

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАРЯДКИ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В СЛАБОИОНИЗОВАННЫХ ИНЕРТНЫХ ГАЗАХ С УЧЕТОМ НЕЛОКАЛЬНОСТИ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПО ЭНЕРГИИ

А. В. Филиппов^{a}, Н. А. Дятко^a, А. С. Костенко^b*

*^a ГНЦ РФ Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований
142190, Троицк, Москва, Россия*

*^b Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119991, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 30 июня 2014 г.

Исследован процесс зарядки пылевых частиц в слабоионизованных инертных газах при атмосферном давлении. Рассматриваются условия, при которых ионизация газа осуществляется внешним источником — пучком быстрых электронов. Выполнен расчет функции распределения электронов по энергии в аргоне, криптоне и ксеноне для трех значений скорости ионизации газа быстрыми электронами: 10^{13} , 10^{14} и 10^{15} см⁻³·с⁻¹. Приведено описание модели зарядки пылевой частицы с учетом нелокального характера формирования функции распределения электронов по энергии в области сильного нарушения квазинейтральности плазмы вокруг пылевой частицы. Влияние нелокальности учитывается в приближении, когда функция распределения является функцией только полной энергии электронов. Выполнены сравнительные расчеты величины заряда пылевой частицы с учетом и без учета эффекта нелокальности функции распределения электронов по энергии. Показано, что учет нелокальности приводит к заметному увеличению заряда пылевых частиц из-за влияния группы горячих электронов из хвоста функции распределения. Установлено, что постоянная экранирования практически совпадает с наименьшей постоянной экранирования, определенной согласно асимптотической теории экранирования с коэффициентами переноса и рекомбинации электронов в невозмущенной плазме.

DOI: 10.7868/S0044451014110200

1. ВВЕДЕНИЕ

Пылевая плазма представляет собой ионизованный газ, содержащий частицы конденсированного вещества микронного размера. В настоящее время наблюдается повышенный интерес к изучению пылевой плазмы, обусловленный ее уникальными свойствами как объекта с высоким значением параметра неидеальности и технологическими приложениями [1–10]. Исследование процесса зарядки пылевых частиц является одной из ключевых задач физики пылевой плазмы, так как позволяет получить информацию о заряде и потенциале взаимодействия пылевых частиц. Эта информация необходима для построения теории пылевой плазмы, способной описать процессы формирования, существо-

вания, эволюции и разрушения упорядоченных плазменно-пылевых структур [1–10]. Она также необходима для описания динамических явлений в пылевой плазме [11, 12]. Экспериментальное определение заряда и потенциала взаимодействия пылевых частиц встречается с определенными трудностями [13, 14], поэтому особенно важным становится теоретическое рассмотрение данной задачи.

В работах [15, 16] была создана численная модель зарядки пылевых частиц в диффузионно-дрейфовом приближении. В этих работах полагалось, что коэффициенты переноса электронов и коэффициент электрон-ионной рекомбинации в инертных газах в возмущенной плазме в окрестности пылевой частицы не зависят от пространственных координат и определяются только параметрами плазмы вдали от пылевой частицы. В реальности функция распределения электронов по энергии (ФРЭЭ) в области действия электрического поля пылевой частицы и сто-

*E-mail: fav@triniti.ru

ка на нее зависит от координат и может заметно отличаться от функции распределения в невозмущенной плазме вдали от частицы. Если характерный размер d , на котором происходит заметное изменение параметров плазмы вблизи пылевой частицы, близок к характерной длине релаксации энергии электронов ℓ_u , то при расчете транспортных и кинетических коэффициентов электронов необходимо учитывать нелокальный характер формирования функции распределения. В работе [17] для учета эффектов нелокальности ФРЭЭ было предложено дополнить модель зарядки [15, 16] уравнением, описывающим пространственное распределение средней энергии (или «температуры») электронов вблизи пылевой частицы. При этом пространственное распределение температуры электронов рассчитывалось с учетом эффектов нелокальности, а транспортные и кинетические коэффициенты электронов считались функциями температуры.

В настоящей работе предложен другой метод учета нелокальности ФРЭЭ вблизи заряженной пылевой частицы, основанный на предположении, что в этой области ФРЭЭ является функцией только полной энергии электронов. Это предположение справедливо, если при движении в области возмущенной плазмы электроны в соударениях с атомами теряют незначительную часть своей энергии, т. е. при выполнении условия $d \ll \ell_u$. Это условие выполняется в слабоионизованных инертных газах при атмосферном давлении. Отметим, что аналогичный подход использовался ранее в работе [18] для описания радиального распределения параметров плазмы в тлеющих разрядах низкого давления в цилиндрических трубках.

Актуальность рассматриваемой задачи обусловлена тем, что плазма инертных газов с частицами конденсированной дисперсной фазы (которые либо образуются в результате плазмохимических процессов с участием молекул примеси или вследствие эрозии стенок рабочей камеры, либо специально вводятся в рабочую среду) имеет ряд практических применений. Например, смесь ксенона и пылевых частиц радиоактивного топлива микронных размеров является рабочей средой фотовольтаической атомной батареи на основе плазменно-пылевых структур [19–21].

2. РАСЧЕТ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ПУЧКОВОЙ ПЛАЗМЕ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ

Рассматривается однородная плазма, создаваемая пучком быстрых электронов в инертных газах

(ксенон, криптон, аргон) при давлении 760 Торр и температуре 300 К. Ионизация газа стационарным пучком быстрых электронов (включая процессы каскадной ионизации) характеризуется скоростью образования вторичных электронов. Термин «вторичные электроны» в данном случае используется для обозначения электронов, энергия которых меньше потенциала ионизации атомов. Для конкретного газа скорость образования вторичных электронов может быть оценена (рассчитана) по заданной плотности тока пучка быстрых электронов и энергии электронов в пучке [22, 23]. В настоящих исследованиях интенсивность источника вторичных электронов рассматривается как независимый варьируемый параметр.

Образовавшиеся вторичные электроны теряют энергию в упругих и неупругих соударениях и исчезают при рекомбинации с положительными ионами. В случае стационарного источника ионизации в плазме устанавливается стационарная концентрация электронов (для их обозначения будем использовать термин «плазменные электроны») с соответствующим энергетическим спектром. Если интенсивность источника вторичных электронов не очень велика, средняя энергия плазменных электронов будет существенно меньше потенциала ионизации атомов. В этом случае плазменные электроны можно характеризовать так называемой низкоэнергетичной частью ФРЭЭ, т. е. энергетическим спектром в диапазоне энергий от 0 до I (потенциал ионизации). Термин ФРЭЭ используется далее для обозначения именно этой части энергетического спектра электронов.

В настоящей работе рассматривались достаточно низкие значения интенсивности источника вторичных электронов (10^{13} – 10^{15} см $^{-3}$ ·с $^{-1}$) и, соответственно, рассчитывалась только низкоэнергетичная часть спектра электронов. Предполагалось также, что основными ионами в плазме являются молекулярные ионы, концентрация которых равна концентрации электронов.

