

ДВУПОЛЯРНАЯ ЗАРЯДКА ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ ПОД ДЕЙСТВИЕМ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А. В. Филиппов^{a,}, В. Н. Бабичев^a, В. Е. Фортвов^{b,c}, А. В. Гавриков^{b,c},
А. Ф. Паль^a, О. Ф. Петров^{b,c}, А. Н. Старостин^a, Н. Э. Саркаров^a*

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

^b Объединенный институт высоких температур Российской академии наук
125412, Москва, Россия

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

Поступила в редакцию 26 октября 2010 г.

Исследована фотоэмиссионная зарядка пылевых частиц под действием ультрафиолетового излучения ксеноновой лампы. Экспериментально определены скорости пылевых частиц из иттрия с работой выхода 3.3 эВ и их заряд, который составил для положительно заряженной фракции около 400–500 элементарных зарядов на микрон радиуса, а для отрицательно заряженной — около 100. Проведено численное моделирование зарядки пылевых частиц и эволюции пылевого облака в фотоэмиссионной ячейке после воздействия источника ультрафиолетового излучения под действием приложенного напряжения. Расчет фотоэмиссионной зарядки пылевых частиц проведен на основе нелокальной и локальной моделей зарядки. Показано, что в системе полидисперсных пылевых частиц с одинаковой эффективностью фотоэмиссии имеет место только униполярная зарядка частиц. Установлено, что в случае монодисперсных частиц, имеющих разные эффективности квантового выхода, возможна двуполярная зарядка. Полидисперсность в данном случае облегчает появление разноименно заряженных частиц в фотоэмиссионной плазме.

1. ВВЕДЕНИЕ

Сегодня исследование фотоэмиссионной зарядки частиц конденсированной дисперсной фазы микронных размеров вызывает определенный интерес в связи с важностью данного механизма зарядки для физических процессов, происходящих в верхних слоях атмосферы, на лунной поверхности и в космосе. Эти исследования также важны для разработки средств управления поведением пылевых частиц в плазме высокочастотного разряда и тлеющих газовых разрядов постоянного тока в лабораторных условиях и в технологических процессах. Исследования фотоэмиссионной зарядки пылевых частиц были начаты на космической станции «Мир» в условиях микрогравитации [1, 2]. Затем такие исследования были выполнены на земле с металлически-

ми частицами [3] и с лунной пылью [4] в условиях низкого вакуума. В работе [5] было показано, что ультрафиолетовое (УФ) излучение увеличивает скорость роста наночастиц в силановой плазме. В работах [6–12] процесс фотоэмиссионной зарядки и эволюции заряженного облака был изучен на основе различных теоретических моделей. Настоящая работа посвящена исследованию фотоэмиссионной зарядки пылевых частиц в аргоне при атмосферном давлении под действием ультрафиолетового излучения ксеноновой лампы.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Фотоэмиссионная зарядка макрочастиц под действием светового излучения исследовалась на специально разработанном экспериментальном стенде, схема которого представлена на рис. 1. Пылевые ма-

*E-mail: fav@triniti.ru

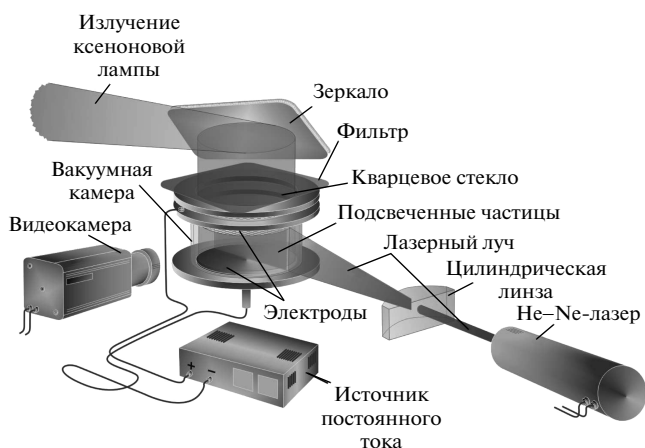


Рис. 1. Схема экспериментов по изучению фотоэмиссионной зарядки макрочастиц под действием светового излучения

крупности помещались в вакуумную камеру в атмосферу аргона при давлении 1 бар. Вакуумная камера представляет собой стеклянный цилиндр диаметром 75 мм и высотой 20 мм. Один из ее торцов был выполнен в виде кварцевого иллюминатора и предназначен для ввода светового излучения в рабочий объем вакуумной камеры. В качестве источника излучения использовался имитатор солнечного света на основе ксеноновой лампы высокого давления, спектр излучения которой в видимой и ультрафиолетовой областях близок к спектру солнечного излучения в верхних слоях атмосферы Земли.

Заправка пылевых частиц в фотоэмиссионную ячейку осуществлялась в специальном перчаточном боксе в атмосфере аргона для предотвращения окисления пылевых частиц. Для подавления эффектов, связанных с нагревом частиц и элементов вакуумной камеры, в ходе эксперимента использовался фильтр УФС-1, обрезающий длинноволновую часть светового излучения. Заряд, приобретаемый макрочастицами за счет фотоэмиссии электронов, определялся путем регистрации динамического поведения макрочастиц во внешних электрических полях. Для этого внутри рабочего объема фотоэмиссионной ячейки помещались два электрода, на которые подавалось постоянное напряжение, равное 200 В. Исследовалось поведение пылевых частиц при переключении полярности приложенного напряжения или при его включении и выключении. Эксперименты проводились при двух различных конфигурациях электродов: первая — плоскости электродов располагались горизонтально (как изображено на

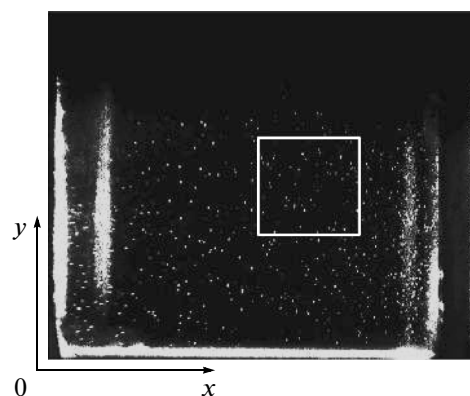


Рис. 2. Типичный видеоквадр, полученный в ходе эксперимента. Рамкой отмечена область, внутри которой находятся частицы, анализируемые в представленной работе

рис. 1), параллельно основаниям фотоэмиссионной ячейки, и вторая — плоскости электродов располагались вертикально. Диагностика движения макрочастиц проводилась на основе метода оптической визуализации. Для подсветки макрочастиц использовался гелий-неоновый лазер ($\lambda = 633$ нм), луч которого был сформирован в так называемый «лазерный нож» шириной 2.5 см и толщиной в области перетяжки около 200 мкм. В качестве приемника излучения, рассеянного пылевыми частицами, использовалась видеокamera со скоростью съемки 20 кадров/с с ПЗС-матрицей в качестве чувствительного элемента. Следует отметить, что плоскость сечения «лазерного ножа» была расположена вертикально. В экспериментах использовались частицы иттрия (работа выхода фотоэлектронов около 3.3 эВ [13]) полидисперсной фракции с характерными размерами менее 40 мкм.

2.1. Обработка и анализ эксперимента

На рис. 2 представлен типичный видеоквадр, полученный в ходе эксперимента, рамкой отмечена область, внутри которой находятся частицы, анализируемые далее. В ходе обработки видеоданных эксперимента были получены такие параметры пылевой системы как общее количество частиц в выделенной области, скорости пылевых частиц, временные зависимости количества макрочастиц, двигающихся в заданном направлении, и временные зависимости средних скоростей направленного движения макрочастиц в указанных направлениях.

