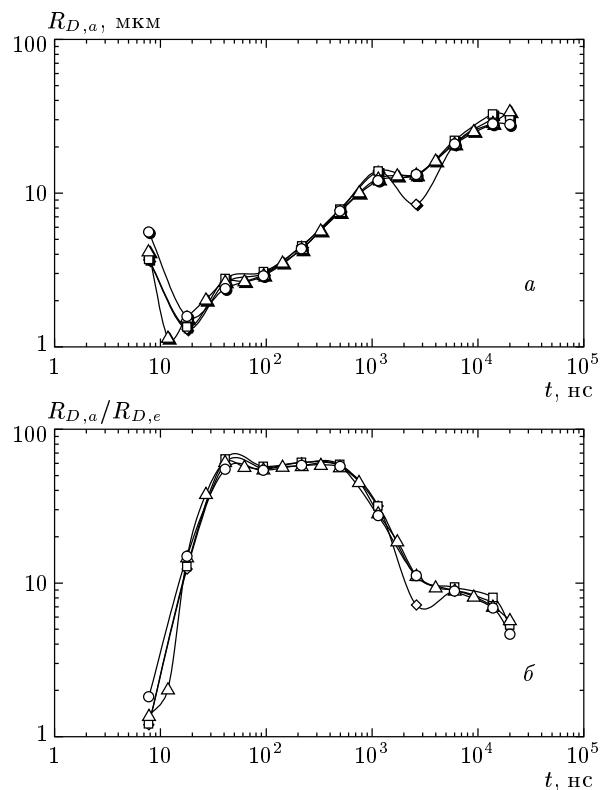


Рис. 7. Зависимости от времени радиуса экранирования заряда пылевой частицы в микронах (а) и приведенного к электронному дебаевскому (б) в фоторезонансной плазме натрия. Радиус пылевых частиц $r = 1$ (\diamond), 2 (\square), 5 (\triangle), 10 (\circ) мкм

цей зависит от объемной скорости гибели заряженных частиц плазмы. Размер этой области R можно оценить, приравняв скорость рекомбинационной и диффузионной гибели (вследствие амбиполярного ухода на пылевые частицы) электронов и ионов. Имеем:

$$R = \pi \sqrt{D_a / n_{i\infty} (\beta_{ei} + \beta_{z} n_{e\infty})}, \quad (37)$$

где D_a — коэффициент амбиполярной диффузии, определяемый соотношением [25]

$$D_a = D_i (1 + T_e / T_i). \quad (38)$$

При переходе к фоторезонансной плазме натрия коэффициент рекомбинации падает на два порядка по сравнению с рассмотренным в третьем разделе случаем зарядки частиц в чистом аргоне, что приводит к увеличению области возмущения плазмы пылевой частицей на порядок. В итоге радиус экранирования также возрастает. Как видно из рис. 7б, после $t = 1$ мкс отношение $R_{D,a}/R_{D,e}$ резко падает,

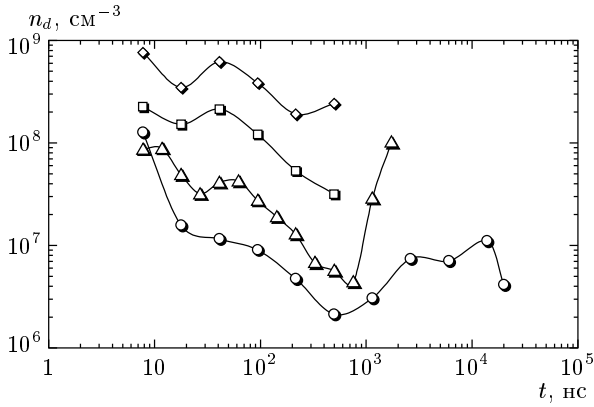


Рис. 8. Концентрация пылевых частиц, выше которой $\Gamma_S > \Gamma_{SC}$ в фоторезонансной плазме натрия в зависимости от времени. Радиус пылевых частиц $r = 1$ (\diamond), 2 (\square), 5 (\triangle), 10 (\circ) мкм

что вызвано сменой сорта основного иона плазмы. Именно то обстоятельство, что коэффициент рекомбинации ионов Na^+ мал, приводит к примерно одинаковым значениям потенциала пылевой частицы в ГД-приближении и в приближении ПОО вследствие уменьшения роли объемного процесса гибели заряженных частиц вблизи пылевой частицы. На стадии преобладания ионов Na_2^+ , как видно из рис. 6б, данные ГД-приближения и ПОО, как и в аргоновой плазме, сильно расходятся.