Соответствующее стационарное уравнение Больцмана для ФРЭЭ в рассматриваемых условиях можно записать в виде

$$Q_{ion}S(\varepsilon) + St(n_e f_e) = 0, \quad (1)$$

где n_e — концентрация плазменных электронов, ε — энергия электрона, $f_e(\varepsilon)$ — функция распределения электронов по энергии, $St(n_e f_e)$ — интеграл столкновений, $Q_{ion}S(\varepsilon)$ — источник электронов в интервале энергий $0 \leq \varepsilon \leq I$ с энергетическим спектром $S(\varepsilon)$ и интенсивностью Q_{ion} . Функция $f_e(\varepsilon)$ нормируется условием

$$\int_0^I f(\varepsilon) \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon = 1, \quad (2)$$

а спектр источника вторичных электронов условием

$$\int_0^I S(\varepsilon) d\varepsilon = 1. \quad (3)$$

Интеграл столкновений представляется в виде

$$\text{St}(n_e f_e) = \text{St}_{ee}(n_e f_e) + \text{St}_{el}(n_e f_e) + \text{St}_{ex}(n_e f_e) + \text{St}_{rec}(n_e f_e), \quad (4)$$

где члены в правой части уравнения описывают, соответственно, электрон-электронные ($e-e$) соударения, упругое рассеяние электронов на атомах, возбуждение электронных уровней и диссоциативную рекомбинацию с молекулярными ионами. Детальное описание членов в $\text{St}(n_e f_e)$ дано, например, в работе [24].

Уравнение для концентрации электронов получается путем интегрирования уравнения (1) по энергии и имеет вид

$$Q_{ion} - \beta_{ei} n_e^2 = 0, \quad (5)$$

где β_{ei} — константа скорости рекомбинации, которая рассчитывается по известной $f_e(\varepsilon)$ как

$$\beta_{ei} = \sqrt{\frac{2}{m_e}} \int_0^\infty \varepsilon \sigma_{rec}(\varepsilon) f_e(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (6)$$

где m_e — масса электрона, $\sigma_{rec}(\varepsilon)$ — сечение рекомбинации.

Зависимость сечения диссоциативной рекомбинации электронов от энергии задавалась в виде $\sigma_0 \varepsilon^{-1}$. В этом случае для максвелловской ФРЭЭ с температурой электронов T_e

$$f_M = \frac{2}{\sqrt{\pi} T_e^{3/2}} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{T_e}\right), \quad (7)$$

зависимость константы скорости рекомбинации от T_e имеет вид $\beta_{ei} \propto T_e^{-0.5}$, который согласуется с теоретическими и экспериментальными данными работ [25–28]. Нормировочный коэффициент σ_0 (см. табл. 1) выбирался таким образом, чтобы при $T_e = 300$ К получить приведенные в этой таблице значения коэффициента электрон-ионной рекомбинации из работы [25] для ионов Ar_2^+ , Kr_2^+ и Xe_2^+ .

Транспортные сечения рассеяния электронов на атомах брались из работы [29]; сечения возбуждения

Таблица 1. Значения константы скорости диссоциативной рекомбинации β_0 при $T_e = 300$ К из [25] и величины σ_0 для аргона, криптона и ксенона

Газ	Ar	Kr	Xe
$\beta_0, \text{см}^3/\text{с}$	$0.7 \cdot 10^{-6}$	$1.2 \cdot 10^{-6}$	$1.4 \cdot 10^{-6}$
$\sigma_0, \text{см}^2 \cdot \text{эВ}$	$1.69 \cdot 10^{-15}$	$2.88 \cdot 10^{-15}$	$3.36 \cdot 10^{-15}$

электронных уровней электронным ударом брались из [30] для Xe, [31] для Ar и [32] для Kr.

Энергетический спектр источника вторичных электронов $S(\varepsilon)$ в интервале энергий $0 \leq \varepsilon \leq I$ можно получить путем интегрирования дифференциального сечения ионизации с известной высокоэнергетической ($\varepsilon > I$) частью спектра электронов, формируемого в пучковой плазме (деградационный спектр). Именно таким способом была рассчитана $S(\varepsilon)$ в работе [33] для плазмы аргона, при этом использовался деградационный спектр, рассчитанный в работе [34]. Как следует из работы [33], функцию $S(\varepsilon)$ можно приблизительно аппроксимировать треугольником

$$S(\varepsilon) = \frac{2}{I_{Ar}} \left(1 - \frac{\varepsilon}{I_{Ar}}\right), \quad (8)$$

где $I_{Ar} = 15.76$ эВ — потенциал ионизации атомов аргона. Настоящие расчеты были выполнены для $S(\varepsilon)$ вида (8), при этом в случае Kr вместо I_{Ar} подставлялся потенциал ионизации атомов криптона $I_{Kr} = 14.00$ эВ, а в случае Xe — потенциал ионизации атомов ксенона $I_{Xe} = 12.13$ эВ.

Уравнение (1) решалось численно методом итераций совместно с уравнением для концентрации электронов (5), т. е. $f_e(\varepsilon)$ и n_e рассчитывались самосогласованным образом. Процедура расчета состояла в следующем. Начальным приближением для $f_e(\varepsilon)$ служила максвелловская ФРЭЭ с заданной температурой T_e . По заданной ФРЭЭ рассчитывались константа скорости рекомбинации (6) и концентрация электронов (5). Полученная концентрация электронов подставлялась в уравнение (1) и находилось следующее приближение для ФРЭЭ путем решения уравнения (1). Далее описанная процедура повторялась до тех пор, пока расчетные значения $f_e(\varepsilon)$ и n_e не сходились с заданной точностью. Метод численного решения уравнения (1) с заданной концентрацией электронов аналогичен описанному в работе [24]. В табл. 2 представлены расчетные значения концентрации электронов и температуры электронов (рассчитанной через среднюю энергию, $T_e = 2\langle\varepsilon\rangle/3$).

Таблица 2. Концентрация и температура электронов (рассчитанная через среднюю энергию: $T_e = 2\langle\varepsilon\rangle/3$) в плазме, создаваемой пучком быстрых электронов в аргоне, криптоне и ксеноне при атмосферном давлении и температуре газа 300 К

$Q_{ion},$ $\text{см}^{-3}\cdot\text{с}^{-1}$	Аргон		Криптон		Ксенон	
	$n_e, \text{см}^{-3}$	$T_e, \text{К}$	$n_e, \text{см}^{-3}$	$T_e, \text{К}$	$n_e, \text{см}^{-3}$	$T_e, \text{К}$
10^{13}	$3.7 \cdot 10^9$	316	$2.9 \cdot 10^9$	332	$2.6 \cdot 10^9$	327
10^{14}	$1.2 \cdot 10^{10}$	348	$9.4 \cdot 10^9$	371	$8.3 \cdot 10^9$	364
10^{15}	$4.1 \cdot 10^{10}$	469	$3.1 \cdot 10^{10}$	460	$2.7 \cdot 10^{10}$	435

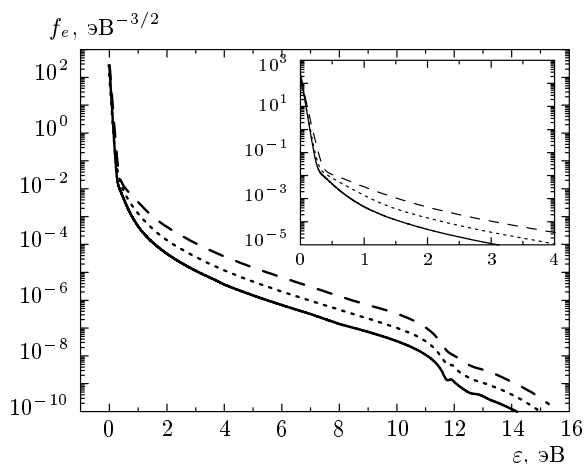


Рис. 1. ФРЭЭ в плазме, создаваемой пучком быстрых электронов в аргоне при атмосферном давлении и температуре газа 300 К. Сплошная кривая — расчет при $Q_{ion} = 10^{13} \text{ см}^{-3}\cdot\text{с}^{-1}$, пунктирная — при $Q_{ion} = 10^{14} \text{ см}^{-3}\cdot\text{с}^{-1}$ и штриховая — при $Q_{ion} = 10^{15} \text{ см}^{-3}\cdot\text{с}^{-1}$

Как следует из таблицы, в рассматриваемых условиях концентрация электронов в плазме оказывается наибольшей в аргоне, а температура электронов при малой скорости ионизации $Q_{ion} = 10^{13} \text{ см}^{-3}\cdot\text{с}^{-1}$ слабо отличается от газовой $T_g = 300 \text{ К}$, а при $Q_{ion} = 10^{15} \text{ см}^{-3}\cdot\text{с}^{-1}$ отличается от газовой примерно в полтора раза.