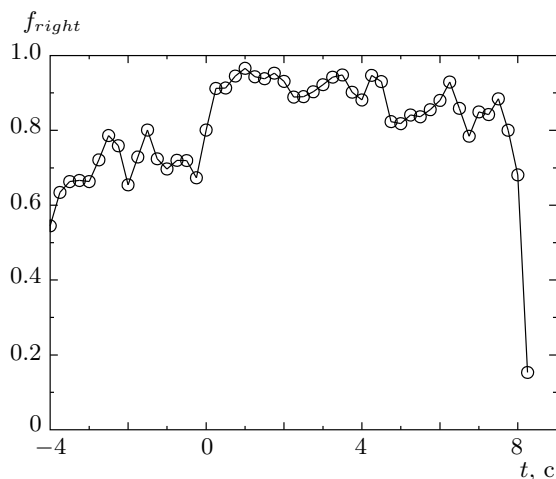


Рис. 3. Временная зависимость количества макро-частиц (в долях от общего числа), имеющих составляющую скорости вдоль положительного направления оси x

На рис. 3 представлена зависимость от времени количества макро-частиц (в долях от общего числа), имеющих составляющую скорости вдоль положительного направления оси x (см. рис. 2). Следует отметить, что гравитационная сила, действующая на пылевые частицы, направлена вдоль оси y , в то время как для положительно заряженных частиц электрическая сила, возникающая под действием приложенного к электродам напряжения, совпадает с положительным направлением оси x .

В момент времени $t = -4$ с внутри рабочего объема вакуумной камеры было создано пылевое облако, которое в момент времени $t = -1$ с было подвергнуто воздействию излучения, генерируемого имитатором солнечного света, и, наконец, при $t = 0$ было подано напряжение на электроды. При этом происходили изменения скорости направленного движения макро-частиц вдоль положительного направления оси x . Временные зависимости среднего значения этой скорости представлены на рис. 4.

Усреднение проводилось только по тем частицам пылевого ансамбля, которые имеют составляющую скорости, совпадающую с направлением оси x . Погрешность в определении мгновенной скорости каждой частицы составила менее 0.05 см/с. Отметим, что диффузионные процессы, а также влияние внешнего электрического поля приводят к тому, что количество пылевых частиц в рассматриваемой области с течением времени уменьшается (см. рис. 5) и, как следствие, на достаточно больших временах ($t > 8$ с) из-за малой статистики становит-

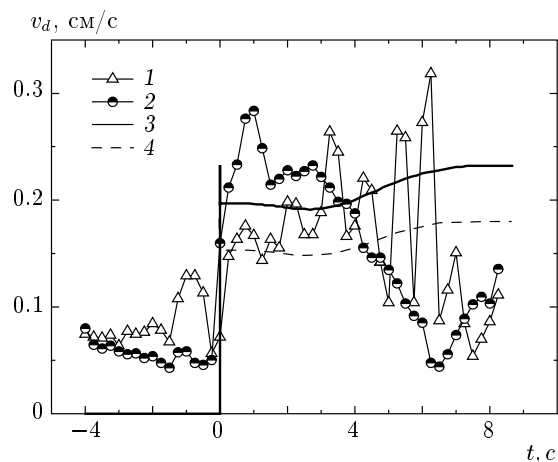


Рис. 4. Зависимости от времени среднего значения скорости направленного движения макро-частиц вдоль положительного (1, 3) и отрицательного (2, 4) направлений оси x : 1, 2 — эксперимент; 3, 4 — расчет с $a_p = 0.8$ мкм, $k_{dp}/z_{dp} = 5.45 \cdot 10^{-6}$ см²/В·с, $z_{dp} = 320$, $n_{dp} = 1.44 \cdot 10^5$ см⁻³, $a_n = 0.3$ мкм, $k_{dn}/z_{dn} = 1.80 \cdot 10^{-5}$ см²/В·с, $z_{dn} = -75$, $n_{dn} = 1.6 \cdot 10^4$ см⁻³

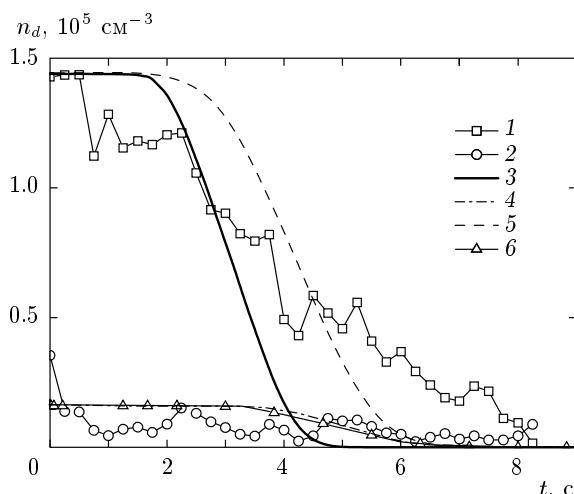


Рис. 5. Зависимости от времени концентрации положительно заряженных (1, 3, 5) и отрицательно заряженных (2, 4, 6) пылевых частиц в фотоячейке в аргоне при давлении 1 атм: 1, 2 — эксперимент; 3, 4 — расчет с $a_p = 0.8$ мкм, $k_{dp}/z_{dp} = 5.45 \cdot 10^{-6}$ см²/В·с, $z_{dp} = 320$, $n_{dp} = 1.44 \cdot 10^5$ см⁻³, $a_n = 0.3$ мкм, $k_{dn}/z_{dn} = 1.80 \cdot 10^{-5}$ см²/В·с, $z_{dn} = -75$, $n_{dn} = 1.6 \cdot 10^4$ см⁻³; 5, 6 — расчет с $a_p = 1.2$ мкм, $k_{dp}/z_{dp} = 3.46 \cdot 10^{-6}$ см²/В·с, $z_{dp} = 480$, $n_{dp} = 1.44 \cdot 10^5$ см⁻³, параметры для отрицательной компоненты те же, что и для кривых 3, 4

ся существенным влияние флуктуаций движения отдельных пылевых частиц (например, вследствие броуновского движения) на среднее значение скорости макрочастиц, которая, таким образом, перестает характеризовать направленное движение ансамбля макрочастиц под действием постоянного электрического поля. Поэтому для обеспечения достоверности результатов дальнейший анализ проведен на основе экспериментальных данных, полученных при $t < 8$ с.

Зависимость, представленная на рис. 3, свидетельствует о том, что под действием излучения имитатора солнечного света почти все (более 90 %) пылевые макрочастицы, находящиеся в рабочем объеме вакуумной камеры, приобрели положительный заряд. Для оценки этого заряда запишем уравнение баланса сил, действующих на макрочастицу в направлении оси x в установившемся режиме:

$$0 = EQ - \beta V_{av}, \quad (1)$$

где E — поле, создаваемое постоянным напряжением, приложенным к электродам, в условиях эксперимента оно составляло около $E \approx 125$ В/см, Q — заряд макрочастицы, V_{av} — средняя установившаяся скорость движения пылевых частиц, приобретших положительный заряд, β — коэффициент трения макрочастицы в буферном газе. Как видно из зависимости, представленной на рис. 4, для пылевых частиц действительно имеет место выход на стационарный режим движения (при $t > 1$ с), при этом $V_{av} = (0.2-0.25)$ см/с. Для оценки β была применена формула Стокса: $\beta = 6\pi r_0 \eta$ [14], где $\eta = 22.7 \cdot 10^{-6}$ Па·с — вязкость аргона [13], r_0 — радиус пылевой частицы.

Фотография фракции иттриевых макрочастиц, выполненная при помощи электронного микроскопа, представлена на рис. 6. Центральной области распределения по размерам полидисперсных частиц иттрия соответствует $r_0 = 15$ мкм, но в эксперименте распределение частиц по размерам могло быть иным. Это связано с тем, что более тяжелые частицы имеют большую характерную длину релаксации скорости, поэтому после газодинамического вдува могли покинуть поле зрения видеокамер, используемых в эксперименте.

Заряд пылевой частицы, полученный на основании уравнения (1) и значений величин, приведенных выше, составил около $Q = 530$ элементарных зарядов на микрон радиуса.

