

# АНАЛИЗ ЗАРЯДКИ МАКРОЧАСТИЦ В ПРИЭЛЕКТРОДНОМ СЛОЕ ЕМКОСТНОГО ВЫСОКОЧАСТОТНОГО РАЗРЯДА

*О. С. Ваулина<sup>a\*</sup>, А. А. Самарян<sup>b</sup>, Б. Джеймс<sup>b</sup>,  
О. Ф. Петров<sup>a\*</sup>, В. Е. Фортос<sup>a</sup>*

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

<sup>b</sup> *School of Physics, University of Sydney  
NSW 2006, Sydney, Australia*

Поступила в редакцию 6 ноября 2002 г.

Выполнены численные оценки пространственного изменения зарядов пылевых частиц для типичных условий лабораторных экспериментов в емкостном высокочастотном (ВЧ) разряде. Проведены измерения поверхностных потенциалов макрочастиц, левитирующих в верхней части приэлектродного слоя ВЧ-разряда. Предложена модель формирования нерегулярных пылевых колебаний за счет стохастического движения пыли в объеме пространственно-неоднородной плазмы (при наличии градиента пылевых зарядов). На основе данного механизма проведен анализ результатов измерений амплитуды вертикальных колебаний пылевых частиц в приэлектродном слое ВЧ-разряда, который показал, что наличие градиента пылевого заряда может являться причиной развития таких колебаний.

PACS: 52.27.Gr, 52.27.Lw, 82.70.Dd

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Заряд пылевой частицы является важным параметром при исследовании различных транспортных процессов в пылевой плазме, таких как фазовые переходы, процессы диффузии, распространение волн и формирование пылевых автоколебаний. Методам определения и результатам измерения зарядов пылевых частиц уделяется значительное внимание при исследовании плазмы. Широкий круг методов определения зарядов макрочастиц опирается на измерения динамического отклика пылевых частиц на различные внешние возмущения [1–9]. Заряды макрочастиц могут быть определены и без внешних возмущений исследуемой системы, например, путем анализа их диффузии или из условий баланса неподвижной частицы в поле тяжести Земли и электрическом поле ловушки [9–11].

Поскольку заряд пылевых частиц является функцией параметров окружающей плазмы (кон-

центраций  $n_{e(i)}$  и скоростей  $v_{e(i)}$  электронов и ионов), изменение этих параметров может приводить к изменениям заряда макрочастиц и развитию различных неустойчивостей в плазменно-пылевых системах [12, 13]. Существующие экспериментальные наблюдения показывают, что при определенных условиях (с изменением давления или при увеличении числа частиц) пылевые частицы в стратах тлеющего разряда постоянного тока или в приэлектродном слое емкостного ВЧ-разряда могут приобретать энергии порядка 1–100 эВ и совершать регулярные или стохастические вертикальные (в направлении поля тяжести) колебания [13–17].

Причина развития таких колебаний может быть связана с неоднородностью окружающей плазмы. Формирование различных пылевых автоколебаний в поле силы тяжести, ортогональной градиенту заряда макрочастиц, было рассмотрено в работе [12]. Однако в силу достаточной однородности параметров плазмы емкостного ВЧ-разряда в радиальном направлении (ортогональном силе тяжести) упомяну-

\*E-mail: industpl@redline.ru

тый механизм вряд ли может служить причиной развития наблюдаемых пылевых колебаний в разрядах данного типа. Стохастические флуктуации пылевых зарядов за счет дискретности токов плазмы, заряжающих макрочастицу, могут приводить к «аномальному нагреву» пылевых частиц в плазме газовых разрядов [18], но не позволяют объяснить приобретения высоких кинетических энергий ( $> 0.1$  эВ) для легких частиц радиусом 1-2 мкм (плотностью около  $\rho \approx 1.5\text{--}2$  г/см<sup>3</sup>) при давлениях газа  $P > 0.02$  Торр.

Одним из возможных механизмов развития нерегулярных колебаний пылевых частиц являются стохастические изменения их заряда, которые определяются случайным положением частицы в пространственно-неоднородной плазме (при наличии градиента пылевого заряда в направлении силы тяжести) за счет тепловых или иных флуктуаций, например, за счет дискретности тока зарядки, упомянутого выше. Данный механизм был впервые рассмотрен в работе [14]. Однако предложенная авторами модель предполагала движение частиц в режиме свободной диффузии, что не подходит для описания пространственно-ограниченных траекторий макрочастиц, наблюдаемых как в пылевом слое, формирующемся в ВЧ-разряде, так и в условиях объемного пылевого облака в тлеющем разряде постоянного тока [13,16,17,19]. Добавим также, что в рамках описанной модели сама возможность формирования нерегулярных пылевых колебаний зависела от начальной энергии системы, что далеко не всегда наблюдается в реальных экспериментах, один из которых будет описан ниже.

В настоящей работе предложена модель формирования нерегулярных пылевых колебаний за счет стохастического движения пыли в пространственно-неоднородной плазме, которая учитывает ограничения, накладываемые электрическим полем, на смещения макрочастиц в выделенном направлении. При помощи данного механизма проведен анализ вертикальных колебаний макрочастиц в приэлектродном слое емкостного ВЧ-разряда. Работа построена следующим образом. Во втором разделе работы приведены оценки пространственного изменения заряда пылевых частиц в приэлектродном слое разряда, в третьем — основные соотношения для оценки величины кинетической энергии, приобретаемой пылевой частицей в неоднородной плазме. Два последних раздела посвящены экспериментам по исследованию зарядки пылевых частиц и динамики формирования стохастических пылевых колебаний в плазме ВЧ-разряда.