На рис. 1 показаны ФРЭЭ, рассчитанные для аргона при трех значениях скорости ионизации газа внешним источником. На рисунке видно, что при малых энергиях ($\varepsilon < 0.25\text{--}0.3 \text{ эВ}$) ФРЭЭ является максвелловской с небольшой температурой, сравнимой с газовой. При больших энергиях ($1 \text{ эВ} < \varepsilon < 8 \text{ эВ}$) функции распределения также близки к максвелловским, но с заметно большими температурами. Поэтому рассчитанные ФРЭЭ можно представить как сумму двух максвелловских функций:

Таблица 3. Значения температур T_{e1} , T_{e2} и коэффициентов α и β при трех скоростях ионизации газа в тяжелых инертных газах

Газ	$Q_{ion},$ $\text{см}^{-3}\cdot\text{с}^{-1}$	$T_{e1}, \text{К}$	$T_{e2}, \text{К}$	α	β
Ar	10^{13}	306.0	2481	0.9959	0.0041
	10^{14}	326.5	3175	0.9912	0.0088
	10^{15}	424.8	4562	0.9936	0.0064
Kr	10^{13}	304.4	3585	0.9913	0.0087
	10^{14}	314.5	4278	0.9858	0.0142
	10^{15}	351.3	5373	0.9789	0.0211
Xe	10^{13}	302.9	3628	0.9928	0.0072
	10^{14}	307.1	4021	0.9855	0.0145
	10^{15}	325.1	4706	0.9760	0.0240

$$f_e \approx f_{M1} + f_{M2} \equiv \frac{2\alpha}{\sqrt{\pi}T_{e1}^{3/2}} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{T_{e1}}\right) + \frac{2\beta}{\sqrt{\pi}T_{e2}^{3/2}} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{T_{e2}}\right), \quad (9)$$

где коэффициенты α и β , согласно условию нормировки (2), связаны соотношением

$$\alpha + \beta = 1. \quad (10)$$

Согласно расчетам, ФРЭЭ в криптоне и ксеноне имеют качественно такой же вид, как и в аргоне, и тоже могут быть представлены в виде суммы (9).

В табл. 3 представлены значения температур T_{e1} , T_{e2} и коэффициенты α и β для всех газов и рассмотренных здесь скоростей ионизации газа внешним источником, полученные путем аппроксимации расчетных ФРЭЭ максвелловскими. Эти данные далее будут использованы для оценок заряда в рамках приближенной теории [15].

Таблица 4. Коэффициенты электрон-ионной рекомбинации и переноса электронов в плазме, создаваемой пучком быстрых электронов, найденные путем численного решения уравнения Больцмана для ФРЭЭ при трех скоростях ионизации, и подвижности ионов в тяжелых инертных газах при атмосферном давлении

Газ	$Q_{ion}, \text{см}^{-3}\cdot\text{с}^{-1}$	$\beta_{ei}, \text{см}^3/\text{с}$	$D_e, \text{см}^2/\text{с}$	$k_e, \text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$	$k_i, \text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$
Ar	10^{13}	$6.92 \cdot 10^{-7}$	1253	$4.60 \cdot 10^4$	2.09
	10^{14}	$6.70 \cdot 10^{-7}$	1149	$4.96 \cdot 10^4$	
	10^{15}	$5.87 \cdot 10^{-7}$	2601	$6.95 \cdot 10^4$	
Kr	10^{13}	$1.19 \cdot 10^{-6}$	270.3	$4.92 \cdot 10^3$	1.18
	10^{14}	$1.17 \cdot 10^{-6}$	351.1	$5.00 \cdot 10^3$	
	10^{15}	$1.10 \cdot 10^{-6}$	431.8	$5.23 \cdot 10^3$	
Xe	10^{13}	$1.39 \cdot 10^{-6}$	88.8	$1.58 \cdot 10^3$	0.74
	10^{14}	$1.38 \cdot 10^{-6}$	135.5	$1.64 \cdot 10^3$	
	10^{15}	$1.33 \cdot 10^{-6}$	186.8	$1.70 \cdot 10^3$	

В табл. 4 представлены коэффициенты переноса и рекомбинации электронов, вычисленные с рассчитанными ФРЭЭ. Там же приведены подвижности двухатомных ионов, основных ионов плазмы при повышенных давлениях в инертных газах, которые определялись из закона Ланжевена [35] по поляризуемости атомов нейтрального газа:

$$k_i = \frac{36}{\sqrt{\alpha_g \mu_i}}, \quad \mu_i = \frac{m_i m_g}{m_i + m_g}. \quad (11)$$

Эти формулы определяют подвижность ионов при нормальных условиях в $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, α_g — поляризуемость атомов газа в атомных единицах, μ_i — приведенная масса ионов с массой $m_i = 2m_g$ и атомов газа с массой m_g в атомных единицах массы (для атомов аргона $\alpha_g = 11.08$, $m_g = 39.94$; криптона $\alpha_g = 16.74$, $m_g = 83.8$ и ксенона $\alpha_g = 27.06$, $m_g = 131.29$ [36, 37]). Коэффициенты диффузии ионов определялись из соотношения Эйнштейна $D_i/k_i = T_i/e$. Температуры ионов везде полагались равной газовой.

3. МОДЕЛЬ ЗАРЯДКИ С УЧЕТОМ НЕЛОКАЛЬНОСТИ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПО ЭНЕРГИИ

При давлении газа порядка атмосферного и более, длина свободного пробега электронов и ионов в

Таблица 5. Длина свободного пробега и характерная длина релаксации энергии электрона, длина свободного пробега двухатомных ионов и дебаевский радиус экранирования в плазме, создаваемой пучком быстрых электронов при трех скоростях ионизации в тяжелых инертных газах при атмосферном давлении

Газ	$Q_{ion}, \text{см}^{-3}\cdot\text{с}^{-1}$	$\ell_e, \text{мкм}$	$\ell_u, \text{мкм}$	$\ell_i, \text{мкм}$	$R_D, \text{мкм}$
Ar	10^{13}	3.40	652	0.054	13.8
	10^{14}	3.75	720		7.79
	10^{15}	5.80	1112		4.50
Kr	10^{13}	0.72	199	0.046	15.7
	10^{14}	0.88	244		8.88
	10^{15}	0.97	270		5.06
Xe	10^{13}	0.24	83	0.037	16.3
	10^{14}	0.34	119		9.20
	10^{15}	0.43	150		5.21

плазме оказывается много меньше, чем размер пылевых частиц, которые, например, в атомной батарее будут иметь величину порядка $r_0 = 1-100$ мкм [19–21]. Поэтому процесс переноса электронов и ионов на пылевые частицы можно рассматривать в диффузионно-дрейфовом приближении [38]. Но в инертных газах при указанных выше условиях длина релаксации энергии электронов оказывается сравнимой или много больше характерных размеров задачи о зарядке пылевых частиц, поэтому необходим учет нелокального характера формирования ФРЭЭ. Например, в аргоне при атмосферном давлении при скорости ионизации газа $Q_{ion} = 10^{14} \text{см}^{-3}\cdot\text{с}^{-1}$ длина пробега электронов составляет величину порядка 3 мкм, а характерная длина релаксации энергии электронов превышает 700 мкм. В табл. 5 представлены длины свободного пробега электронов ℓ_e , характерные длины установления энергии электронов ℓ_u и дебаевские радиусы R_D в аргоне, криптоне и ксеноне. Длина свободного пробега электронов определялась с использованием данных, представленных в табл. 2, 4 на основе классической формулы: $D_e = v_{th,e} \ell_e / 3$, где $v_{th,e} = \sqrt{8T_e / \pi m_e}$.