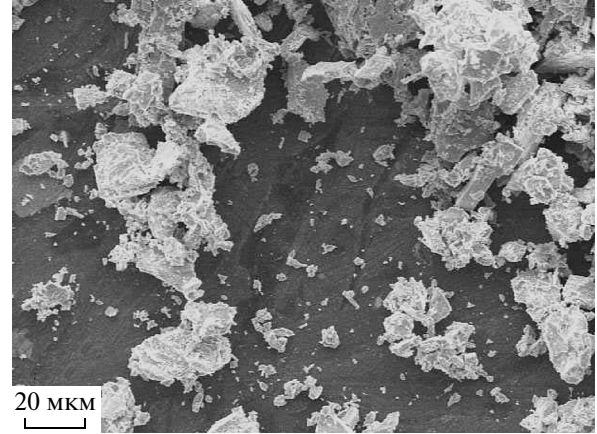


Рис. 6. Фотография иттриевых макрочастиц, использованных в эксперименте, полученная с помощью сканирующего электронного микроскопа

3. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ ПЛАЗМЫ

Проведенные в предыдущем разделе оценки заряда и размера пылевых частиц являются довольно грубыми, поэтому проведем анализ поведения пылевых частиц путем численного моделирования на основе гидродинамического приближения в плоской геометрии. Поведение фотоэмиссионной пылевой плазмы описывается следующими уравнениями:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} - k_e \frac{\partial (n_e E)}{\partial x} - D_e \frac{\partial^2 n_e}{\partial x^2} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_{dp}}{\partial t} + k_{dp} \frac{\partial (n_{dp} E)}{\partial x} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial n_{dn}}{\partial t} - k_{dn} \frac{\partial (n_{dn} E)}{\partial x} = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = 4\pi e (n_e + z_n n_{dn} - z_p n_{dp}) \quad (5)$$

с граничными условиями

$$\begin{aligned} n_e|_{x=0} = n_e|_{x=L} = 0, \quad n_{dp}|_{x=0} = 0, \\ n_{dn}|_{x=L} = 0, \quad \phi|_{x=0} = U, \quad \phi|_{x=L} = 0 \end{aligned} \quad (6)$$

и начальными условиями

$$\begin{aligned} n_{dp}|_{t=0} + n_{dn}|_{t=0} = n_{d0}, \quad n_{dp}|_{t=0} = n_{d0} f r_0, \\ n_e|_{t=0} = z_p n_{dp}|_{t=0} - z_n n_{dn}|_{t=0}. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь n_e — концентрация электронов, ϕ — потенциал электрического поля, D_e , k_e — соответственно коэффициент диффузии и подвижность электронов, n_{dp} ,

n_{dn} — концентрация положительно и отрицательно заряженных пылевых частиц, k_{dp} , k_{dn} , z_p , z_n — соответственно их подвижности и заряды в элементарных зарядах, L — расстояние между электродами, U — приложенное напряжение.

Подвижность пылевых частиц определялась по формуле Стокса–Эйнштейна с поправкой Каннингема на конечность длины пробега атомов аргона [14]:

$$k_d = \frac{ez_d}{6\pi\eta r_0} \times \left\{ 1 + \frac{l_g}{r_0} \left[1.257 + 0.4 \exp\left(-\frac{1.1r_0}{l_g}\right) \right] \right\}, \quad (8)$$

где l_g — длина свободного пробега атомов. Зависимости коэффициентов переноса электронов от приведенного электрического поля E/N задавались по данным работ [15, 16]. В расчетах задавались начальная концентрация пылевых частиц $n_{d0} = 1.5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$ и доля положительно заряженных частиц $f_{right} = 0.9$ (см. рис. 3). Начальная концентрация частиц определялась по их числу в поле наблюдения в предположении, что толщина лазерного «ножа» составляет 200 мкм. В расчетах варьировались средний радиус и заряд как положительно, так и отрицательно заряженных частиц для получения наилучшего согласия с экспериментальными данными.

На рис. 4, 5 проводится сравнение расчетных зависимостей концентрации и скорости пылевых частиц с экспериментальными. Видно, что при радиусе положительно заряженных частиц $a_p = 0.8 \text{ мкм}$ и их заряде $z_{dp} = 320$, а также при радиусе $a_n = 0.3 \text{ мкм}$ и заряде $z_{dn} = -75$ отрицательно заряженных частиц наблюдается достаточно хорошее согласие расчета с экспериментом. При увеличении среднего радиуса положительно заряженных частиц до 1.2 мкм и их заряда до 480 согласие поведения скоростей во времени оказалось хуже, хотя поведение концентрации пылевых частиц удовлетворительно согласуется с экспериментом и в этом случае. Нерегулярное поведение средней скорости пылевых частиц в зоне наблюдения связано как с влиянием конвективных потоков, так и с малостью числа частиц на конечной стадии наблюдения.

4. ФОТОЭМИССИОННАЯ ЗАРЯДКА ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ

Для определения заряда пылевых частиц в процессе фотоэмиссионной зарядки при повышенных

давлениях порядка атмосферного воспользуемся нелокальной моделью зарядки [17], которая в случае электроположительного буферного газа включает уравнения непрерывности электронов (фотоионизация в наших условиях пренебрежимо мала, поэтому полагаем, что ионов в рабочем объеме нет), уравнение баланса для температуры электронов и уравнение Пуассона:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} + \text{div } \mathbf{j}_e &= 0, \\ \frac{\partial n_e \langle \varepsilon_e \rangle}{\partial t} + \text{div } \mathbf{h}_e + e \mathbf{j}_e \cdot \mathbf{E} &= -n_e W_S, \\ \text{div } \mathbf{E} &= -4\pi e n_e \end{aligned} \quad (9)$$

с плотностью потока электронов

$$\mathbf{j}_e = -\text{grad}(D_T n_e) - k_e n_e \mathbf{E} \quad (10)$$

и плотностью потока энергии электронов

$$\mathbf{h}_e = -\text{grad}(G n_e) - \beta n_e \mathbf{E}. \quad (11)$$

Здесь n_e — концентрация электронов, $\langle \varepsilon_e \rangle$ — средняя энергия электронов, E — напряженность электрического поля, D_T , k_e , G , β — соответственно электронные коэффициент диффузии, подвижность, коэффициент диффузии энергии и термоэлектрический коэффициент, которые являются функциями средней энергии электронов. Для максвелловской функции распределения электронов по энергии коэффициенты переноса связаны соотношениями Эйнштейна:

$$\frac{D_T}{k_e} = \frac{G}{\beta} = \frac{T_e}{e}. \quad (12)$$

Будем решать сферически-симметричную задачу с пылевой частицей радиуса r_0 , помещенной в центр ячейки Зейтца–Вигнера (ЗВ) радиуса

$$a_d = \left(\frac{4}{3} \pi n_d \right)^{-1/3}, \quad (13)$$

где n_d — концентрация пылевых частиц. На внутренней границе ячейки ЗВ при $r = r_0$ зададим следующие эффективные граничные условия (более подробное обсуждение вопроса о постановке граничных условий вблизи эмитирующей поверхности см. в работе [18] и цитированной там литературе):

$$\begin{aligned} -a \frac{1}{r} \frac{\partial (D_T n_e r)}{\partial r} \Big|_{r=r_0} &= -\frac{1}{4} n_e v_T \Big|_{r=r_0} + \\ &+ \frac{1}{2} (1 - \text{sign } q) (k_e n_e E) \Big|_{r=r_0} + \zeta j_{ph}, \end{aligned} \quad (14)$$

$$-a \frac{1}{r} \frac{\partial (G n_e r)}{\partial r} \Big|_{r=r_0} = -\frac{1}{2} n_e v_T T_e \Big|_{r=r_0} + \frac{1}{2} (1 - \text{sign } q) (\beta n_e E) \Big|_{r=r_0} + \frac{2}{3} \zeta j_{ph} \varepsilon_{ph}. \quad (15)$$

Здесь j_{ph} — плотность потока фотонов, ζ — коэффициент эффективности фотоэмиссии, $v_T = \sqrt{8T_e/\pi m_e}$ — тепловая скорость электронов, ε_{ph} — средняя энергия фотоэлектронов, a — коэффициент, зависящий от отношения длины свободного пробега электронов к радиусу пылевой частицы (в гидродинамическом режиме $a = 1/2$, в молекулярном — $a = 0$):

$$a = 1 - \frac{3}{4} \gamma, \quad \gamma = \frac{2}{3} + \frac{1}{6} \left(\frac{l_e}{r_0} \right)^{5/2}, \quad \frac{l_e}{r_0} \leq 1; \quad (16)$$

$$\gamma = \frac{4}{3} - \frac{1}{2} \left(\frac{l_e}{r_0} \right)^{-1}, \quad \frac{l_e}{r_0} \geq 1;$$

l_e — длина свободного пробега электронов. Отметим, что в случае положительно заряженной пылевой частицы дрейфовые составляющие потоков из граничных условий выпадают, так как в этом случае односторонние положительно направленные поток электронов и поток энергии электронов не содержат дрейфового члена [18]. Также нужно отметить, что как диффузионная составляющая, так и дрейфовая составляющая потока малы по сравнению с кинетическим потоком, и, в принципе, без существенной потери точности могут быть опущены. Использование эффективных граничных условий позволяет продвинуться в область более низких давлений, где гидродинамическое приближение с обычными граничными условиями ($a = 1/2$) становится неприменимым.