## 2. ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ ЗАРЯДА МАКРОЧАСТИЦ В ПЛАЗМЕ ГАЗОВЫХ РАЗРЯДОВ

В плазме газовых разрядов, где эмиссионные процессы, как правило, несут, заряд пылевой частицы оказывается отрицательным. Оценка потенциала поверхности макрочастицы в приближении ограниченного орбитального движения дает для его величины

$$\varphi_s = -\frac{e\langle Z_p \rangle}{a_p} \equiv -\frac{zT_e}{e},$$

где  $\langle Z_p \rangle$  — величина равновесного (среднего по времени) заряда пылевой частицы,  $T_e$  — температура электронов в эВ, а  $z \approx 2\text{--}4$  для большинства экспериментов по исследованию пылевой плазмы в условиях разрядов в инертных газах [20, 21].

Используя формулы приближения ограниченного орбитального движения, можно оценить небольшое изменение  $\Delta_n Z_p$  равновесного заряда  $\langle Z_p \rangle$  макрочастицы за счет нарушения электронейтральности окружающей плазмы  $\delta n = n_i - n_e$  [19]:

$$\frac{\Delta_n Z_p}{\langle Z_p \rangle} \approx -\frac{\text{div } \mathbf{E}}{4\pi e n_0 (1+z)}. \quad (1)$$

Здесь  $E$  — напряженность электрического поля, а  $n_0$  — концентрация нейтральной плазмы, где  $n_e = n_i = n_0$ . Очевидно, что пока условие  $\delta n \ll n_0$  выполняется, требование малости изменения заряда

$$\Delta_n Z_p \ll \langle Z_p \rangle$$

будет удовлетворяться автоматически.

Аналогичное соотношение для оценок изменения заряда

$$|\Delta_i Z_p = Z_p - \langle Z_p \rangle| \ll \langle Z_p \rangle$$

в слое плазмы можно получить в предположении  $|e\varphi/T_e| \ll 1$  (где  $\varphi$  — потенциал электрического поля) при условии, что направленная скорость  $u_i$  ионов много больше их тепловой скорости  $v_i^T$ :

$$\frac{\Delta_i Z_p}{\langle Z_p \rangle} \approx -\frac{2z\delta n/n_0 - e\varphi(z-s)/T_e}{z(1+s+z)}. \quad (2)$$

Здесь  $\langle Z_p \rangle$  — равновесный заряд в слое плазмы с  $\delta n \approx 0$  и концентрацией  $n_0$ ,  $s = m_i u_i^2 / 2T_e$ . Соотношение (2) можно использовать для оценки изменения заряда вблизи верхней границы приэлектродного слоя, где обычно наблюдают левитацию макрочастиц. Тогда  $s = 0.5$ , учитывая, что ионы поступают в слой с боровской скоростью  $v_B = \sqrt{T_e/m_i}$ , а

$n_0 = n_B \approx n_0^*/2.7$ , где  $n_0^*$  — концентрация невозмущенной плазмы. Следует отметить, что такой подход годится только для случая очень низких давлений, когда длина свободного пробега  $l_i$  ионов при столкновении с нейтралами газа много больше электронного дебаевского радиуса  $\lambda_{De}$ . Для средних давлений (0.05–1 Торр), которые являются рабочими в большинстве экспериментов по пылевой плазме,  $l_i \sim \lambda_{De}$ . В этом случае скорость ионов на границе слоя  $u_i(0)$  примерно в  $\sqrt{\pi\lambda_{De}/2l_i}$  раз меньше бомовской скорости  $v_B$  [22].

Отметим, что при выводе соотношения (2) предполагалось, что процессами ионизации в слое плазмы можно пренебречь ( $n_i u_i = \text{const}$ ). Аналитическая теория приэлектродного слоя в ВЧ-разряде, разработанная для этого случая, описана в работе [22]. При этом подразумевается, что слой граничит не с невозмущенной плазмой, а с предслоем, где электронейтральность плазмы достаточно высока:  $\delta n/n_0 \ll 1$ . Анализ предлагаемой системы уравнений для случая низких давлений ( $\lambda_{De} \ll l_i$ ) дает для усредненного электрического поля  $E(y)$  приэлектродного слоя вблизи его верхней границы распределение, близкое к линейной функции:

$$E(y) = C_1 y. \quad (3)$$

Для случая средних давлений ( $\lambda_{De} \sim l_i$ ) решение уравнений аналитической теории [22] приводит к линейной аппроксимации для градиента этого поля  $E(y)$ :

$$E(y) = C_2 y^2. \quad (4)$$

Обратимся к анализу условий, которые реализуются в ряде экспериментов в пылевой плазме емкостного высокочастотного разряда [16, 17]. Эти эксперименты показывают, что левитация макрочастиц наблюдается вблизи верхней границы приэлектродного слоя, толщина которого  $d_{max}$  в условиях экспериментов ( $P = 0.015\text{--}0.2$  Торр) находится в пределах приблизительно от 0.5 до 1.5 см.