Длина релаксации энергии электронов определялась из выражения [39]:

$$\ell_u = (n_g \sqrt{\sigma_m \sigma_u})^{-1}, \quad (12)$$

где σ_u — эффективное сечение неупругих столкнове-

ний, которое в случае преобладания упругих потерь приближенно можно представить в виде

$$\sigma_u = \delta\sigma_m \approx \frac{2m_e}{m_g} \sigma_m. \quad (13)$$

Здесь σ_m — транспортное сечение упругих столкновений. В этом случае мы получаем, что $\ell_u \approx \approx \ell_e \sqrt{m_g/2m_e}$. Вычисленные по этой формуле значения и приведены в табл. 5. В табл. 5 также приведены длины свободного пробега ионов ℓ_i при атмосферном давлении. Отметим, что для ионов длина свободного пробега и характерная длина релаксации их энергии практически совпадают.

Из табл. 5 следует, что длина релаксации энергии электронов превышает характерный размер задачи о зарядке пылевых частиц, в качестве которого выступает дебаевский радиус экранирования. Поэтому учет нелокальности ФРЭЭ выполним в рамках подхода, предложенного в работах [18, 40]. В данном подходе ФРЭЭ полагается функцией только полной энергии электронов — суммы потенциальной и кинетической энергии, которая сама зависит от пространственных координат. Моделирование процесса зарядки пылевой частицы будем проводить методом ячеек Зейтца–Вигнера, в котором рассматривается зарядка одной сферической пылевой частицы радиусом r_0 , помещенной в центр сферически-симметричной ячейки с радиусом a_d , определяемым концентрацией пылевых частиц,

$$a_d = \left(\frac{4}{3} \pi n_d \right)^{-1/3}, \quad (14)$$

где n_d — концентрация пылевых частиц. Заряд пылевых частиц и концентрации электронов и ионов в предположении, что имеется только один сорт положительных ионов, в диффузионно-дрейфовом приближении определяются следующими уравнениями непрерывности:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{j}_e &= Q_{ion} - \beta_{ei} n_e n_i, \\ \frac{\partial n_i}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{j}_i &= Q_{ion} - \beta_{ei} n_e n_i. \end{aligned} \quad (15)$$

Величины с индексом «e» относятся к электронам, «i» — к положительным ионам, $n_{e(i)}$ — концентрации заряженных частиц, Q_{ion} — скорость ионизации газа внешним источником, β_{ei} — коэффициент электрон-ионной рекомбинации, \mathbf{j}_e , \mathbf{j}_i — плотности потока электронов и положительных ионов, которые определяются выражениями

$$\begin{aligned} \mathbf{j}_e &= -\nabla (D_e n_e) - k_e n_e \mathbf{E}, \\ \mathbf{j}_i &= -D_i \nabla n_i + k_i n_i \mathbf{E}. \end{aligned} \quad (16)$$

Здесь $k_{e(i)}$ — подвижности и $D_{e(i)}$ — коэффициенты диффузии заряженных частиц, которые для электронов в общем случае зависят от расстояния до центра пылевой частицы. Напряженность самосогласованного электрического поля в плазме \mathbf{E} определяется уравнением Пуассона

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi e (n_i - n_e), \quad (17)$$

где e — абсолютное значение заряда электрона.

Предположим, что при попадании на поверхность пылевой частицы электрона или иона их заряд с единичной вероятностью передается частице. Тогда система уравнений (15), (17) должна удовлетворять следующим граничным условиям:

$$\begin{aligned} n_e|_{r=r_0} &= 0, & n_i|_{r=r_0} &= 0, \\ j_e|_{r=a_d} &= 0, & j_i|_{r=a_d} &= 0, & E|_{r=a_d} &= 0. \end{aligned} \quad (18)$$

Отметим, что вследствие квазинейтральности расчетной ячейки, заряд пылевой частицы определяется значением электрического поля на границе между частицей и плазмой — из «граничного» условия

$$E|_{r=r_0} = \frac{eq}{r_0^2}. \quad (19)$$

Заряд пылевой частицы также можно найти путем решения нестационарной задачи, интегрируя потоки электронов и ионов на ее поверхность:

$$q(t) = 4\pi r_0^2 \int_0^t (j_i - j_e)|_{r=r_0} dt. \quad (20)$$

Сравнение значений зарядов, полученных из соотношений (19) и (20), позволяет судить о точности определения заряда.

Отметим, что уравнения непрерывности (15) с потоками (16) в рамках применимости диффузионно-дрейфового приближения являются «точными», а диффузионно-дрейфовое приближение для описания процесса зарядки пылевых частиц микронного размера в инертных газах при атмосферном давлении и выше, как уже отмечалось выше, применимо. Основной проблемой является вычисление коэффициентов переноса и рекомбинации электронов в окрестности пылевой частицы с учетом влияния самосогласованного электрического поля и эффектов нелокальности функции распределения электронов. В инертных газах при атмосферном давлении реализуется случай, когда не выполняется условие применимости локального приближения [18]:

$$\ell_u \gg r_0 + R_D. \quad (21)$$

В этом случае ФРЭЭ и соответствующие транспортные и кинетические коэффициенты не являются функциями локальных значений параметров плазмы (напряженности электрического поля, концентрации электронов). При выполнении условия (21) во время движения в электрическом поле отрицательно заряженной пылевой частицы электроны в соударениях с атомами теряют незначительную часть своей энергии. Поэтому можно считать, что полная энергия электрона $w = \varepsilon + e\phi(r)$ становится приближенным интегралом движения. По этой причине полная энергия становится аргументом функции распределения электронов [18, 40]. В заданной точке, расположенной на расстоянии r от центра пылевой частицы, самосогласованный потенциал пылевой частицы равен $\phi = \phi(r)$, поэтому в эту точку могут попасть только те электроны, для которых выполняется условие $\varepsilon \geq -e\phi(r)$. Зная значения потенциала электрического поля, в приближении, при котором ФРЭЭ является функцией только полной энергии электронов [18, 40], мы можем вычислить коэффициенты переноса и рекомбинации электронов и далее их концентрацию из уравнения баланса числа электронов.

В случае отсутствия стоков электронов на отрицательно заряженную пылевую частицу концентрация электронов на расстоянии r от центра частицы определяется интегралом

$$n_e(r) = n_{e0} \int_0^\infty f_e(w) \sqrt{w} dw = n_{e0} \int_{-e\phi(r)}^\infty f_{e0}(\varepsilon) \sqrt{\varepsilon + e\phi(r)} d\varepsilon, \quad (22)$$

где n_{e0} , f_{e0} — концентрация электронов и ФРЭЭ в невозмущенной плазме. В случае максвелловского распределения электронов по энергии из (22) следует обычное распределение Больцмана:

$$n_e(r) = n_{e0} \exp\left(\frac{e\phi(r)}{T_e}\right). \quad (23)$$

Из-за стока электронов на пылевую частицу в реальной пылевой плазме концентрация электронов будет отклоняться от зависимости (22), и это отклонение мы можем отследить путем решения уравнения баланса числа электронов с коэффициентами переноса, вычисленными с учетом нелокальности ФРЭЭ.