На внешней границе зададим нулевые потоки и условие квазинейтральности ячейки ЗВ:

$$\mathbf{j}_e \Big|_{r=a_d} = 0, \quad \mathbf{h}_e \Big|_{r=a_d} = 0, \quad \mathbf{E} \Big|_{r=a_d} = 0. \quad (17)$$

В этом случае заряд пылевых частиц определяется «граничным» условием

$$qe = r_0^2 E \Big|_{r=r_0}, \quad (18)$$

что является следствием закона сохранения заряда. В ряде расчетов по локальной модели зарядки на внешней границе задавалась фиксированная концентрация электронов:

$$n_e \Big|_{r=a_d} = n_{ed}, \quad (19)$$

а для электрического поля на внутренней границе задавалось условие (18), в котором использовался заряд, найденный интегрированием по времени потока электронов:

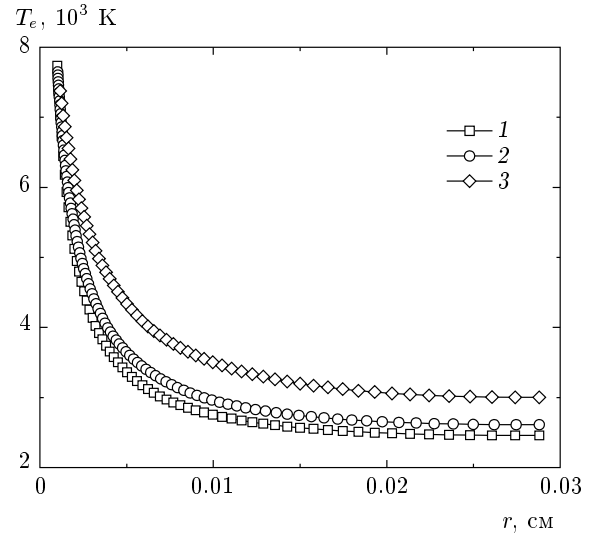


Рис. 7. Распределение температуры электронов при $n_d = 10^4 \text{ см}^{-3}$, $r_0 = 10 \text{ мкм}$, $T_e = 1 \text{ эВ}$: $j_{eff} = 3.665 \cdot 10^{12}$ (1), $3.665 \cdot 10^{14}$ (2), $3.665 \cdot 10^{15}$ (3) $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$

$$q(t) = 4\pi r_0^2 \int_0^t j_{e,0} dt, \quad (20)$$

где $j_{e,0}$ — поток электронов в точке $r = r_0$. В локальной модели уравнение баланса энергии электронов не решается, а полагается, что температура электронов постоянна во всей ячейке ЗВ. Данная модель фотоэмиссионной зарядки является более простой и ее численное решение находится значительно быстрее, чем для нелокальной модели.

На рис. 7 приведено распределение температуры электронов в окрестности пылевой частицы радиуса 10 мкм в аргоне при атмосферном давлении при различных интенсивностях потока фотоэлектронной эмиссии. Расчеты здесь и далее проведены при $a = 0$. Видно, что температура электронов по мере удаления от поверхности пылевой частицы уменьшается вследствие обмена энергией с атомами нейтрального газа в упругих столкновениях, но все еще превышает на порядок газовую температуру. В табл. 1 проводится сравнение зарядов, полученных в расчетах по нелокальной и локальной моделям зарядки. Как видно из табл. 1, различие зарядов по разным моделям не превышает 30%, поэтому далее проведем расчеты по более быстрой локальной модели зарядки.

В локальной модели зарядки коэффициенты переноса электронов постоянны, поэтому уравнение баланса числа электронов (9) в установившемся режиме приводит к распределению Больцмана:

Таблица 1. Установившийся заряд частиц радиуса $r_0 = 10$ мкм при $n_d = 10^4 \text{ см}^{-3}$, $\varepsilon_e = 1$ эВ в аргоне согласно нелокальной и локальной моделям зарядки

$j_{eff} = \zeta j_{ph}, \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	$3.665 \cdot 10^{12}$	$3.665 \cdot 10^{13}$	$3.665 \cdot 10^{14}$	$3.665 \cdot 10^{15}$
Нелокальная модель	$1.881 \cdot 10^1$	$1.786 \cdot 10^2$	$1.274 \cdot 10^3$	$4.923 \cdot 10^3$
Локальная модель	$2.662 \cdot 10^1$	$2.542 \cdot 10^2$	$1.843 \cdot 10^3$	$6.785 \cdot 10^3$

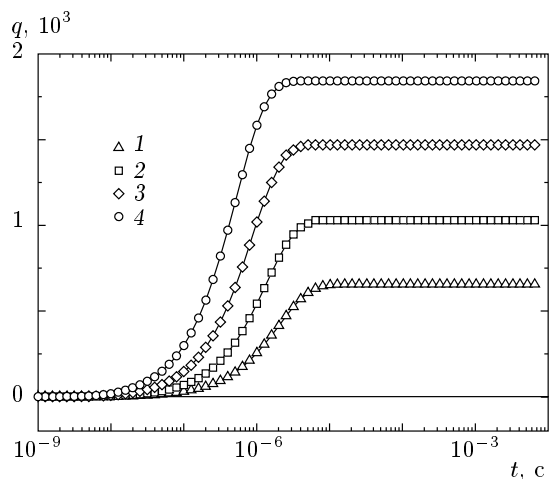


Рис. 8. Эволюция заряда пылевых частиц разного радиуса при фотоэмиссионной зарядке при $n_d = 10^4 \text{ см}^{-3}$, $j_{eff} = 3.665 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, $T_e = 1$ эВ: радиус пылевых частиц $r_0 = 1$ (1), 2.1 (2), 4.6 (3), 10 (4) мкм (при этих радиусах объемы пылевых частиц относятся как 1 : 10 : 100 : 1000)

$$n_e = n_{e0} \exp [e (\phi - \phi_0) / T_e], \tag{21}$$

где ϕ — потенциал электрического поля, ϕ_0 — потенциал поверхности макрочастицы, n_{e0} — концентрация электронов при $r = r_0$. Для дальнейшего обозначим через n_{ed} концентрацию электронов на границе ячейки ЗВ:

$$n_{ed} = n_{e0} \exp (-e\phi_0 / T_e).$$

Из граничного условия (14) при $a = 0$ и $q > 0$ можно определить n_{e0} :

$$n_{e0} = 4\zeta j_{ph} / v_T = 4j_{eff} / v_T. \tag{22}$$

Динамика набора заряда пылевыми частицами при воздействии эффективного потока фотонов с плотностью $j_{eff} = 3.665 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, рассчитанная по локальной модели (9), (10) с граничными условиями (14), (17), приведена на рис. 8. Средняя энергия электронов фотоэмиссии в расчетах задавалась равной 1 эВ, что соответствует температуре

7600 К, которая близка к температуре солнечного излучения. Расчеты проведены для аргона при давлении 760 Торр. Видно, что пылевые частицы при указанной выше плотности эффективного потока фотоэлектронов приобретают стационарный заряд за микросекундные времена, а сама величина заряда с ростом размера частицы растет, но не пропорционально радиусу пылинки.