Оценим величину градиентов заряда макрочастицы

$$\beta_y = \frac{dZ_p}{dy} \equiv \frac{d(\Delta_i Z_p)}{dy}$$

за счет изменения условий зарядки для легких частиц радиусом  $a_p = 1\text{--}2$  мкм и плотностью  $\rho = 1.5\text{--}2$  г/см<sup>3</sup>, полагая, что электрические поля  $E$ , удерживающие частицы в поле тяжести Земли, равны 1–4 В/см, плотность плазмы на границе слоя  $n_e = 10^8\text{--}10^9$  см<sup>-3</sup>, температура электронов  $T_e = 2$  эВ, а используемым газом является аргон ( $z \approx 3\text{--}4$  [20, 21]). Тогда в случае линейного поля (3)

при  $C_1 = 12$  В/см<sup>2</sup> рассматриваемые частицы будут зависеть на расстояниях  $y = y_0 \approx 0.1\text{--}0.33$  см от верхней границы слоя, где выполняется условие баланса силы тяжести и электрической силы:

$$m_p g + \langle Z_p \rangle e E(y_0) = 0. \quad (5)$$

Относительное изменение градиента заряда макрочастиц  $\beta_y/\langle Z_p \rangle$  в этой области, полученное для условий задачи из совместного решения (2), (3), будет составлять от  $-0.1$  см<sup>-1</sup> до  $-0.3$  см<sup>-1</sup>. Таким образом, в рамках представленной модели заряд пылевой частицы будет уменьшаться с ее приближением к электроду и тем быстрее, чем ниже находится эта частица. Такая же качественная картина будет наблюдаться и для нелинейного поля (4). При этом величина градиентов заряда макрочастиц  $\beta_y/\langle Z_p \rangle$ , левитирующих на расстояниях  $y_0 \approx 0.25\text{--}0.5$  см от верхней границы слоя ( $C_2 = 12$  В/см<sup>3</sup>), с ростом  $y_0$  будет меняться от  $-0.15$  см<sup>-1</sup> до  $-0.39$  см<sup>-1</sup>.

В заключение отметим, что несмотря на значительные градиенты заряда  $\beta_y/\langle Z_p \rangle = -(0.1\text{--}0.4)$  см<sup>-1</sup>, относительное изменение его величины  $\langle Z_p \rangle$  во всех анализируемых случаях не превышало 7% ( $|\Delta_i Z_p/\langle Z_p \rangle| < 0.07$ ), возмущение электронейтральности плазмы составляло  $|\delta n/n_0| < 0.09$ , а значение  $|e\varphi/T_e| < 0.35$ , что является достаточно хорошим приближением для линеаризации уравнений аналитической теории слоя [22] и приближения ограниченного орбитального движения [20, 21] и, соответственно, для оценки изменения заряда в слое из соотношений (2)–(4).

### 3. ВЛИЯНИЕ ФЛУКТУАЦИЙ ЗАРЯДА МАКРОЧАСТИЦ НА ИХ КИНЕТИЧЕСКУЮ ТЕМПЕРАТУРУ В ПРОСТРАНСТВЕННО-НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ

Рассмотрим двумерную задачу в цилиндрической  $ry$ -геометрии, моделирующую один слой макрочастиц, левитирующий над электродом ВЧ-генератора (см. ниже рис. 1) при наличии градиента пылевого заряда  $\beta_y = dZ_p/dy$  в направлении силы тяжести (ось  $y$ ), учитывая флуктуации сил межчастичного взаимодействия, которые определяются изменениями заряда частиц

$$\tilde{Z}_s = \beta_y y \zeta$$

за счет случайного изменения их положений в рассматриваемом слое. Отклонения  $(r, y)$  отдельной

частицы в таком слое от ее равновесного  $(r_0, y_0)$  положения можно описать линеаризованной системой уравнений:

$$m_p y'' = -m_p \nu_{fr} y' - \alpha_y e \langle Z_p \rangle y + e \beta_y E_y y + F_y, \quad (6a)$$

$$m_p r'' = -m_p \nu_{fr} r' - \alpha_r e \langle Z_p \rangle r + e \tilde{Z}_s E_r + F_r, \quad (6б)$$

где  $\nu_{fr}$  — коэффициент трения, который в свободно-молекулярном приближении определяется соотношением

$$\nu_{fr} [c^{-1}] \approx \frac{C_v P [\text{Торр}]}{a_p [\text{мкм}] \rho [\text{г/см}^3]}$$

(где  $C_v \approx 820$  мкм·г/с·Торр·см<sup>3</sup> для аргона), штрихами обозначены производные координат по времени,  $\mathbf{F} = (F_y, F_r)$  — случайная сила, приводящая к стохастическому движению частиц, а  $\alpha_{y,r} = dE_{y,r}/dy$  — градиенты внешнего электрического поля  $\mathbf{E} = (E_y, E_r)$ . Здесь

$$E_y = \frac{m_p g}{e \langle Z_p \rangle}$$

определяется балансом вертикальной электрической силы и силы тяжести Земли, а для оценки величины  $E_r$  можно учесть баланс радиальной электрической силы и сил межчастичного взаимодействия. Для однородного протяженного слоя частиц можно предположить, что радиальные поля линейны, т. е.

$$E_r \approx \alpha_r r \approx \alpha_r N_r l_p,$$

где  $l_p$  — среднее межчастичное расстояние, а  $N_r$  — число частиц, находящихся в области от оси цилиндрической системы до рассматриваемой частицы, причем величина градиента этого поля для плоского пылевого облака

$$\alpha_r \propto \frac{e \langle Z_p \rangle}{l_p^3}.$$

Напомним, что природа силы  $eE_r \tilde{Z}_s$  в (6б) определяется коллективным действием на отдельную частицу всех остальных частиц слоя. В рассматриваемой постановке изменение  $\tilde{Z}_s$  будет определяться случайной величиной  $y_\Sigma$ , заданной уравнением (6а), с иным значением случайной силы  $\tilde{F}_{s,y} \neq F_y$ , параметры которой можно определить при помощи процедуры, описанной в [18]. Следует отметить, что для решения задачи достаточно считать, что действие рассматриваемых случайных сил не является коррелированным ( $\langle \tilde{\mathbf{F}}_s \mathbf{F} \rangle = 0$ ), а также отсутствует корреляция этих сил с «медленными» смещениями частиц