Подвижность, коэффициенты диффузии и рекомбинации электронов [39] в рассматриваемом здесь приближении определяются следующими формулами (см., например, [40]):

$$\begin{aligned} k_e(r) &= -\frac{n_{e0}}{n_e} \frac{e\sqrt{2}}{3n_g\sqrt{m_e}} \times \\ &\times \int_0^\infty \frac{\varepsilon}{\sigma_m(\varepsilon)} \frac{\partial f_{e0}[\varepsilon - e\phi(r)]}{\partial \varepsilon} d\varepsilon, \\ D_e(r) &= \frac{n_{e0}}{n_e} \frac{\sqrt{2}}{3n_g\sqrt{m_e}} \times \\ &\times \int_0^\infty \frac{\varepsilon}{\sigma_m(\varepsilon)} f_{e0}[\varepsilon - e\phi(r)] d\varepsilon, \\ \beta_{ei}(r) &= \frac{n_{e0}}{n_e} \sqrt{\frac{2}{m_e}} \times \\ &\times \int_0^\infty \varepsilon \sigma_{rec}(\varepsilon) f_{e0}[\varepsilon - e\phi(r)] d\varepsilon, \end{aligned} \quad (24)$$

где n_e определено формулой (22). Вычисленные зависимости коэффициентов переноса и рекомбинации электронов от абсолютного значения потенциала электрического поля для аргона представлены на рис. 2. Как показали расчеты, качественно подобное поведение подвижности и коэффициента рекомбинации электронов имеет место и в криптоне, и в ксеноне. Сложное поведение кривых k_e ($|\phi|$) обусловлено тем, что транспортное сечение электронов в аргоне (аналогично и в криптоне, и в ксеноне) в области энергий электронов 0.2–0.3 эВ имеет глубокий рамзауэровский минимум [29]. Падение коэффициента рекомбинации электронов с ростом $|\phi|$ связано с увеличением средней энергии электронов, что хорошо видно на рис. 3. На этом рисунке также видно, что температура и характеристическая энергия электронов, близкие при малых значениях $|\phi|$, по мере роста $|\phi|$ начинают все больше отличаться друг от друга, что вызвано возрастанием степени отклонения ФРЭЭ от однотемпературной максвелловской из-за растущего вклада группы горячих электронов, которая характеризуется температурой T_{e2} . Нужно отметить, что в криптоне и ксеноне температура и характеристическая энергия электронов заметно различаются уже при нулевом значении электрического потенциала.

В табл. 6 представлены установившиеся значения заряда пылевой частицы радиусом $r_0 = 10$ мкм, полученные в расчетах процесса зарядки с учетом нелокальности ФРЭЭ. Для сравнения там же приведены значения заряда, полученные в расчетах с постоянными коэффициентами переноса и рекомбинации согласно [15]. Видно, что учет нелокальности ФРЭЭ приводит к заметному увеличению абсолютного значения заряда пылинки.

Таблица 6. Установившиеся значения зарядов пылевых частиц радиусом 10 мкм, полученные в расчетах с учетом нелокальности ФРЭЭ (q_n), с постоянными коэффициентами переноса и рекомбинации электронов (q_c), согласно аналитической теории зарядки [15] с температурами T_e (q_a), $T_{char} = eD_e/k_e$ (q_{char}) и T_{e2} (q_{a2})

Газ	$Q_{ion}, \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$	q_n	q_c	q_a	q_{char}	q_{a2}
Ar	10^{13}	$-1.16 \cdot 10^4$	-2427	-1892	-1892	$-1.55 \cdot 10^4$
	10^{14}	$-1.74 \cdot 10^4$	-2929	-2099	-2047	$-1.93 \cdot 10^4$
	10^{15}	$-2.54 \cdot 10^4$	-4383	-2918	-2709	$-2.65 \cdot 10^4$
Kr	10^{13}	$-1.65 \cdot 10^4$	-3836	-1659	-3183	$-2.28 \cdot 10^4$
	10^{14}	$-2.28 \cdot 10^4$	-5298	-1857	-4076	$-2.68 \cdot 10^4$
	10^{15}	$-3.13 \cdot 10^4$	-7030	-2314	-4825	$-3.29 \cdot 10^4$
Xe	10^{13}	$-1.26 \cdot 10^4$	-3577	-1503	-2988	$-2.26 \cdot 10^4$
	10^{14}	$-1.76 \cdot 10^4$	-5641	-1680	-4422	$-2.54 \cdot 10^4$
	10^{15}	$-2.47 \cdot 10^4$	-8337	-2017	-5930	$-3.02 \cdot 10^4$

Согласно аналитической теории зарядки [15] и результатам численных расчетов [41], заряд пылевых частиц в диффузионно-дрейфовом режиме переноса электронов и ионов в пренебрежении эффектами нелокальности можно оценить по формуле

$$q = -\frac{T_e r_0}{e^2} \ln \left(1 + \frac{k_e}{k_i} \right). \quad (25)$$

В табл. 6 представлены значения заряда, вычисленные по формуле (25):

1) с использованием температуры электронов из табл. 2 и подвижностей электронов и ионов из табл. 4;

2) с определенной по данным из табл. 4 характеристической энергией $T_{char} = eD_e/k_e$ в качестве температуры электронов;

3) с температурой T_{e2} группы горячих электронов из табл. 3.

В последнем случае значения подвижности электронов вычислены с максвелловской функцией распределения с сечениями из [29]. Из таблицы следует, что в аргоне значения q_c , q_a и q_{char} достаточно близки друг к другу, а в криптоне и ксеноне q_a оказывается заметно меньше q_c и q_{char} , которые, в свою очередь, хорошо согласуются друг с другом. Это говорит о том, что для оценок заряда в условиях применимости диффузионно-дрейфового приближения и малости эффектов нелокальности ФРЭЭ лучше использовать характеристическую энергию, а не температуру, определенную по средней энергии электронов. Этот вывод является прямо противоположным выводу авторов [42] о том, что в условиях применимости приближения ограниченных орбит (ПОО) для

расчета заряда в тлеющем газовом разряде лучше использовать температуру, определенную по средней энергии электронов. Это, на наш взгляд, связано с тем, что ФРЭЭ в тлеющем газовом разряде в области высоких энергий обеднена из-за потерь энергии электронов в процессах возбуждения электронных уровней и ионизации атомов. Поэтому заряд пылевых частиц главным образом определяется электронами, имеющими энергию порядка нескольких единиц средней энергии электронов. А в диффузионно-дрейфовом приближении заряд определяется конкуренцией процессов диффузии и дрейфа электронов, поэтому распределение электронов в поле заряженной пылевой частицы достаточно хорошо описывается распределением Больцмана именно с характеристической энергией (см. рис. 4 и 5), которая в конечном счете и определяет заряд пылевых частиц.

Из табл. 6 также следует, что оценка заряда с использованием температуры T_{e2} оказывается достаточно близкой к q_n , что позволяет сделать вывод о том, что именно группа горячих электронов в пучковой плазме определяет величину заряда пылевых частиц.