На рис. 9а приведены распределения концентрации электронов в ячейке ЗВ для частиц разного радиуса. Видно, что с уменьшением радиуса концентрация электронов вдали от частицы на внешней границе ячейки ЗВ уменьшается. Это является следствием того, что для пылевых частиц малого радиуса, как видно из рис. 9г, вблизи поверхности электрическое поле оказывается выше, чем для крупных частиц. Поэтому дрейфовая составляющая плотности потока электронов для малых частиц оказывается выше, соответственно оказывается выше и диффузионная составляющая, поскольку в каждой внутренней точке ячейки ЗВ в стационарном режиме дрейфовая составляющая уравновешена диффузионной. В итоге, для малых частиц формируются большие градиенты концентрации электронов, поэтому концентрация электронов, начиная от одинаковых значений у поверхности макрочастиц, по мере удаления от нее при меньших радиусах уменьшается до более низкого значения.

Как видно из рис. 9а, установившееся распределение электронов в численном расчете хорошо описывается законом Больцмана. Также интересно отметить, что до достаточно больших расстояний электрическое поле, как видно из рис. 9г, слабо экранируется и практически совпадает с кулоновским полем точечного заряда.

На рис. 10 приведены зависимости установившегося заряда пылевых частиц радиусом 1 и 10 мкм при фотоэмиссионной зарядке от плотности эффективного потока фотоэлектронов (рис. 10а) при $n_d = 10^4 \text{ см}^{-3}$ и от концентрации пылевых частиц (рис. 10б) при $j_{eff} = 3.665 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Расчеты эффективного потока квантов для иттрия с ра-

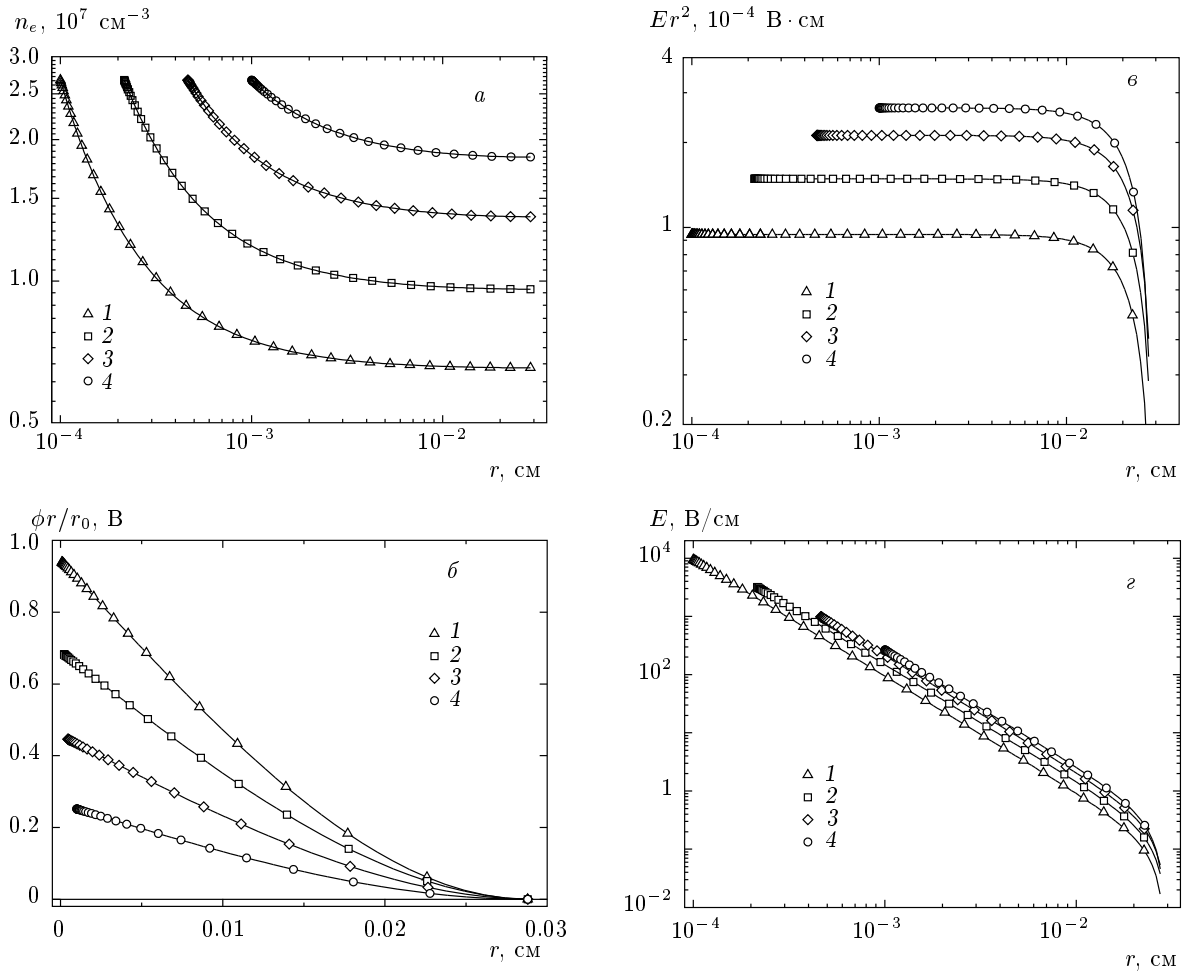


Рис. 9. Распределения концентрации электронов (а), потенциала (б) и напряженности электрического поля (в, г) в ячейке Зейтца–Вигнера при $n_d = 10^4 \text{ см}^{-3}$, $j_{eff} = 3.665 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, $T_e = 1 \text{ эВ}$, радиус пылевых частиц $r_0 = 1$ (1), 2.1 (2), 4.6 (3), 10 (4) мкм, сплошные линии на рис. 9а — распределения Больцмана. Данные 5 раз прорежены

ботой выхода 3.3 эВ согласно [19] под действием солнечного излучения у поверхности Земли дали значение $j_{eff} = 3.665 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Такому эффективному потоку соответствует заряд частиц около 26 элементарных зарядов, в то время как в эксперименте заряд достигал 400–500 на микрон радиуса. Такой заряд будет иметь место, если плотность эффективного потока будет иметь значение порядка $10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, поэтому далее расчеты проведены в основном для $j_{eff} = 3.665 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Нужно отметить, что эффективность фотоэмиссии электронов зависит от многих факторов, поэтому теоретические оценки этой величины могут приводить к значительным ошибкам.

Как видно из рис. 10, при низких j_{eff} и высоких n_d заряд макрочастиц оказывается малым. Поэтому

мало поле, мала дрейфовая составляющая плотности потока электронов, следовательно, мала и диффузионная составляющая. По этой причине концентрация электронов в ячейке ЗВ при низкой эффективности фотоэмиссии и/или высокой плотности пыли меняется мало, что хорошо видно на рис. 11, и ее значение определяется из граничного условия (14), которое в рассматриваемых условиях переходит в (22), а заряд определяется как

$$q \approx \frac{4j_{eff}}{n_d v_T} \left(1 - \frac{4}{3} \pi r_0^3 n_d \right). \quad (23)$$

Поэтому заряд при $j_{eff} < 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ практически линейно растет с ростом эффективного потока. Меньшие значения заряда для частиц радиусом 10 мкм при высоких плотностях пыли связаны с вли-

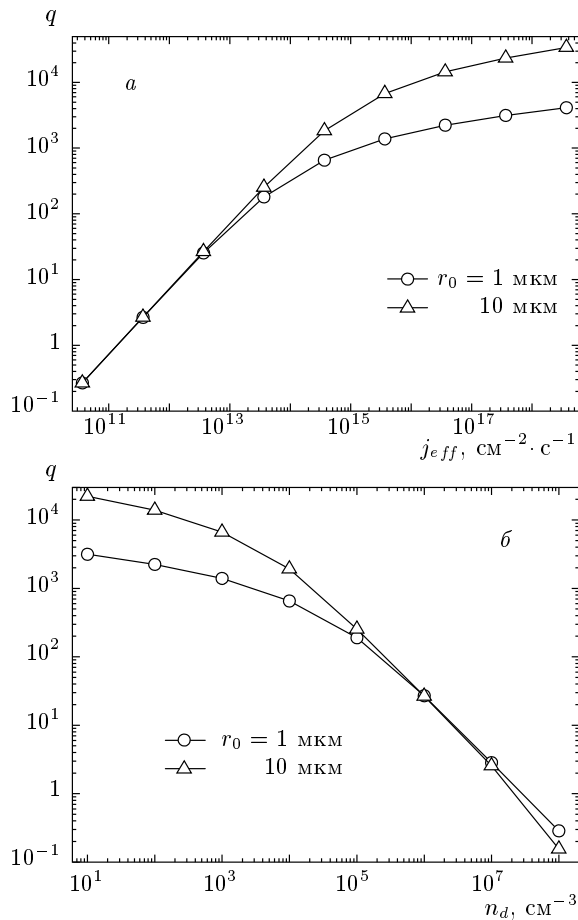


Рис. 10. Зависимости стационарного заряда пылевых частиц разного радиуса при фотоэмиссионной зарядке от плотности эффективного потока фотоэлектронов (а) при $n_d = 10^4 \text{ см}^{-3}$ и от концентрации пылевых частиц (б) при $j_{eff} = 3.665 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$