$\mathbf{l} = (r, y)$  ( $\langle \mathbf{F} \mathbf{l} \rangle = 0$  и  $\langle \tilde{\mathbf{F}}_s \mathbf{l} \rangle = 0$ ) [23, 24]. Тогда в системе в радиальном направлении  $r$  будет поступать дополнительная кинетическая энергия  $\Delta^s T_r$ , пропорциональная амплитуде флуктуаций заряда

$$\langle \tilde{Z}_s^2 \rangle = \beta_y^2 \langle y^2 \rangle$$

(см. [18]), где  $\langle y^2 \rangle$  — среднеквадратичное отклонение в направлении  $y$ :

$$\langle y^2 \rangle = \frac{T_n + \Delta^f T + \Delta^s T_y}{m_p \omega_y^2}. \quad (7)$$

В уравнении (7)

$$\omega_y^2 = \frac{e \langle Z_p \rangle \alpha_y - \beta_y E_y}{m_p},$$

$T_n$  — температура окружающего газа,  $\Delta^f T$  — стохастическая энергия, приобретаемая частицей в плазме за счет любых других механизмов, например, за счет дискретности токов зарядки, а  $\Delta^s T_y$  — часть кинетической энергии  $\Delta^s T_r$ , передаваемая в направлении  $y$  посредством межчастичного взаимодействия. Коэффициент передачи энергии за счет межчастичного взаимодействия в пылевом облаке

$$\gamma = \frac{\Delta^s T_y}{\Delta^s T_r}$$

не равен 0, а определяется реакцией пылевой системы на поперечные возмущения системы и величиной амплитуды смещения частиц [12, 18]. Производные, соответствующие этим возмущениям, исключены из системы (6а), (6б), поскольку далее мы будем полагать, что кинетическая энергия, приобретаемая макрочастицей, равномерно перераспределяется по степеням свободы:

$$\Delta^s T_r \approx \Delta^s T_y \approx \Delta^s T.$$

Численное моделирование показывает, что для параметров, близких к условиям экспериментов, такое предположение является обоснованным для достаточно большого числа частиц ( $n_p$ ), низких давлений буферного газа (малых  $\nu_{fr}$ ), а также при формировании дополнительных пылевых слоев [12, 18]. В этом случае величина кинетической энергии  $\Delta^s T$ , приобретаемая пылевой частицей за счет случайного изменения ее заряда в неоднородной плазме, может быть получена как

$$\Delta^s T \approx \frac{T_0 + \Delta^f T}{1 - \theta_1}, \quad (8)$$

где

$$\theta_1 = \left( \frac{\beta_y}{\langle Z_p \rangle} \right)^2 \frac{e^2 \langle Z_p \rangle^2 E_r^2 \omega_r^2}{m_p^2 \nu_{fr}^2 (\omega_r^2 + \omega_y^2) \omega_y^2}. \quad (9)$$

Здесь

$$\omega_r^2 = \frac{e\langle Z_p \rangle \alpha_r}{m_p}.$$

При необходимости в соотношении (8) можно учесть долю перераспределенной энергии  $\gamma$ :

$$\Delta^s T = \frac{(T_0 + \Delta^f T)(1 + (1 - \gamma)\theta_1)}{1 - \gamma\theta_1}. \quad (10)$$

Таким образом, при  $\gamma \approx 1$ , величина кинетической энергии  $\Delta^s T$  определяется величиной коэффициента  $\theta_1$ , который сильно зависит от параметров пылевой системы. Если принять во внимание, что вблизи верхней границы приэлектродного слоя

$$\frac{|\beta_y|}{\langle Z_p \rangle} \ll \frac{a_y}{E_y}$$

(см. разд. 2), а также положить

$$E_r \approx N_r e \langle Z_p \rangle / l_p^2, \quad \omega_r^2 \approx \omega_y^2,$$

то можно получить для оценки  $\theta_1$  более простое соотношение:

$$\theta_1 \approx \left( \frac{\beta_y}{\langle Z_p \rangle} \right)^2 \frac{N_r^2 e^2 \langle Z_p \rangle^2}{2m_p \nu_{fr}^2 l_p},$$

которое дает величину  $\theta_1 \approx 0.25$  для случая  $N_r = 10$ ,  $l_p = 300$  мкм,  $\langle Z_p \rangle = 5 \cdot 10^3 e$ ,  $|\beta_y|/\langle Z_p \rangle = 0.2$  см<sup>-1</sup>,  $\nu_{fr} \approx 13$  с<sup>-1</sup> (аргон,  $P \approx 0.03$  Торр),  $a_p = 1$  мкм,  $\rho = 2$  г/см<sup>3</sup>. Легко увидеть, что коэффициент  $\theta_1$  стремится к 1 для тех же условий, если  $N_r \rightarrow 20$  или  $|\beta_y|/\langle Z_p \rangle \rightarrow 0.4$ . Тогда мы получим, что кинетическая энергия  $\Delta^s T$  будет бесконечно расти одновременно с ростом отклонения частиц ( $y, r$ ) от их положения равновесия. Однако в данном случае линейная система уравнений (6а), (6б) не дает корректного анализа динамики частиц, поскольку амплитуда их движения может ограничиваться за счет различных нелинейных эффектов. Кроме того, соотношение (8) получено в предположении малости среднеквадратичных отклонений частиц,

$$\langle y^2 \rangle \ll l_0^2 \approx l_p^2 + \langle y^2 \rangle,$$

где  $l_0$  и  $l_p$  — межчастичные расстояния соответственно в возмущенном и в невозмущенном слоях макрочастиц.