Были также выполнены расчеты заряда по модели [17], в которой нелокальность учитывается введением дополнительного уравнения баланса энергии электронов. Оказалось, что величина заряда пылевых частиц в этом случае значительно меньше, чем в модели с сохранением полной энергии электрона и сравнима со значениями заряда, полученными в рамках модели с постоянными коэффициентами пе-

Таблица 7. Постоянные экранирования при трех скоростях ионизации в тяжелых инертных газах при атмосферном давлении

Газ	$Q_{ion}, \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$	$k_{app}, \text{см}^{-1}$	ζ	$k_D, \text{см}^{-1}$	$k_s, \text{см}^{-1}$	$k_1, \text{см}^{-1}$	$k_2, \text{см}^{-1}$
Ar	10^{13}	281	1.04	727	220	727	220
	10^{14}	414	1.07	1283	389	1285	389
	10^{15}	623	1.11	2223	669	2241	669
Kr	10^{13}	366	1.10	636	337	636	337
	10^{14}	631	1.19	1127	596	1131	596
	10^{15}	1066	1.31	1978	1044	2006	1144
Xe	10^{13}	444	1.09	612	442	612	442
	10^{14}	754	1.19	1087	784	1092	776
	10^{15}	1298	1.33	1919	1382	1956	1325

реноса. Этот факт можно пояснить следующим образом. В работе [17] было показано и численные расчеты, проведенные в настоящей работе, подтверждают это, что в модели зарядки с уравнением баланса энергии электронов средняя энергия электронов в области возмущения плазмы остается практически постоянной (только в непосредственной близости от поверхности пылевой частицы начинает падать из-за торможения в электрическом поле пылевой частицы). Поэтому заряд в этой модели хорошо согласуется с зарядом, полученным в расчетах с постоянными транспортными и кинетическими коэффициентами электронов. С другой стороны, примерное постоянство средней энергии электронов приводит к тому, что их распределение в поле пылевой частицы достаточно хорошо описывается распределением Больцмана с температурой, равной характеристической энергии (см., например, рис. 4, 5). Это говорит о том, что ФРЭЭ в этой модели соответствует максвелловской с температурой, равной характеристической энергии. В рассматриваемых условиях эта температура значительно меньше, чем температура T_{e2} группы горячих электронов. Поэтому величина заряда, рассчитанного в рамках модели [17], оказывается меньше, чем значение, полученное в рамках модели с сохранением полной энергии электрона.

На рис. 4 и 5 в качестве примера приведены распределения электронов и ионов около заряженной пылевой частицы в аргоне и ксеноне при скорости ионизации газа $Q_{ion} = 10^{15} \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, полученные в расчетах с постоянными коэффициентами переноса и в расчетах с учетом нелокальности ФРЭЭ. Видно, что как в аргоне, так и в ксеноне

учет нелокальности приводит к заметному расширению области нарушения квазинейтральности плазмы. Интересно отметить, что сам вид распределений ионов в аргоне и ксеноне существенно различен. Это связано с тем, что в области нарушения квазинейтральности плазмы концентрация ионов определяется процессом их дрейфового ухода к поверхности пылевой частицы. Поэтому скорость их «гибели» в этой области определяется (подробнее см. в [17, 41]) коэффициентом ланжевеновской рекомбинации ионов $\beta_L = 4\pi e k_i$, который для ионов Ar_2^+ равен $\beta_{L,Ar} = 3.789 \cdot 10^{-6} \text{см}^3/\text{с}$ для Kr_2^+ — $\beta_{L,Kr} = 2.126 \cdot 10^{-6} \text{см}^3/\text{с}$ для Xe_2^+ — $\beta_{L,Xe} = 1.335 \cdot 10^{-6} \text{см}^3/\text{с}$. Сравнение этих величин со значениями коэффициента электрон-ионной рекомбинации в табл. 4 показывает, что в аргоне $\beta_{L,Ar} > \beta_{ei}$, поэтому скорость «гибели» ионов в области нарушения квазинейтральности плазмы оказывается выше и, соответственно, концентрация ионов ниже, чем в невозмущенной плазме. В ксеноне при скорости ионизации газа $Q_{ion} = 10^{15} \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ $\beta_{L,Xe} \approx \beta_{ei}$, поэтому концентрация ионов остается практически постоянной и только вблизи поверхности пылевой частицы из-за включения процесса диффузии резко падает. Причем в расчетах с учетом нелокальности напряженность поля около пылевой частицы выше и влияние диффузии ионов сказывается на их распределении на более близких расстояниях от частицы, чем в расчетах с постоянными коэффициентами.

На рис. 4 и 5 также приведены распределения Больцмана для электронов с температурой, рассчитанной из средней энергии, и с температурой, равной характеристической энергии. В аргоне обе тем-

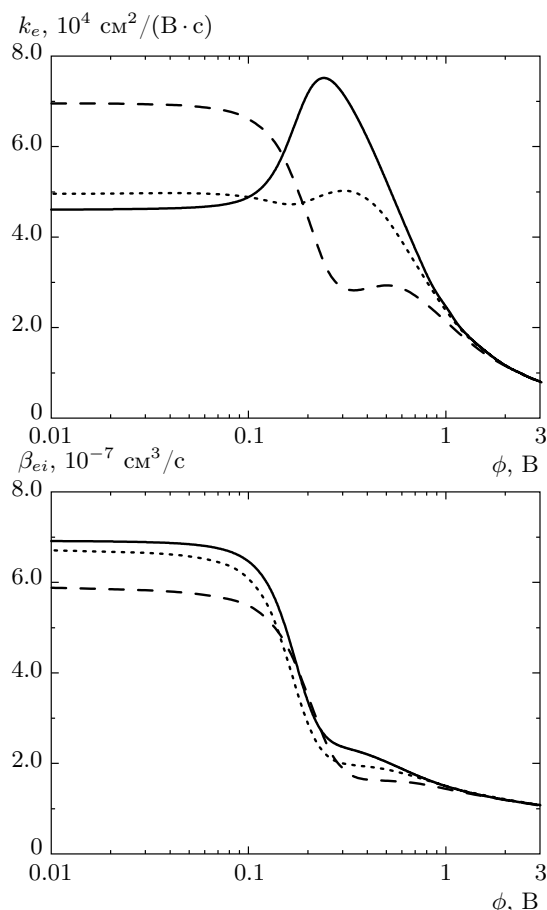


Рис. 2. Подвижность электронов и коэффициент электрон-ионной рекомбинации как функции абсолютного значения электростатического потенциала в плазме, создаваемой пучком быстрых электронов в аргоне при атмосферном давлении и температуре газа 300 К. Сплошные кривые — расчет при $Q_{ion} = 10^{13} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, пунктирные — при $Q_{ion} = 10^{14} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ и штриховые — при $Q_{ion} = 10^{15} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$

пературы близки друг к другу и их хорошее согласие друг с другом и с результатами численного расчета неудивительно, а в ксеноне с численными расчетами хорошо согласуется только распределение Больцмана с температурой, равной характеристической энергии. На рис. 4 и 5 также приведены распределения, полученные из (22), которые хорошо согласуются с результатами численных расчетов с учетом нелокальности. Это говорит о слабом влиянии стока электронов на пылевую частицу на их пространственное распределение.