янием на заряд объема, занимаемого самой пылинкой, как видно из (23). По мере роста плотности эффективного потока или по мере уменьшения радиуса ячейки ЗВ заряд принимает значение насыщения. Аналогичное поведение имеет место и для концентрации электронов на внешней границе ячейки ЗВ (см. рис. 11).

На рис. 11 видно, что в полидисперсной системе пылевых частиц на внешней границе ячейки ЗВ концентрации электронов для частиц разного размера при одной и той же плотности потока фотоэлектронов имеют различные значения. Поскольку физическая величина в реальной системе не должна испытывать разрывы, попробуем устранить разрыв концентрации электронов на границе ячеек ЗВ. Для этого проведем расчеты заряда по локальной модели

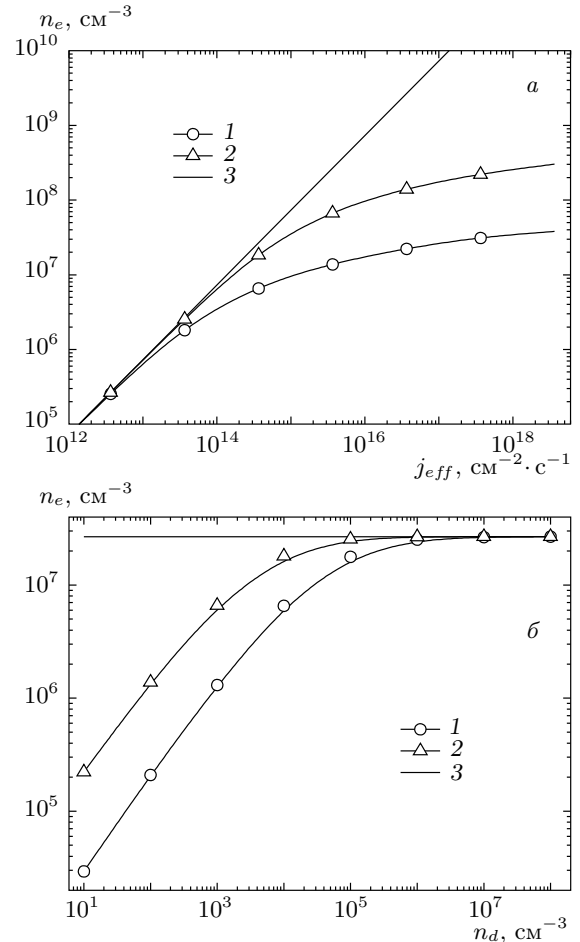


Рис. 11. Зависимости концентрации электронов на внешней границе ячейки ЗВ для пылевых частиц разного радиуса при фотоэмиссионной зарядке от плотности эффективного потока фотоэлектронов (а) при $n_d = 10^4 \text{ см}^{-3}$ и концентрации пылевых частиц (б) при $j_{eff} = 3.665 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$; $r_0 = 1$ (1), 10 (2) мкм, 3 — концентрация электронов при $r = r_0$

зарядки с граничными условиями (18)–(20) при разных заданных концентрациях на внешней границе $n_e|_{r=a_d}$. На рис. 12 приведены полученные распределения напряженности электрического поля, концентрации электронов и потенциала электрического поля. Здесь $n_{e0} = 2.672 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$ — определяется эффективным потоком электронов из формулы (22), $n_{ed} = 6.540 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$ — концентрация электронов при $r = a_d$ в расчетах с нулевым потоком электронов через внешнюю границу (кривая 1).

Рисунок 12 показывает, что при $n_e|_{r=a_d} = n_{e0}$ концентрация электронов во всей ячейке оказывается постоянной, а заряд равным нулю (заряд опреде-

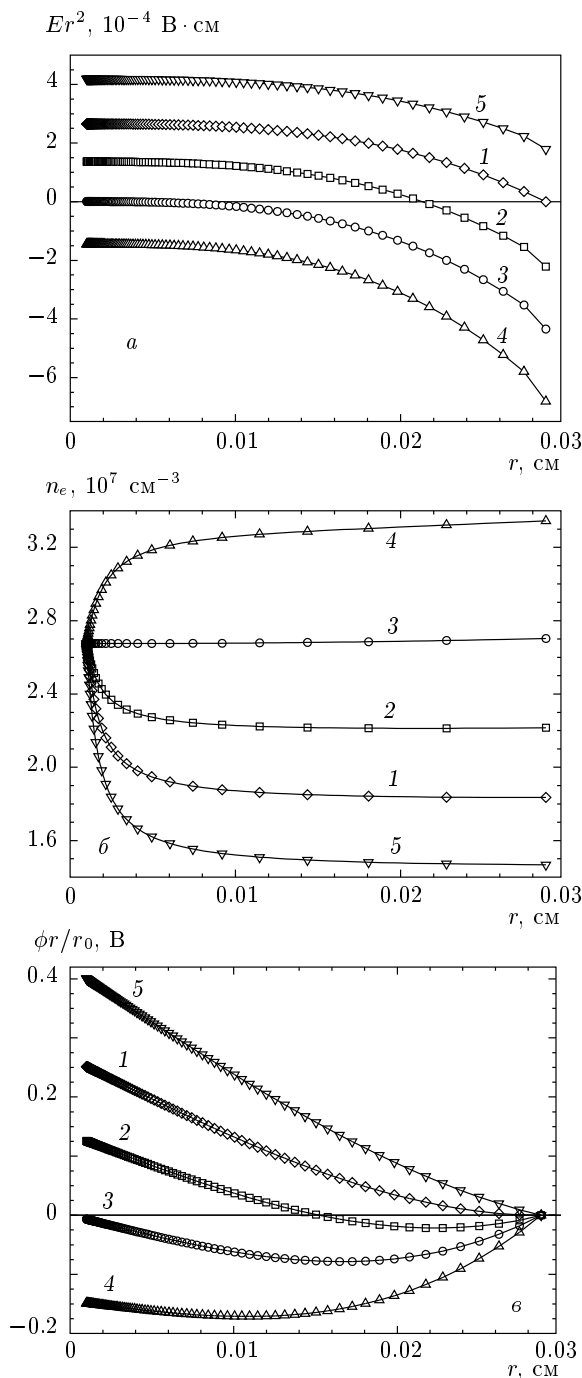


Рис. 12. Распределения напряженности электрического поля (а), концентрации электронов (б) и потенциала (е) в ячейке ЗВ при фотоэмиссионной зарядке пылевой частицы радиуса 10 мкм для $n_d = 10^4 \text{ см}^{-3}$, $j_{eff} = 3.665 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ при разных граничных условиях на внешней границе: 1 — $j_e|_{r=a_d} = 0$, $q = 1843$, $q_{eff} = 0$; 2 — $n_e|_{r=a_d} = \sqrt{n_{e0}n_{ed}}$, $q = 946.8$, $q_{eff} = -1540$; 3 — $n_e|_{r=a_d} = n_{e0}$, $q = 0$, $q_{eff} = -3019$; 4 — $n_e|_{r=a_d} = (5/4)n_{e0}$, $q = -1008$, $q_{eff} = -4732$; 5 — $n_e|_{r=a_d} = (4/5)n_{ed}$, $q = 2908$, $q_{eff} = 1247$. Данные 5 раз прорезжены