По результатам аппроксимации на основе соотношения (2) можно оценить концентрацию пылевых частиц, при которой будет выполнено неравенство (5). Эти данные представлены на рис. 8. Вне указанных кривых (до и после) условие кристаллизации не могло быть удовлетворено ни при какой концентрации пылевых частиц. Видно, что в рассматриваемой плотной ФРП натрия условие кристаллизации для частиц радиусом $r_0 = 10$ мкм может быть выполнено при концентрациях пылевых частиц $n_d < 10^7 \text{ см}^{-3}$.

В заключение раздела обратим внимание на то, что данные на рис. 3 и 6 явно указывают на отсутствие вакуумной связи заряда и потенциала в плотной плазме. В общем случае связь заряда пылевой частицы с ее потенциалом зависит от пространственного распределения заряда плазмы около пылевой частицы [22]. В сферически-симметричном случае эта связь дается граничным условием на пылевой частице:

$$\phi|_{r=r_0} = \frac{eq}{r_0} + 4\pi e \int_{r_0}^{\infty} (n_i - n_e) r dr. \quad (39)$$

Полученное выражение показывает, что потенциал пылевой частицы вследствие появления объемного заряда по абсолютной величине будет меньше, чем в вакууме, в случае так называемой вакуумной связи заряда и потенциала. Если экранирование заряда пылевой частицы можно описать экранированным дебаевским потенциалом, то связь заряда с потенциалом, как следует из (32), дается выражением [22]

$$\phi|_{r=r_0} = \frac{eq}{1 + r_0/R_{D,a}} \frac{1}{r_0}, \quad (40)$$

поэтому в случае $R_{D,a} \ll r_0$ потенциал оказывается значительно меньше вакуумного. Также отметим, что ПОО дает значение потенциала поверхности пылевой частицы, а не заряда.

Из рис. 3 и 6 видно, что ПОО-потенциал оказывается выше или сравним с ГД-потенциалом. В работе [22] было обнаружено, что в He при атмосферном давлении, когда условие (9) выполнено и для электронов, ПОО-потенциал меньше найденного в ГД-расчетах. В работах [32, 33] уже отмечалось, что при переходе от бесстолкновительного к гидродинамическому режиму переноса электронов и ионов заряд пылевых частиц с ростом давления проходит через минимум. Отражением именно этого факта является разное поведение ГД-потенциала в сравнении с ПОО в настоящей работе и в [22].

Теперь оценим вклад фотоэлектронной эмиссии под действием лазерного излучения. Энергия кванта в экспериментах была 2.1 эВ, а работа выхода обычных материалов, кроме Cs, выше этого значения. Например, для натрия работа выхода равна 2.35 эВ [34]. С учетом зависимости Фаулера ниже порога, квантовая эффективность для натрия (любая пылевая частица в среде паров натрия будет покрыта слоем этого металла) не превысит 10^{-6} . Следовательно, плотность потока электронов одноквантовой фотоэмиссии можно оценить как $j_{1ph} \leq 0.8 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ при удельной мощности лазерного излучения 100 МВт/см^2 . Большая интенсивность лазерного излучения может приводить к двухквантовому фотоэффекту, но эффективность этого процесса, согласно экспериментам [35, 36], в наших условиях не превысит $(1-3) \cdot 10^{-7}$. Следовательно, для плотности потока двухквантовых фотоэлектронов имеем оценку $j_{2ph} = (1-3) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. В стационаре поток ионов (равный потоку электронов), как показывают расчеты, составляет 20–50 % от ланжевенновского потока, который определяется соотношением [21]

$$J_L = 4\pi e k_i q n_{i\infty} = q \beta_L n_{i\infty}, \quad (41)$$

где β_L — ланжевенский коэффициент рекомбинации [28]. Оценим плотность ланжевенского потока электронов с характерными величинами в максимуме $q \approx -2.8 \cdot 10^5$, $n_{e\infty} \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $r_0 = 10 \text{ мкм}$, $k_i = 28.3 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Получаем, что

$$j_L = J_L/4\pi r_0^2 \approx 1.1 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1},$$