Некоторую оценку максимальной величины  $\Delta^s T^{max}$  кинетической энергии (без учета нелинейных эффектов и возможного изменения параметров системы в пределах траектории движения частиц) можно получить, дополнительно учитывая

отклонения частиц  $\langle y^2 \rangle$  (7) в уравнении (6б) через изменение поля  $E_r \propto l_0^2$ . Тогда для  $\theta_1 \rightarrow 1$  получим

$$\Delta^s T^{max} = \frac{4}{3} l_p^2 \omega_y^2 m_p, \quad (11)$$

а для максимальной амплитуды  $A_y^{max} = \sqrt{2\langle y^2 \rangle}$  смещения частиц в направлении  $y$  получим

$$A_y^{max} \approx 1.6 l_p. \quad (12)$$

Для примера ( $a_p = 1$  мкм,  $\rho = 2$  г/см<sup>3</sup>,  $l_p = 300$  мкм,  $\theta_1 \rightarrow 1$ ), рассмотренного выше при  $\alpha_y \approx 6-12$  В/см<sup>2</sup> (см. разд. 2), величина  $\Delta^s T^{max} \approx 25-50$  эВ, а  $A_y^{max} \approx 480$  мкм. Следует отметить, что ограничение роста амплитуды и кинетической энергии пылевых частиц наблюдается как в реальных экспериментах, так и при численном моделировании систем с градиентом заряда макрочастиц [15, 16].

В заключение добавим, что рассмотренный механизм способен объяснить параметрическую раскачку колебаний макрочастиц с градиентами зарядов, наблюдаемую в численном эксперименте [12] при уменьшении силы трения ( $\nu_{fr}$ ) ниже некоторого критического значения. Причина такой «раскачки» осталась не выявленной в рамках упомянутой работы, поскольку эффекты, связанные с коллективными тепловыми флуктуациями частиц пылевого облака, были исключены из теоретического рассмотрения. В случае «аномального нагрева» макрочастиц за счет дискретности токов зарядки основным источником дополнительной энергии пылевой частицы также являются внешние электрические силы [18]. Тогда как предлагаемый механизм обеспечивается коллективными эффектами, возможными только при достаточном количестве частиц в пылевом облаке и, соответственно, способными развиваться в процессе увеличения концентрации пылевой компоненты.

#### 4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАРЯДА ЧАСТИЦ В ПРИЭЛЕКТРОДНОМ СЛОЕ ВЧ-РАЗРЯДА

Эксперимент проводился в емкостном ВЧ-разряде в аргоне с давлением  $P = 0.1$  Торр при мощности разряда  $W = 60$  Вт. Схематическое изображение экспериментальной установки показано на рис. 1. Частицы меламина-формальдегида различных размеров  $a_p$  зависали над нижним электродом на разных расстояниях  $h$  (см. таблицу) от его поверхности. Поверхностный потенциал  $\varphi_s$  макрочастиц можно получить из уравнения баланса (5) силы тяжести

$R$ , мкм	$\rho$ , г·см <sup>-3</sup>	$h$ , мм	$(\varphi_s E)_{exp}$ , В <sup>2</sup> /см	$E$ , В/см	$\langle Z_p \rangle$	$\langle Z_p^c \rangle$	$\delta$ , %
1	2	10.06	7.38	1.12	4579	4632	1
1.39	1.5	9.65	10.71	1.67	6200	6438	4
2.12	1.5	7.70	24.89	3.93	9332	9820	5
3.07	1.5	4.80	52.21	7.38	15079	14220	6

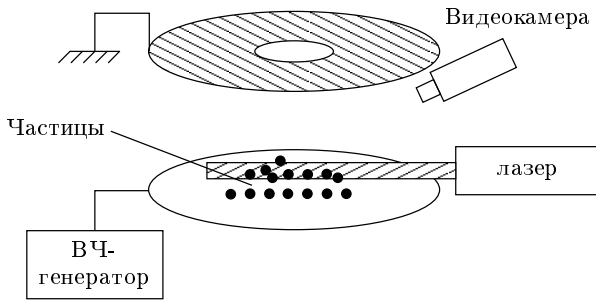


Рис. 1. Упрощенная схема экспериментальной установки

$m_p g$  и электрической силы  $e\langle Z_p \rangle E(y)$ , исходя из которого связь величины  $\varphi_s$  с электрическим полем  $E(y)$  можно задать соотношением

$$\varphi_s(y)E(y) = \frac{m_p g}{a_p}, \quad (13)$$

откуда можно определить зависимость функции  $\varphi_s(y)E(y)$  от высоты  $h$  по результатам измерений (см. таблицу, рис. 2а, б).

Пространственный потенциал  $\varphi$  в слое приэлектродной плазмы измерялся компенсированным ленточным зондом на разной высоте относительно электрода. Измеренная разность потенциалов  $\Delta\varphi$  между точками  $h = 1.1$  см и  $h = 0.6$  см составила около 1.5 В. Затем экспериментальные данные аппроксимировались в предположении слабого изменения заряда  $\langle Z_p \rangle$  ( $\varphi_s \approx \text{const}$ , см. разд. 2) линейными и квадратичными функциями для  $E$  (3), (4), где  $y = d_{max} - h$ . Ширина приэлектродного слоя  $d_{max}$  и коэффициенты  $C_1$  и  $C_2$  в этих аппроксимациях были получены путем наилучшей подгонки экспериментальных данных и для линейного поля (3) составили  $C_1 \approx 12$  В/см<sup>2</sup> и  $d_{max} \approx 1.1$  см, а для квадратичной зависимости (4) —  $C_2 \approx 16.2$  В/см<sup>3</sup> и  $d_{max} \approx 1.26$  см. Результаты аппроксимации показаны на рис. 2а, б. Среднеквадратичная ошибка линейного приближения составляет около 4%, а квадратичного — около 10%. Более высокая величина ошибки в последнем

случае объясняется сильным несоответствием нелинейной аппроксимации (4) результатам измерений с приближением к электроду (уменьшением  $h$ ).

