

## СИЛЫ, ДЕЙСТВУЮЩИЕ НА КУЛОНОВСКИЙ КРИСТАЛЛ МИКРОЧАСТИЦ В ПЛАЗМЕ

И. В. Швейгерт, В. А. Швейгерт\*

Институт физики полупроводников СО РАН, 630090 Новосибирск

\* Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск

Проведено численное моделирование методом Монте-Карло равновесной двухслойной структуры заряженных микрочастиц в приэлектродном слое радиочастотного разряда. В зависимости от давления газа микрочастицы движутся либо в хаотическом режиме, либо организуют многослойную структуру с гексагональной решеткой в горизонтальной плоскости. На основе эксперимента предложен механизм, объясняющий необычную структуру плазменного кристалла, когда в вертикальном направлении частицы нижнего слоя располагаются строго под частицами верхнего слоя, образуя вертикальные колонны.

**Введение.** Интерес к исследованию поведения микрочастиц в плазме определяется их важной ролью в технологических процессах плазмохимического осаждения и травления пленок. Вследствие большой разницы тепловых скоростей электронов и ионов частицы в плазме приобретают отрицательный заряд  $Z$ , намного превышающий заряд электрона. Потенциал поверхности микрочастицы  $U$  по порядку величины составляет несколько электронных температур  $T_e$ . Для частиц с характерным радиусом  $R = 10^{-6} \div 10^{-5}$  м и  $U \sim 5 \div 10$  эВ поверхностный заряд равняется  $(10^3 \div 10^4)e$ , где  $e$  — элементарный заряд. Поэтому для типичных экспериментальных условий энергия кулоновского взаимодействия заряженных частиц  $U_k = e^2 Z^2 / a$ , где  $a$  — расстояние между частицами, существенно превышает температуру газа  $T$ . Известно, что вигнеровская кристаллизация в кулоновских системах происходит при  $G = U_k / T \approx 135$  в двумерном и  $G \approx 170$  в трехмерном случаях [1–4]. Поэтому в работе [5] была предсказана возможность возникновения в плазме кулоновских кристаллов, состоящих из заряженных микрочастиц. В 1994 г. упорядоченные системы микрочастиц были почти одновременно обнаружены в лабораторной плазме несколькими экспериментальными группами [6–9]. Исследование поведения кристалла микрочастиц в плазме вызывает интерес, во-первых, потому, что они представляют собой уникальную модель для изучения сильнонеидеальной плазмы и фазовых переходов в кулоновских системах. Во-вторых, в настоящее время совершенно не изучены эффекты, связанные с взаимодействием кристаллической (микрочастицы) и газовой (электроны, ионы и нейтралы) фаз, распространение плазменных волн в таких системах и т. д. Уже первые наблюдения плавления плазменного кристалла привели к результатам, не укладывающимся в рамки общепринятых моделей кулоновских систем. Критическое значение параметра ( $G \approx 20\,000$ ) [8], при котором происходит плавление кристалла в газоразрядной плазме, оказалось гораздо выше величин, типичных для кулоновских систем. В радиочастотном газовом разряде, горящем между горизонтальными плоскими электродами, микрочастицы «парят» в нижнем приэлектродном слое, вблизи границы слой — квазинейтральная плазма. Положение равновесия частиц определяется балансом сил (гравитационной и электрической), действующих в противоположных направлениях.

В приэлектродном слое экранировка потенциала микрочастиц сравнительно мала [10]

и не может объяснить столь существенное отличие в значениях параметра  $G$ . Детальные наблюдения [11–13], проведенные для различных значений плотности частиц, давления газа и мощности разряда, показали ряд новых интересных эффектов. При малой плотности частицы образуют однослойную гексагональную решетку, которая остается кристаллической в исследуемом диапазоне изменения давления газа и мощности разряда. С увеличением плотности частиц вследствие кулоновского расталкивания возникает двухслойный кристалл, что вполне соотносится с теоретическими представлениями [14, 15]. Однако, согласно теории, в зависимости от плотности частиц должны возникать различные типы решеток с плотной упаковкой (прямоугольной, квадратной, ромбической, гексагональной) как в горизонтальном, так и в вертикальном направлениях [14, 15]. В эксперименте же частицы нижнего слоя располагаются строго под частицами верхнего слоя. В случае многослойного кристалла микрочастицы образуют вертикальные колонны. Для экранированного потенциала такой тип упаковки частиц теоретически не должен реализовываться [16]. Кроме того, в эксперименте наблюдалось, как с увеличением давления газа в разрядной камере амплитуда колебания частиц около положений равновесия возрастает, что, в конечном итоге, приводит к плавлению кристалла. Отметим, что средняя кинетическая энергия частиц существенно превышает температуру газа.