На рис. 6 в качестве примера приведены распределения потенциала в аргоне, полученные в рас-

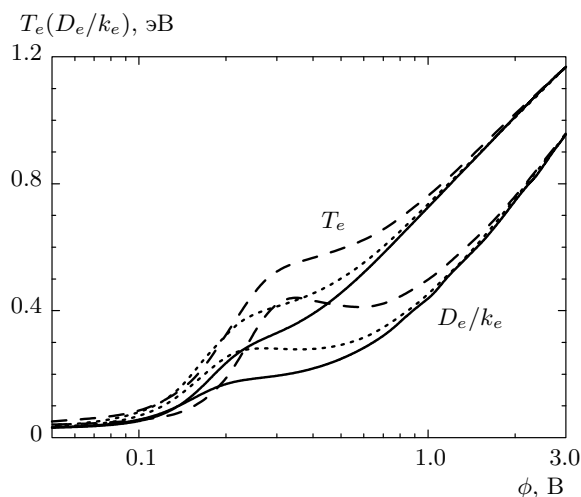


Рис. 3. Температура и характеристическая энергия электронов как функции абсолютного значения электростатического потенциала в плазме, создаваемой пучком быстрых электронов в аргоне при атмосферном давлении и температуре газа 300 К. Сплошные кривые — расчет при $Q_{ion} = 10^{13} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, пунктирные — при $Q_{ion} = 10^{14} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ и штриховые — при $Q_{ion} = 10^{15} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$

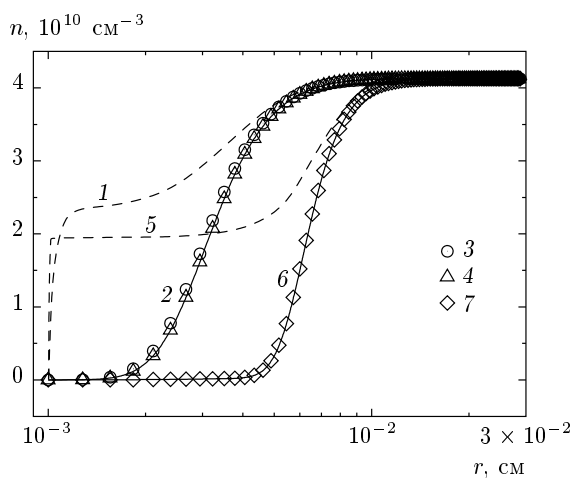


Рис. 4. Распределения концентрации электронов и ионов вокруг пылевой частицы радиусом 10 мкм в плазме, создаваемой пучком быстрых электронов в аргоне при атмосферном давлении и температуре газа 300 К, при $Q_{ion} = 10^{15} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$. Кривые 1 — $n_i(r)$ и 2 — $n_e(r)$ в расчетах с постоянными коэффициентами переноса и рекомбинации электронов, 3 — распределение Больцмана с $T_e = 2\langle\varepsilon\rangle/3$ и 4 — с $T_e = eD_e/k_e$, 5 — $n_i(r)$ и 6 — $n_e(r)$ в расчетах с учетом нелокальности ФРЭЭ, 7 — $n_e(r) = n_{e0} \int_{-e\phi(r)}^{\infty} f_e \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon$

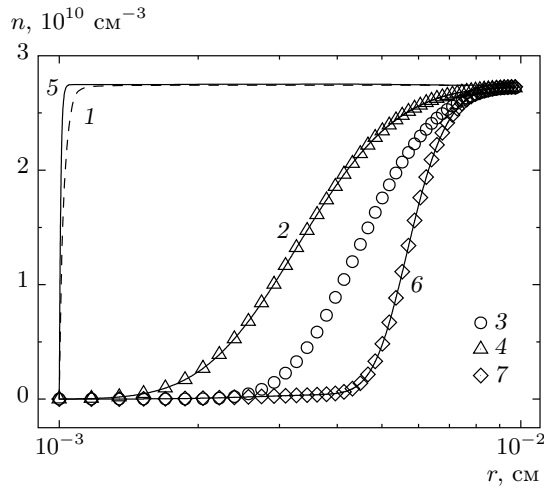


Рис. 5. Аналогичные представленным на рис. 4 распределения концентрации электронов и ионов в ксеноне при атмосферном давлении и температуре газа 300 К при $Q_{ion} = 10^{15} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$

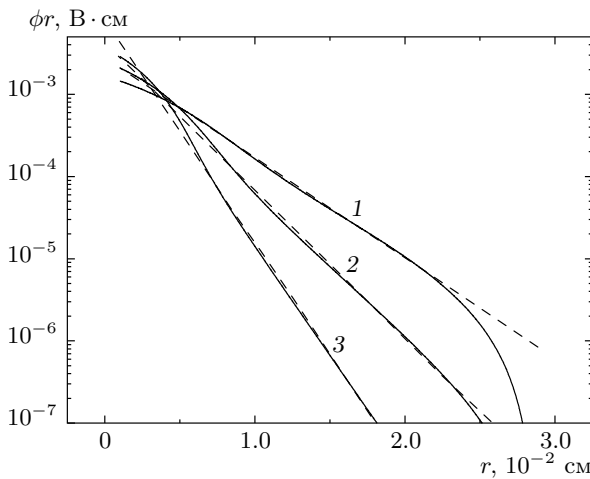


Рис. 6. Распределение потенциала вокруг пылевой частицы радиусом 10 мкм в плазме, создаваемой пучком быстрых электронов в аргоне при атмосферном давлении и температуре газа 300 К. Сплошные кривые — численный расчет, штриховые — аппроксимация дебаевским потенциалом при $Q_{ion} = 10^{13} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ (1), $Q_{ion} = 10^{14} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ (2) и $Q_{ion} = 10^{15} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ (3)

четах с учетом нелокальности. Видно, что с ростом скорости ионизации газа экранирование заряда пылевой частицы усиливается. С целью определения постоянных экранирования была выполнена аппроксимация расчетных потенциалов дебаевским. Полученные в результате этого кривые приведены

на рис. 6, а получившиеся постоянные экранирования — в табл. 7. На рис. 6 видно, что дебаевский потенциал достаточно хорошо согласуется с расчетным потенциалом. В табл. 7 также приведены постоянные экранирования, определенные на основе асимптотической теории [43, 44]. Здесь учтено, что в случае отличия ФРЭЭ от максвелловской электронная дебаевская постоянная переопределяется (более подробно см. в [42]):

$$k_D^2 = k_{Di}^2 + k_{De}^2,$$

$$k_{Di}^2 = \frac{4\pi e^2 n_{i0}}{T_i},$$

$$k_{De}^2 = \frac{4\pi e^2 n_{e0}}{\frac{2}{3}\langle \varepsilon \rangle} \zeta, \quad \zeta = -\frac{2}{3}\langle \varepsilon \rangle \int_0^\infty \frac{\partial f_e}{\partial \varepsilon} \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon.$$

Параметр ζ определяет степень отклонения ФРЭЭ от максвелловской, для которой он равен единице. Постоянные k_1, k_2 определяются выражениями [43, 44]

$$k_{si}^2 = \frac{\beta e i n_{e0}}{D_i}, \quad k_{se}^2 = \frac{\beta e i n_{i0}}{D_e}, \quad k_s^2 = k_{si}^2 + k_{se}^2,$$

$$k_{1,2}^2 = \frac{1}{2} \left[(k_D^2 + k_s^2) \pm \sqrt{(k_D^2 - k_s^2)^2 + 4(k_{Di}^2 - k_{De}^2)(k_{si}^2 - k_{se}^2)} \right].$$

Из табл. 7 следует, что параметр ζ в аргоне близок к единице, в криптоне и ксеноне отличие функции распределения от максвелловской больше и растет с ростом скорости ионизации газа.