Электрические поля и заряды  $\langle Z_p \rangle$  макрочастиц, восстановленные в приближении линейного электрического поля, приведены в таблице. Легко увидеть, что погрешность

$$\delta = \frac{|\langle Z_p \rangle - \langle Z_p^c \rangle|}{\langle Z_p^c \rangle}$$

измеряемого заряда  $\langle Z_p \rangle$  относительно величины, заданной соотношением

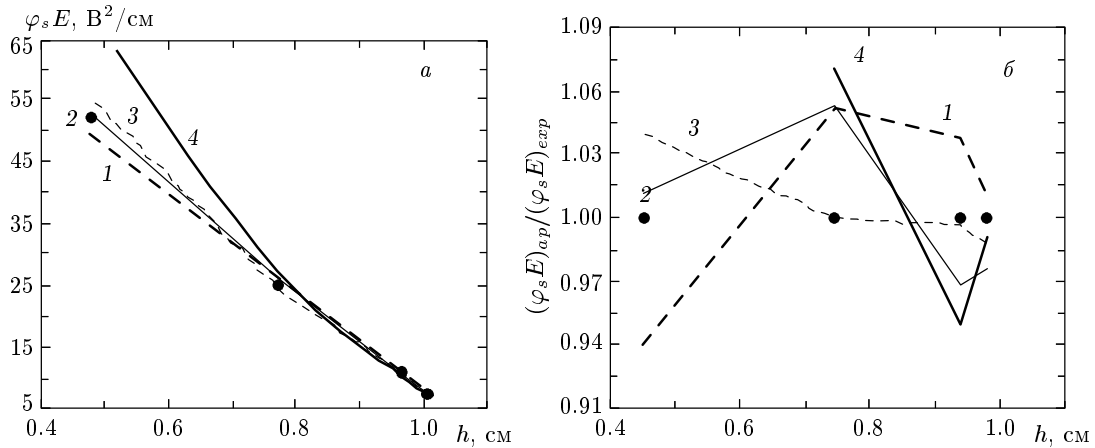
$$\langle Z_p^c \rangle = -\frac{\varphi_s a_p}{e} \equiv C a_p, \quad (14)$$

где  $C = 4632$  мкм<sup>-1</sup>, полностью определяется погрешностью линейной аппроксимации  $E$ . Поскольку величина поля  $E$  как в линейной (3), так и в квадратичной (4) аппроксимациях определялась силой тяжести, близкий коэффициент  $C = 4598$  мкм<sup>-1</sup> для соотношения (14) был найден и в этом случае с погрешностью  $\delta$  от 7% (для  $h = 0.77$  см) до 30% ( $h = 0.48$  см) (см. рис. 2а, б). Таким образом, ощутимых изменений заряда макрочастиц за счет изменений условий их зарядки в слое экспериментально обнаружить не удалось, что полностью согласуется с теоретическими прогнозами, изложенными в разд. 2.

Учитывая, что в приближении ограниченного орбитального движения  $\varphi_s = -zT_e/e$  (для аргона  $z \approx 3-4$  [19, 20]), по восстановленному значению  $C \approx 4600$  мкм<sup>-1</sup> можно оценить температуру электронов:  $T_e \approx 1.7-2.2$  эВ. Эта величина хорошо согласуется со значениями  $T_e = 1.9 \pm 0.3$  эВ, полученными из независимых зондовых измерений температуры электронов в приэлектродном слое экспериментальной установки в отсутствие пыли.

Несмотря на небольшие шансы корректно определить величину градиентов  $\beta_y = dZ_p/dy$  заряда макрочастиц, была проведена аппроксимация экспериментальных данных следующими функциями

$$\varphi_s E = C_1(y + \beta_y y^2), \quad (15a)$$



**Рис. 2.** Зависимость  $\varphi_s E$  (а) и отношение различных аппроксимаций  $(\varphi_s E)_{ap}$  к экспериментальным величинам  $(\varphi_s E)_{exp}$  (б) от высоты  $h$  над срезом электрода для следующих случаев: 1 — линейного поля  $E$  (3), 2 — формулы (15а); 3 — формулы (15б); 4 — квадратичной аппроксимации  $E$  (4). Кружками обозначены результаты измерений

$$\varphi_s E = C_2(y^2 + \beta_y y^3). \quad (15б)$$

Таким образом, мы учли в линейной (3) и квадратичной (4) аппроксимациях поля для измеренной функции  $(\varphi_s E)$  (13) возможные градиенты зарядов макрочастиц. В результате в обоих случаях были получены достаточно близкие значения полей  $E(y)$ , зарядов  $Z_p$  и ширины слоя и  $d_{max}$ . При этом градиент заряда в случае линейного поля (15а) оказался положительным,  $\beta_y / \langle Z_p \rangle \approx 0.2 \text{ см}^{-1}$ , чего нетрудно было ожидать по поведению линейной аппроксимации (кривая 1, рис. 2а) результатов измерения и что противоречит теоретическим прогнозам (см. разд. 2). В случае (15б) восстановленный градиент заряда составил  $\beta_y / \langle Z_p \rangle \approx -0.37 \text{ см}^{-1}$ , что может соответствовать действительности, поскольку относительные изменения заряда  $\Delta_i Z_p / \langle Z_p \rangle$  при этом не превышали 20% даже для самой близкой к электроду точки  $h = 0.48 \text{ см}$ .