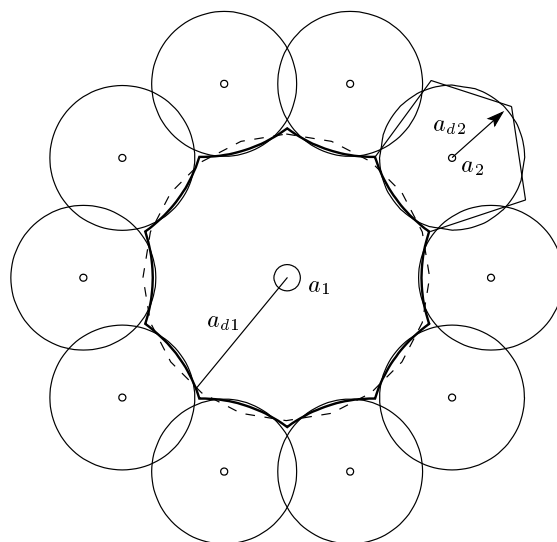


Рис. 13. Схема эквивалентных ячеек Зейтца – Вигнера в случае частицы радиуса a_1 , окруженной другими частицами меньшего радиуса a_2 . На границах, отмеченных жирной линией, электрическое поле и потоки электронов равны нулю, а концентрация электронов непрерывна

ляется значением величины Er^2 при $r = r_0$). Эффективный заряд ячейки ЗВ q_{eff} (который определяется значением величины Er^2 при $r = a_d$) при этом отрицателен. При дальнейшем увеличении $n_e|_{r=a_d}$ заряд самой пылевой частицы становится отрицательным, а эффективный заряд ячейки ЗВ вырастает еще больше. При задании $n_e|_{r=a_d}$ в диапазоне от n_{e0} до n_{ed} заряд частицы остается положительным, но эффективный заряд ячейки ЗВ становится отрицательным. Это говорит о том, что электрическое поле в ячейке ЗВ меняет знак (см. рис. 12а, кривая 2), при этом потенциал имеет минимум в ячейке ЗВ (см. рис. 12е). Об эффекте смены знака электрического поля в термической плазме сообщалось в работе [20]. При $n_e|_{r=a_d} < n_{ed}$ эффективный заряд, как и заряд самой частицы, является положительным.

Смена знака электрического поля в ячейке ЗВ возможна только при помещении пылевой частицы в ячейку, окруженную фото- или термоэмитирующей стенкой, например, как в Q-машинах [21], а в обычной пылевой плазме этого эффекта нет. Чтобы это показать, рассмотрим картину, в которой частица одного размера окружена со всех сторон одинаковыми частицами другого размера (см. рис. 13). Тогда в установившемся режиме вокруг центральной частицы можно выбрать замкнутую поверхность (на рис. 13 отмечена жирной линией), на которой все

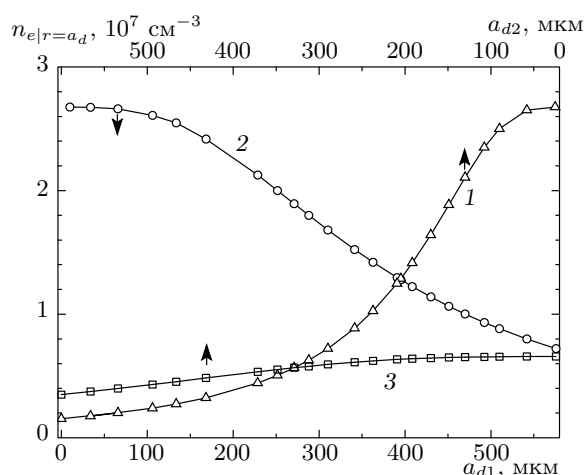


Рис. 14. Зависимости концентрации электронов на внешней границе ячейки ЗВ от ее радиуса для частиц радиуса 10 и 1 мкм при $a_{d1} + a_{d2} = 2a_{d0}$, $a_{d0} = 287.94$ мкм (что соответствует $n_d = 10^4$ см⁻³): для частицы с $r_0 = 1$ (1), 10 (2, 3) мкм при $j_{eff} = 3.665 \cdot 10^{14}$ (1, 2), $0.9 \cdot 10^{14}$ (3) см⁻²·с⁻¹

физические величины будут непрерывными — концентрации электронов слева и справа от поверхности равны друг другу и, как следствие, поле и потоки равны нулю. Действительно, в системе пылевых частиц с одинаковым значением j_{eff} с их поверхности, концентрация электронов вблизи каждой частицы максимальна и не зависит, согласно (22), от размера частицы. Поэтому между пылевыми частицами должна существовать поверхность, на которой концентрация электронов будет иметь минимум и все соседние частицы выбранной совместно формируют вокруг нее замкнутую поверхность с минимумом n_e . На этой поверхности диффузионная составляющая тока электронов равна нулю (поскольку в минимуме производная от концентрации равна нулю), поэтому должна равняться нулю и дрейфовая составляющая тока, так как иначе через эту поверхность течет ток, который меняет распределение концентрации электронов и, соответственно, положение поверхности минимума. На этой поверхности равна нулю и напряженность электрического поля, которая уменьшается от максимального значения вблизи поверхности пылевой частицы до нуля без смены знака. В первом приближении данную поверхность можно заменить сферой (на рис. 13 отмечена пунктирной линией) с сохранением охватываемого объема. При этом нужно заметить, что радиус данной сферы определяется не только концентрацией пыле-

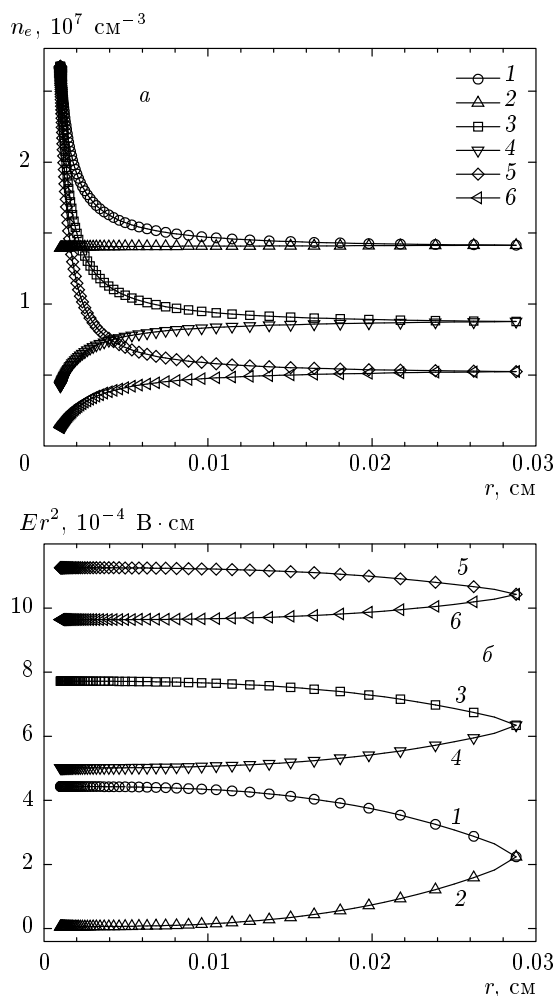


Рис. 15. Распределения концентрации электронов (а) и электрического поля (б) в ячейке ЗВ для частиц радиуса 10 мкм при $n_d = 10^4$ см⁻³. Параметры плазмы см. в табл. 2. Для кривых (2, 4, 6) на рис. б приведены абсолютные значения поля. Данные два раза прорежены

вых частиц, но и их зарядами.