Сравнение дебаевской постоянной экранирования и полученной в результате аппроксимации величины показывает, что они сильно отличаются друг от друга, что говорит о значительном влиянии объемных процессов гибели и стока электронов и ионов на распределение объемного заряда вокруг пылевой частицы и, соответственно, на характер экранирования. Действительно, из табл. 7 следует, что значения k_{app} и k_2 очень близки; последние, в свою очередь, практически совпадают с k_s — обратной характерной длиной амбиполярной диффузии за характерное рекомбинационное время (отметим, что в изотермической плазме $k_2 = k_s$).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные в настоящей работе исследования показали важность учета эффектов нелокальности ФРЭЭ в пучковой плазме инертных газов при атмосферном давлении. Учет нелокальности приводит

к заметному увеличению заряда пылевых частиц из-за влияния группы горячих электронов, при этом характер экранирования существенно не меняется. Показано, что постоянная экранирования практически совпадает с наименьшей постоянной экранирования, определенной согласно асимптотической теории [43, 44] с коэффициентами переноса и рекомбинации электронов в невозмущенной плазме. Нужно отметить, что задача об экранировании заряда пылевой частицы при учете нелокального характера формирования ФРЭЭ становится существенно нелинейной и для ее более точного решения необходимо дальнейшее развитие теории экранирования с учетом зависимости коэффициентов переноса и рекомбинации электронов от пространственных координат.

Работа выполнена при финансовой поддержке Госкорпорации Росатом (ГК № Н.4х.44.90.13.1107) и гранта Президента РФ (№ НШ-493.2014.2).

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Н. Цытович, Г. Е. Морфилл, В. Х. Томас, *Физика плазмы* **30**, 877 (2004).
2. В. Е. Фортов, С. А. Храпак, А. Г. Храпак, В. И. Молотков, О. Ф. Петров, *УФН* **174**, 495 (2004).
3. S. V. Vladimirov and K. Ostrikov, *Phys. Rep.* **393**, 175 (2004).
4. V. E. Fortov, A. V. Ivlev, S. A. Khrapak, A. G. Khrapak, and G. E. Morfill, *Phys. Rep.* **421**, 1 (2005).
5. O. Ishihara, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **40**, R121 (2007).
6. U. Kortshagen, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42**, 113001 (2009).
7. G. E. Morfill and A. V. Ivlev, *Rev. Mod. Phys.* **81**, 1353 (2009).
8. M. Bonitz, C. Henning, and D. Block, *Rep. Prog. Phys.* **73**, 066501 (2010).
9. *Комплексная и пылевая плазма. Из лаборатории в космос*, под ред. В. Е. Фортова, Г. Морфила, Наука, Москва (2012). [Complex and Dusty Plasmas: From Laboratory to Space. (*Series in Plasma Physics*; 25), ed. by V. E. Fortov and G. Morfill, CRC Press, Hoboken, NJ (2009)].
10. A. Ivlev, H. Löwen, G. Morfill, and C. P. Royall, *Complex Plasmas and Colloidal Dispersions: Particle-Resolved Studies of Classical Liquids and Solids, Series in Soft Condensed Matter*, World Scientific, Singapore (2012).
11. A. V. Filippov, A. N. Starostin, I. M. Tkachenko, and V. E. Fortov, *Phys. Lett. A* **376**, 31 (2011).
12. A. V. Filippov, A. N. Starostin, I. M. Tkachenko, and V. E. Fortov, *Contrib. Plasma Phys.* **53**, 442 (2013).
13. O. S. Vaulina, E. A. Lisin, A. V. Gavrikov, O. F. Petrov, and V. E. Fortov, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 035003 (2009).
14. E. A. Lisin, O. S. Vaulina, O. F. Petrov, and V. E. Fortov, *Plasma Phys. Control. Fusion* **55**, 124022 (2013).
15. А. Ф. Паль, А. Н. Старостин, А. В. Филиппов, *Физика плазмы* **27**, 155 (2001).
16. А. Ф. Паль, А. О. Серов, А. Н. Старостин, Н. В. Суетин, А. В. Филиппов, *ЖЭТФ* **119**, 272 (2001).
17. А. В. Филиппов, Н. А. Дятко, А. Ф. Паль, А. Н. Старостин, *Физика плазмы* **29**, 214 (2003).
18. Л. Д. Цендин, *ЖЭТФ* **66**, 1638 (1974).
19. A. V. Filippov, A. F. Pal', A. N. Starostin et al., *Ukr. J. Phys.* **50**, 137 (2005).
20. В. Ю. Баранов, А. Ф. Паль, А. А. Пустовалов и др., в сб. *Изотопы: свойства, получение, применение*, в 2-х т., под ред. В. Ю. Баранова, Наука, Москва (2005), Т. 2, с. 259.
21. А. В. Филиппов, в кн.: *Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Серия А. Прогресс в физике и технике низкотемпературной плазмы*, Т. 1, 2, *Пылевая плазма*, под ред. В. Е. Фортова, Янус-К, Москва (2006), с. 409.
22. C. Cason, J. F. Perkins, A. H. Werkheiser, and J. Duderstadt, *AIAA J.* **15**, 1079 (1977).
23. Н. А. Дятко, Е. М. Занозина, И. В. Кочетов, Д. И. Спицын, Препринт ТРИНИТИ 146-А, Троицк (2011).
24. Н. А. Дятко, И. В. Кочетов, А. П. Напартович, *Физика плазмы* **18**, 888 (1992).
25. М. А. Бионди, *Плазма в лазерах*, под ред. Дж. Бекефи, Энергоиздат, Москва (1982), с. 145.
26. В. А. Иванов, *УФН* **162**, 35 (1992).
27. J. V. A. Mitchell, *Phys. Rep.* **186**, 215 (1992).
28. A. I. Florescu-Mitchell and J. V. A. Mitchell, *Phys. Rep.* **430**, 277 (2006).
29. J. L. Pack, R. E. Voshall, A. V. Phelps, and L. E. Kline, *J. Appl. Phys.* **71**, 5363 (1992).
30. В. Ю. Баранов, В. М. Борисов, Ф. И. Высикайло и др., Препринт ИАЭ-3080, Москва (1979).

31. К. Tachibana, Phys. Rev. A **34**, 1007 (1986).
32. Н. Date, Y. Sakai, and Н. Tagashira, J. Phys. D: Appl. Phys. **22**, 1478 (1989).
33. В. А. Адамович, А. В. Демьянов, Н. А. Дятко, А. П. Напартович, А. П. Стрельцов, ЖТФ **57**, 937 (1987).
34. J. Bretagne, G. Delouya, J. Godart, and V. Puech, J. Phys. D: Appl. Phys. **14**, 1225 (1981).
35. Б. М. Смирнов, *Ионы и возбужденные атомы в плазме*, Атомиздат, Москва (1974).
36. А. А. Радциг, Б. М. Смирнов, *Параметры атомов и атомных ионов*, справочник, Энергоатомиздат, Москва (1986).
37. *Физические величины*, справочник, под. ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова, Энергоатомиздат, Москва (1991).
38. L. G. H. Huxley and R. W. Crompton, *The Diffusion and Drift of Electrons in Gases*, A, Wiley-Interscience Publication, New York-London-Sydney-Toronto (1974).
39. Н. Л. Александров, А. П. Напартович, А. Н. Старостин, Физика плазмы **6**, 1123 (1980).
40. I. V. Bernstein and T. Holstein, Phys. Rev. **94**, 1475 (1954).
41. А. В. Филиппов, *Пылевая плазма с внешним источником ионизации газа*, Palmarium Academic Publishing, Saarbrücken (2012).
42. И. Н. Дербенев, Н. А. Дятко, А. В. Филиппов, Физика плазмы **38**, 270 (2012).
43. А. В. Филиппов, А. Г. Загородний, А. Ф. Паль, А. Н. Старостин, Письма в ЖЭТФ **81**, 180 (2005).
44. А. В. Филиппов, А. Г. Загородний, А. И. Момот, А. Ф. Паль, А. Н. Старостин, ЖЭТФ **131**, 164 (2007).