### 5. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ ВЕРТИКАЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ ЧАСТИЦ В ПРИЭЛЕКТРОДНОМ СЛОЕ ВЧ-РАЗРЯДА

Результаты экспериментов, представленные в предыдущем разделе, показывают, что изменения условий зарядки в верхней части приэлектродного слоя ВЧ-разряда не оказывают ощутимого влияния на величину заряда легких макрочастиц, левитирующих в данной области. Однако даже незначитель-

ное изменение пылевого заряда (см. разд. 3) может обеспечивать градиенты  $\beta_y$ , достаточные для развития стохастических пылевых колебаний.

Эксперименты проводились для частиц двух размеров ( $a_p = 1$  и  $2.1 \text{ мкм}$ ) в приэлектродном слое высокочастотного емкостного разряда в аргоне с давлениями от 0.1 до 0.015 Торр. При определенных условиях (с уменьшением давления или при увеличении числа частиц) пылевые частицы приобретали энергии порядка 1–10 эВ и совершали нерегулярные вертикальные (в направлении поля тяжести) колебания. Здесь мы рассмотрим один из возможных механизмов развития таких колебаний за счет стохастического изменения их зарядов в пространственно-неоднородной плазме на основе численных оценок, представленных в разд. 3. Поскольку величина кинетической энергии  $\Delta^s T$ , приобретаемой пылевой частицей за счет градиентов заряда макрочастиц, сильно зависит от точности определения параметров частиц и окружающей плазмы, проведем анализ относительных изменений амплитуды  $A_y$  колебаний пылевых частиц с уменьшением давления  $P$  в разряде. При этом будем полагать, что такое уменьшение  $P$  вызывает изменение коэффициента  $\nu_{fr}$  трения макрочастиц, но не приводит к значительному возмущению параметров окружающей плазмы. Тогда из соотношений (7), (8) получим

$$\frac{A_y(P_i)}{A_y(P_0)} = \sqrt{\frac{1 - \theta_1(P_0)}{1 - \theta_1(P_i)}}, \quad (16)$$

где  $A_y(P_i)$  — амплитуда колебаний частиц при различных давлениях  $P_i$  ( $i = 1, 2, \dots, N$ ).

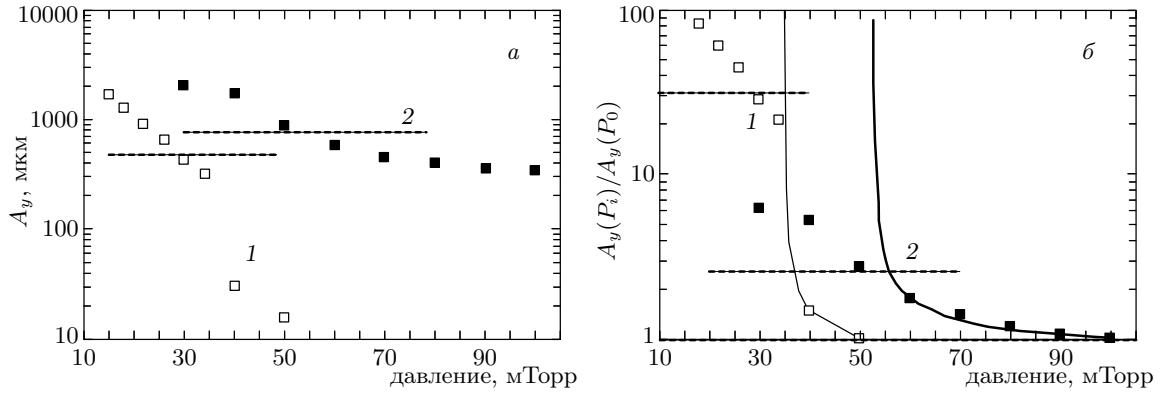


Рис. 3. Зависимость амплитуды  $A_y$  (а) вертикальных колебаний и отношения  $A_y(P_i)/A_y(P_0)$  (б) от давления  $P$  ВЧ-разряда в аргоне для частиц радиусом  $a_p = 1$  (1) и 2.1 (2) мкм. Штриховые линии соответствуют значениям  $A_y^{max}$  (а) и  $A_y^{max}/A_y(P_0)$  (б), сплошные (б) — аппроксимации (16)

Измеренные зависимости  $A_y(P)$  для частиц двух размеров приведены на рис. 3а. Там же (штриховой линией) показаны границы, когда амплитуда колебаний частиц достигает величины, близкой к  $A_y^{max} \approx 1.6l_p$  (12), где  $l_p$  соответствует радиальному межчастичному расстоянию в невозмущенном пылевом слое. Средняя кинетическая энергия более легких частиц радиусом  $a_p = 1$  мкм, полученная путем анализа спектра их скоростей, при минимальном давлении была более 3 эВ, энергия частиц с  $a_p = 2.1$  мкм достигала  $\sim 10$  эВ.

С учетом того, что  $P_i^2\theta_1(P_i) = P_0^2\theta_1(P_0)$  (см. (10)), величина  $\theta_1(P_0)$  может быть получена из (16) с помощью наилучшего согласования расчетных и экспериментальных данных в области, где  $A_y(P_i) < l_0$ . Данная процедура дает  $\theta_1 \approx 0.5$  при  $P_0 = 0.05$  Торр для частиц с радиусом  $a_p = 1$  мкм и  $\theta_1 \approx 0.28$  ( $P_0 = 0.1$  Торр) для частиц с  $a_p = 2.1$  мкм. Результаты расчетов  $A_y(P_i)/A_y(P_0)$  (сплошная линия) приведены на рис. 3б. Штриховой линией показано отношение максимальной амплитуды  $A_y^{max}$  (12) смещения частиц к ее начальному значению, измеряемому в эксперименте  $A_y(P_0)$ .