что заметно превышает плотность потока фотоэлектронов. Необходимо также отметить, что фотоэмиссия влияет на зарядку пылевых частиц только в течение короткого лазерного импульса.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные в настоящей работе результаты показали, что, как и ожидалось, при переходе от слабоионизованной к достаточно плотной плазме и увеличении концентрации электронов вплоть до величины порядка 10^{16} см^{-3} заряд пылевой частицы начинает существенно зависеть от плотности плазмы (см. рис. 3 и 6), что связано с включением кулоновских столкновений. Такие столкновения с ростом n_e начинают определяющим образом влиять на скорости процессов дрейфа и диффузии. Результаты численного моделирования также продемонстрировали, что расчетный потенциал уединенной пылевой частицы в плотной плазме падает с удалением от нее существенно медленнее, чем это предсказывает классическая теория Дебая–Гюккеля, причем аппроксимация расчетных данных дает значение радиуса экранирования, значительно (почти до двух порядков) превышающего классический электронный дебаевский радиус (см. рис. 4, 7). После прохождения максимума примерно при 20 нс, заряд пылевой частицы начинает падать (см. рис. 6). Но несмотря на это, плотность пылевых частиц, при которой достигается кристаллизация фоторезонансной плазмы, также постепенно уменьшается, и эта тенденция сохраняется примерно до 10^3 нс (см. рис. 8). Это связано с тем, что одновременно уменьшается структурный параметр λ из-за увеличения радиуса экранирования $R_{D,a}$ (рис. 7). Экспоненциальная же зависимость параметра неидеальности Γ_S от λ при $a > R_{D,a}$, определяемая формулой (2), является существенно более резкой, чем зависимость Γ_S от заряда частицы и чем зависимость от λ критического параметра Γ_{SC} (см. (6)). Но после смены сорта основных ионов плазмы падение критической концентрации пылевых частиц сменяется на медленный рост.

Рассмотрим возможность формирования упорядоченных структур в фоторезонансной плазме в ре-

альных экспериментах. Как грубую оценку сверху для времени формирования можно принять время, за которое макрочастица с тепловой энергией сместится на среднее межчастичное расстояние, что для частиц диаметром 10 мкм в рассмотренной выше ФРП натрия в смеси с буферным газом — аргонном — составляет величину порядка долей секунд. Поэтому для того чтобы плазменно-пылевая структура успела сформироваться, ФРП надо поддерживать в течение этого времени, что может быть организовано при импульсно-периодическом лазерном воздействии с достаточно малым периодом повторения лазерных импульсов. Заметим, что лазеры на парах меди, применяемые для накачки лазеров на красителях, могут работать с частотами повторения импульсов до 100 кГц [37], что в принципе делает возможным формирование упорядоченных структур при импульсно-периодическом образовании ФРП. Кроме того, концентрацию частиц в ФРП можно легко менять в пределах 10^{15} – 10^{17} см^{-3} (см., например, [38]), а также увеличить на порядок плотность буферного газа и, тем самым, снизить коэффициент диффузии (отметим, что при давлении аргона порядка атмосферного и даже при концентрации частиц плазме порядка 10^{16} см^{-3} кулоновские столкновения электронов существенно преобладают над столкновениями с нейтральными атомами — см. разд. 2).