На рис. 14 приведены значения концентрации электронов на внешних границах ячеек ЗВ в зависимости от их радиусов, причем радиусы ячеек связаны соотношением

$$a_{d1} + a_{d2} = 2a_{d0}, \tag{24}$$

где a_{d1} — радиус ячейки для частицы радиуса 10 мкм и a_{d2} — для частиц радиуса 1 мкм, a_{d0} — радиус ячейки ЗВ при $n_d = 10^4$ см⁻³. Расчет проведен по локальной модели с нулевыми потоками и нулевыми полями на внешних границах ячеек. Этот рисунок показывает, что изменением размеров ячеек действительно можно добиться равенства концен-

Таблица 2. Параметры плазмы в ячейке ЗВ и заряда пылевой частицы радиуса 10 мкм для рис. 14

Номер кривой	$j_{eff}, \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	$n_{e0}, \text{см}^{-3}$	$n_e _{r=a_d}, \text{см}^{-3}$	q	q_{eff}
1	$3.66 \cdot 10^{14}$	$2.68 \cdot 10^7$	$1.42 \cdot 10^7$	3079.88	1553.07
2	$1.92 \cdot 10^{14}$	$1.40 \cdot 10^7$	$1.42 \cdot 10^7$	-43.01	-1553.07
3	$3.66 \cdot 10^{14}$	$2.68 \cdot 10^7$	$8.77 \cdot 10^6$	5362.98	4407.91
4	$9.02 \cdot 10^{13}$	$4.23 \cdot 10^6$	$8.77 \cdot 10^6$	-3482.15	-4407.91
5	$3.66 \cdot 10^{14}$	$2.68 \cdot 10^7$	$5.25 \cdot 10^6$	7819.91	7243.05
6	$3.66 \cdot 10^{13}$	$1.30 \cdot 10^6$	$5.25 \cdot 10^6$	-6694.96	-7243.05

трации электронов на границе, разделяющей зоны влияния пылевых частиц. Видно, что кривые при $a_{d1} \approx 395$ мкм и $a_{d2} \approx 180$ мкм пересекаются, при этом заряды оказываются равными $q_1 = 3870$ для частицы радиуса 10 мкм и $q_2 = 341$ для однокронной частицы. Интересно отметить, что объемы ячеек в точке пересечения кривых 1 и 2 на рис. 14 примерно относятся как радиусы пылевых частиц.

В случае разных плотностей эффективных потоков ситуация меняется — при определенных условиях в этом случае возможна разноименная зарядка частиц, поскольку между пылевыми частицами нет поверхности с минимумом концентрации электронов, соответственно нет и поверхности с нулевым значением электрического поля. Пусть j_{eff1} — большая плотность эффективного потока, а j_{eff2} — меньшая, а радиусы пылевых частиц одинаковы. Тогда, например, если

$$j_{eff2} < j_{eff1} \frac{n_{e,1}|_{r=2a_{d0}}}{n_{e,1}|_{r=r_0}},$$

то ни при каких размерах ячеек ЗВ мы не сможем получить пересечение кривых $n_{e1}(a_{d1})$ и $n_{e2}(a_{d2})$ (см. рис. 14), т.е. картина, представленная на рис. 13, не может быть реализована. В данной ситуации для оценки зарядов положим, что пылевые частицы помещены в ячейки равного размера. Это нужно для обеспечения непрерывности электрического поля и суммарной квазинейтральности двух ячеек, когда каждая ячейка в отдельности не квазинейтральна. Будем искать такое значение концентрации электронов на границе, при которой эффективные заряды ячеек будут равны по абсолютной величине и противоположны по знаку (при выполнении этого условия электрическое поле будет непрерывным при переходе из одной ячейки в другую). Данная задача является близкой к физической ситуации, когда одна частица с

одним значением плотности эффективного потока находится в окружении частиц с другим значением плотности эффективного потока.

На рис. 15 приведены распределения концентрации электронов и электрического поля в ячейке каждой из частиц при одной и той же плотности эффективного потока с поверхности первой частицы и при трех разных значениях плотности потока с поверхности другой, как показано в табл. 2. Видно, что уже при различии плотности эффективных потоков менее, чем в два раза, частицы будут заряжены разноименно. При увеличении разности плотностей эффективного потока растет и отрицательный заряд одной из частиц. Изменение эффективности фотоэмиссии в два раза может легко произойти за счет образования окисных пленок или загрязнения поверхности, которые в значительных пределах меняют свойства фотоэмиттера, изменяя как эффективность квантового выхода, так и саму величину работы выхода [22]. Это, на наш взгляд, объясняет появление в наших экспериментах немногочисленной группы частиц (менее 15 % от общего числа) с противоположным зарядом.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе впервые экспериментально продемонстрирована двуполярная зарядка полидисперсных пылевых макрочастиц под действием светового излучения. Показано, что в системе полидисперсных пылевых частиц с одинаковой квантовой эффективностью фотоэмиссии имеет место только униполярная зарядка частиц и лишь в случае частиц, имеющих достаточно разные эффективности квантового выхода возможна двуполярная зарядка. Поскольку вариация усредненной по всей поверхности эффективности квантового выхода из-за образования окисных пленок, из-за загрязне-

ния поверхности возможна в широких пределах [22], это объясняет обнаруженную в эксперименте двуполярную зарядку пылевых частиц под действием ультрафиолетового излучения.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 09-02-01212а, 09-02-13547-офи_ц), Министерства образования и науки РФ (Государственный контракт № 02.740.11.0236) и средств для государственной поддержки ведущих научных школ НШ-3239.2010.2.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Е. Фортов, А. П. Нефедов, О. С. Ваулина и др., ЖЭТФ **114**, 2004 (1998).
2. О. С. Ваулина, А. П. Нефедов, О. Ф. Петров, В. Е. Фортов, ЖЭТФ **119**, 1129 (2001).
3. M. Horanyi and S. Robertson, Phys. Rev. Lett. **84**, 6034 (2000).
4. J. E. Colwell, S. R. Robertson, M. Horanyi et al., J. Aerospace Eng. **22**, 2 (2009).
5. C. R. Seon, W. Choe, K. B. Chai, H. Y. Park, and S. Park, New J. Phys. **11**, 013015 (2009).
6. А. В. Филиппов, В. Е. Фортов, А. Ф. Паль, А. Н. Старостин, ЖЭТФ **123**, 775 (2003).
7. А. В. Филиппов, А. Ф. Паль, А. Н. Старостин, в сб. *Физика экстремальных состояний вещества — 2004*, под ред. В. Е. Фортова и др., ИПХФ РАН, Черногловка (2004), с. 199.
8. L.-W. Ren, Z.-X. Wang, X. Wang, J.-Y. Liu, and Y. Liu, Phys. Plasmas **13**, 082306 (2006).
9. A. V. Filippov, A. F. Pal, and A. N. Starostin, *Proc. 2nd Int. Conf. Physics of Dusty, Burning Plasmas*, Odessa, Ukraine (2007), p. 44.
10. A. V. Gavrikov, V. E. Fortov, O. F. Petrov et al., *Proc. Int. Conf. Physics of Dusty Plasmas (ICPDP-5)*, Ponta Delgada, Azores (2008), p. 90.
11. A. M. Ignatov, Plasma Phys. Rep. **35**, 647 (2009).
12. W. J. Miloch, S. V. Vladimirov, H. L. Raccseli, and J. Trulsen, New J. Phys. **11**, 043005 (2009).
13. *Физические величины. Справочник*, под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова, Энергоатомиздат, Москва (1991).
14. N. A. Fuchs, *The Mechanics of Aerosols*, Pergamon, New York (1964).
15. J. Dutton, J. Phys. Chem. Ref. Data **4**, 577 (1975).
16. J. L. Pack, R. E. Voshall, A. V. Phelps, and L. E. Kline, J. Appl. Phys. **71**, 5363 (1992).
17. А. В. Филиппов, Н. А. Дятко, А. Ф. Паль, А. Н. Старостин, Физика плазмы **29**, 214 (2003).
18. А. А. Кудрявцев, Л. Д. Цендин, Письма в ЖТФ **28**, 1 (2002).
19. А. М. Бродский, Ю. Я. Гуревич, *Теория электронной эмиссии из металлов*, Наука, Москва (1973), с. 87.
20. Л. Г. Дьячков, С. А. Храпак, А. Г. Храпак, в сб. *Физика экстремальных состояний — 2007*, под ред. В. Е. Фортова и др., ИПХФ РАН, Черногловка (2007), с. 299.
21. С. И. Попель, А. П. Голубь, Т. В. Лосева, Письма в ЖЭТФ **74**, 396 (2001).
22. А. Соммер, *Фотоэмиссионные материалы*, Энергия, Москва (1973).