Таким образом, эволюция амплитуды анализируемых колебаний при изменении давления в разряде качественно соответствует предлагаемому механизму формирования таких колебаний. Количественное различие предлагаемых аппроксимаций и результатов измерений может быть обусловлено тем, что при расчете амплитуды  $A_y^{max}$  и функций  $\theta_1(P_i)$  не принималось во внимание возможное изменение параметров плазмы ни с понижением давления, ни в пределах траектории движения пылевых частиц.

### 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнен численный анализ влияния неоднородных условий на зарядку пылевых частиц в верхней части приэлектродного слоя ВЧ-разряда. Приведены простые аналитические соотношения для определения градиента зарядов макрочастиц. Проведены измерения поверхностного потенциала макрочастиц разных размеров в приэлектродной плазме ВЧ-разряда. Данные измерения показали, что неоднородность окружающей плазмы не оказывает значительного влияния на заряды легких пылевых частиц, левитирующих в верхней части приэлектродного слоя исследуемого разряда ( $|\beta_y|/\langle Z_p \rangle < 0.4 \text{ см}^{-1}$ ). Результаты измерений хорошо согласуются с представленными аналитическими оценками градиентов заряда макрочастиц, выполненными в рамках приближения ограниченного движения.

Предложен возможный механизм развития случайных колебаний макрочастиц за счет их стохастического движения в объеме пространственно-неоднородной плазмы (при наличии небольшого изменения пылевых зарядов). Получены аналитические соотношения для оценки величины кинетической энергии, приобретаемой макрочастицами за счет данного механизма. Данные оценки показывают, что кинетическая энергия легких пылевых частиц может достигать величин порядка 1–10 эВ, что близко к энергиям, наблюдаемым в экспериментах. На основе предложенного механизма выполнен анализ измерений амплитуды колебаний макрочастиц разных размеров в приэлектродном слое ВЧ-разряда при различных давлениях. Показано, что рассмотренный механизм может являться



причиной развития стохастических вертикальных колебаний.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 01-02-16658, 00-02-17520), INTAS (грант № 01-0391) и Австралийского совета по научным исследованиям. Работа А. А. С. была поддержана научно-исследовательской стипендией U2000 Сиднейского университета.

## ЛИТЕРАТУРА

1. T. Trottenberg, A. Melzer, and A. Piel, *Plasma Sources Sci. Technol.* **4**, 450 (1995).
2. J. B. Pieper and J. Goree, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3137 (1996).
3. A. A. Homann, A. Melzer, S. Petrs, and A. Piel, *Phys. Rev. E* **56**, 7138 (1997).
4. A. A. Homann, A. Melzer, and A. Piel, *Phys. Rev. E* **59**, R3835 (1999).
5. У. Конопка, G.E. Morfill, and L. Ratke, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 891 (2000).
6. А. А. Самарян, А. В. Чернышев, О. Ф. Петров, А. П. Нефедов, В. Е. Фортов, *ЖЭТФ* **119**, 524 (2001).
7. V. Fortov, A. Nefedov, V. Molotkov et al., *Phys. Rev. Lett.* **87**, 205002 (2001).
8. C. Zafiu, A. Melzer, and A. Piel, *Phys. Rev. E* **63**, 066403 (2001).
9. E. B. Tomme, D. A. Low, B. M. Anaratone, and J. E. Allen, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2518 (2000).
10. E. Thomas, B. Annaratone, G. Morfill, and H. Rothermel, *Phys. Rev. E* **66**, 016405 (2002).
11. А. П. Нефедов, О. С. Ваулина, О. Ф. Петров и др., *ЖЭТФ* **122**, 778 (2002).
12. О. С. Ваулина, А. П. Нефедов, О. Ф. Петров, В. Е. Фортов, *ЖЭТФ* **118**, 1319 (2000).
13. S. Nunomura, T. Misawa, N. Ohno, and S. Takamura, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1970 (1999).
14. V. E. Fortov, A. G. Khrapak, S. A. Khrapak et al., *Phys. Plasmas* **7**, 1374 (2000).
15. В. В. Жаховский, В. И. Молотков, А. П. Нефедов и др., *Письма в ЖЭТФ* **66**, 392 (1997).
16. A. Samarian, B. James, O. Vaulina et al., *Proc. of 25th ICPiG*, Nagoya Univ., Nagoya, Japan (2001), Vol. 1, p. 17.
17. A. Samarian, B. James, S. Vladimirov, and N. Cramer, *Phys. Rev.* **64**, 025402(R) (2001).
18. О. С. Ваулина, S. A. Khrapak, A. P. Nefedov, and O. F. Petrov, *Phys. Rev. E* **60**, 5959 (1999).
19. О. С. Ваулина, А. П. Нефедов, О. Ф. Петров и др., *ЖЭТФ* **120**, 1369 (2001).
20. S. A. Khrapak, A. P. Nefedov, O. F. Petrov et al., *Phys. Rev. E* **59**, 6017 (1999).
21. J. Goree, *Plasma Sources Sci. Technol.* **3**, 400 (1994).
22. Ю. П. Райзер, М. Н. Шнейдер, Н. А. Яценко, *Высокочастотный емкостной разряд: Физика. Техника эксперимента. Приложения*, Изд-во МФТИ, Наука «Физматлит», Москва (1995).
23. А. А. Овчинников, С. Ф. Тимашев, А. А. Белый, *Кинетика диффузионно-контролируемых химических процессов*, Химия, Москва (1986).
24. *Спектроскопия оптического смешения и корреляция фотонов*, под ред. Г. Камминса и Э. Пайка, Мир, Москва (1978).
25. A. A. Samarian and B. W. James, *Phys. Lett. A* **287**, 125 (2001).