Существенным остается вопрос о возможном размере области существования пылевых структур, поскольку при достаточно больших плотностях пылевой компоненты, которые рассматриваются в настоящей работе, лазерное излучение будет быстро рассеиваться в пылевой плазме. Действительно, сечение экстинкции больших пылевых частиц в видимой области спектра для произвольного показателя преломления материала частиц оказывается порядка $2\pi r_0^2$ [39]. При этом для концентрации частиц $n_d \approx 2 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$ радиусом $r_0 \approx 10 \text{ мкм}$ коэффициент экстинкции может достигать величины порядка 12 см^{-1} (т.е. лазерное излучение сможет углубиться в пылевую плазму на расстояние всего лишь порядка одного миллиметра). Однако в случае непоглощающих (прозрачных или полностью отражающих) частиц пыли лазерное излучение будет только рассеиваться, засвечивая некоторую область с характерным размером, определяемым малым коэффициентом поглощения в резонансной среде (порядка 0.01 – 1 см^{-1}).

Следует отметить, что влияние лазерного излучения с длительностью импульса порядка 10 нс и

пиковой мощностью до 10^8 Вт/см² на разогрев пылевой компоненты плазмы окажется несущественным в том случае, когда частицы изготовлены из прозрачного материала (например, порошка окиси алюминия) или эффективно отражающего лазерное излучение (например, из чистого алюминия с коэффициентом отражения выше 90 % для фотонов с длиной волны 590 нм). Соответственно, оказывается малым и воздействие радиометрической силы на левитацию пылевых частиц ввиду малой длительности импульса нагрева, хотя в максимуме эта сила кратковременно превысит на порядок силу тяжести. Сила светового давления под действием короткого лазерного импульса оказывается заметно меньше, чем радиометрическая сила. Оценки также показывают, что разогревом частиц за счет сферически-симметричного ионного потока при рассмотренных параметрах плазмы также можно пренебречь.

В эксперименте [40] пылевые частицы из меламинформальдегида радиусом 2 мкм в индуктивно-связанной плазме неона при давлении 40–50 Па начинали «чувствовать» лазерное излучение с длиной волны 534 нм, с длительностью на полувысоте 7–11 нс только при энергии в импульсе 15–20 мДж. Исходный лазерный луч диаметром около 1 см фокусировался сферической линзой фокусным расстоянием 7.5 см в пятно диаметром менее 100 мкм. Следовательно, как грубую оценку плотности потока лазерной энергии, не возмущающей пылевую компоненту плазмы в эксперименте [40], имеем величину 10^{10} Вт/см², что на два порядка превышает удельную мощность лазерного излучения, необходимого для создания фоторезонансной плазмы.

Окончательно, проведенное в настоящей работе исследование позволяет нам сделать вывод, что создание и исследование свойств фоторезонансной пылевой плазмы вполне реально. При этом видится следующий путь улучшения условий кристаллизации пылевой компоненты в такой плазме. Как отмечалось выше, уменьшение заряда пылевых частиц, радиуса экранирования и, соответственно, параметра неидеальности на поздней стадии распада фоторезонансной плазмы вызвано наработкой двухатомных ионов натрия с высоким коэффициентом рекомбинации. Для решения данной проблемы можно уменьшить концентрацию атомов натрия до минимально возможного уровня, снизить концентрацию электронов примерно на порядок и заменить аргон в качестве буферного газа неона, что позволит значительно уменьшить образование молекулярных ионов в фоторезонансной плазме, а также снизить потери энергии электронов в упругих столкновениях.

Это также приведет к снижению необходимой для создания фоторезонансной плазмы удельной мощности лазера, что уменьшит тепловую нагрузку на пылевые частицы.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 04-02-16775а) и гранта Президента Российской Федерации по государственной поддержке ведущих научных школ № НШ-1257.2003.2.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Dusty Plasmas in the New Millennium*, ed. by R. Bharuthram, M. A. Hellberg, P. K. Shukla, and F. Verheest, AIP Conf. Proc. Melville, New York (2002), Vol. 649.
2. В. Н. Цытович, УФН **167**, 57 (1997).
3. А. П. Нефедов, О. Ф. Петров, В. Е. Фортон, УФН **167**, 1215 (1997).
4. Б. М. Смирнов, УФН **170**, 495 (2000).
5. P. M. Shukla, Phys. Plasmas **8**, 1791 (2001).
6. A. Piel and A. Melzer, Plasma Phys. Control. Fusion **44**, R1 (2002).
7. Ch. Hollenstein, Plasma Phys. Control. Fusion **42**, R93 (2000).
8. В. Н. Цытович, Г. Е. Морфилл, В. Х. Томас, Физика плазмы **28**, 675 (2002).
9. В. Ю. Баранов, И. А. Белов, А. В. Демьянов и др., в сб. *Изотопы*, под ред. В. Ю. Баранова, ИздАТ, Москва (2000), с. 626.
10. M. O. Robbins, K. Kremer, and G. S. Grest, J. Chem. Phys. **88**, 3286 (1988).
11. M. J. Stevens and M. O. Robbins, J. Chem. Phys. **98**, 2319 (1993).
12. E. J. Meijer and D. Frenkel, J. Chem. Phys. **94**, 2269 (1991).
13. R. T. Farouki and S. Hamaguchi, Appl. Phys. Lett. **61**, 2973 (1992).
14. S. Hamaguchi, R. T. Farouki, and D. H. E. Dubin, Phys. Rev. E **56**, 4671 (1997).
15. А. Ф. Паль, Д. В. Сивохин, А. Н. Старостин и др., Физика плазмы **28**, 32 (2002).

16. В. А. Касьянов, А. Н. Старостин, в сб. *Химия плазмы*, под ред. Б. М. Смирнова, Энергоатомиздат, Москва (1990), вып. 16.
17. И. М. Бетеров, А. В. Елецкий, Б. М. Смирнов, УФН **155**, 265 (1988).
18. А. В. Елецкий, Ю. Н. Зайцев, С. В. Фомичев, ЖЭТФ **94**, 98 (1988).
19. А. Г. Леонов, А. Н. Старостин, Д. И. Чехов, ЖЭТФ **111**, 1274 (1997).
20. А. Ф. Паль, А. Н. Старостин, А. В. Филиппов, Физика плазмы **27**, 155 (2001).
21. А. Ф. Паль, А. О. Серов, А. Н. Старостин и др., ЖЭТФ **119**, 272 (2001).
22. А. В. Филиппов, Н. А. Дятко, А. Ф. Паль, А. Н. Старостин, Физика плазмы **29**, 214 (2003).
23. Б. Дэвисон, *Теория переноса нейтронов*, Атомиздат, Москва (1960).
24. Г. И. Марчук, *Методы расчета ядерных реакторов*, Атомиздат, Москва (1961).
25. Ю. П. Райзер, *Физика газового разряда*, Наука, Москва (1987).
26. J. L. Rack, R. E. Voshall, A. V. Phelps, and L. E. Kline, J. Appl. Phys. **71**, 5363 (1992).
27. В. А. Иванов, УФН **162**, 35 (1992).
28. Б. М. Смирнов, *Ионы и возбужденные атомы в плазме*, Атомиздат, Москва (1974).
29. M. S. Barnes, J. H. Keller, J. C. Forster et al., Phys. Rev. Lett. **68**, 313 (1992).
30. R. M. Measures, JQSRT **10**, 107 (1970).
31. R. M. Measures and P. G. Cardinal, Phys. Rev. A **23**, 804 (1981).
32. А. В. Зобнин, А. П. Нефедов, В. А. Синельщиков, В. Е. Фортов, ЖЭТФ **118**, 554 (2000).
33. Ю. А. Манкелевич, М. А. Олеванов, Т. В. Рахимова, ЖЭТФ **121**, 1288 (2002).
34. *Физические величины. Справочник*, под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова, Энергоатомиздат, Москва (1991), с. 582.
35. M. C. Teich and G. J. Wolga, Phys. Rev. **171**, 809 (1968).
36. E. M. Logophetis and P. L. Hartman, Phys. Rev. Lett. **18**, 581 (1967).
37. М. А. Алаев, А. И. Баранов, Н. М. Верещагин и др., КЭ **3**, 1134 (1976).
38. O. L. Landen, R. J. Winfield, D. D. Burgess et al., Phys. Rev. A **32**, 2963 (1985).
39. М. Борн, Э. Вольф, *Основы оптики*, Наука, Москва (1970).
40. А. Д. Усачев, *частное сообщение* (2003).