Ниже при помощи численного моделирования исследуется равновесная структура двухслойного кристалла микрочастиц в приэлектродном слое. Предложен механизм, поддерживающий необычный вертикальный порядок частиц в плазменном кристалле. Дано объяснение зависимости устойчивости кристалла относительно осцилляций от давления газа. Некоторые результаты, касающиеся пространственного распределения ионов в кристалле, представлены в [13, 17].

**Модель движения ионов в кристалле микрочастиц.** Исследования в различных приближениях экранировки потенциала микрочастицы в плазме и силы, действующей на частицу в присутствии внешнего электрического поля, проводились в [18–20]. Передача импульса ионов при их рассеянии на частицах приводит к возникновению действующей на частицы силы, направленной вдоль движения ионов. Согласно результатам моделирования [21], взаимодействие двух микрочастиц в плазме в первом приближении описывается потенциалом Дебая — Хюккеля. Специфика рассматриваемой нами проблемы не позволяет использовать полученные ранее результаты для анализа сил, действующих на микрочастицы. Во-первых, нас интересует поведение частиц не в квазинейтральной плазме, а в приэлектродном слое, где напряженность электрического поля и энергии ионов существенно больше. Кроме того, средняя плотность ионов в слое больше плотности электронов. Согласно результатам моделирования движения ионов в диффузионно-дрейфовом приближении [15], экранировка потенциала частицы в слое не столь существенна, как в квазинейтральной плазме. Во-вторых, для анализа структуры и устойчивости кристалла необходимо найти не столько силу, действующую в направлении поля, сколько поперечные силы, возникающие при смещении частиц от их равновесных положений.

Следует подчеркнуть, что полностью самосогласованный анализ движения ионов и микрочастиц с учетом их взаимодействия вряд ли возможен даже на современных суперкомпьютерах в силу существенно трехмерного характера задачи (гексагональная симметрия решетки) и большого разброса в характерных длинах (от микронных радиусов частиц до сантиметровых толщин приэлектродных слоев). Поэтому ниже исследуется не-самосогласованная постановка задачи с целью получения простых соотношений для действующих на частицы сил, которые можно использовать для анализа коллективных эффектов.

Рассмотрим движение ионов в присутствии двухслойного кристалла микрочастиц для условий экспериментов [13], где исследовалось поведение микрочастиц в приэлектродном

слое высокочастотного разряда в гелии при давлениях  $P = 50 \div 200$  Па. В плоскости слоя ( $\rho = (x, y)$ ) частицы радиусом  $R = 4,7$  мкм образовывали гексагональную решетку ( $\rho_i^1 = n_1 \mathbf{a}_1 + n_2 \mathbf{a}_2$ , где  $\mathbf{a}_1 = (a, 0)$ ,  $\mathbf{a}_2 = (a/2, \sqrt{3}a/2)$  — векторы решетки Бравэ) с расстоянием между частицами  $a = 450$  мкм. Частицы нижнего слоя располагались под частицами верхнего слоя на расстоянии  $d = 0,8a = 360$  мкм. Если это не оговорено особо, то приведенные ниже результаты относятся именно к этим параметрам решетки и потенциалу на поверхности частицы  $U = 5$  эВ. Из соображений симметрии ясно, что поперечные силы при таком расположении частиц равны нулю. Для анализа амплитуды возвращающей силы нижний слой смещался как целое относительно верхнего на некоторое расстояние  $\delta x$  вдоль оси  $x$ .

Рассмотрим распределение потенциала, создаваемого гексагональной решеткой заряженных частиц в отсутствие экранирования:

$$\varphi(\mathbf{r}) = - \sum_{\rho_1} \frac{eZ}{|\mathbf{r} - \rho_1|}, \quad \rho_1 = n_1 \mathbf{a}_1 + n_2 \mathbf{a}_2.$$

Вблизи частицы потенциал имеет кулоновский характер  $\varphi(\mathbf{r}) = eZ/r$ . На больших расстояниях удобно использовать разложение Фурье

$$\varphi(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{q}} \varphi_{\mathbf{q}}(z) \exp(i\mathbf{q}\rho), \quad \mathbf{q} = n_1 \mathbf{b}_1 + n_2 \mathbf{b}_2,$$

где  $\mathbf{b}_1, \mathbf{b}_2$  — векторы обратной решетки Бравэ. Коэффициенты  $\varphi_{\mathbf{q}}(z)$  имеют вид

$$\frac{\partial^2 \varphi_{\mathbf{q}}}{\partial z^2} - q^2 \varphi_{\mathbf{q}} = -4\pi eZ \delta(z)/S,$$

где  $S = \sqrt{3}a^2/2$  — площадь элементарной ячейки гексагональной решетки. Для дальнейшего удобно представить потенциал слоя как  $\varphi(\mathbf{r}) = \varphi_0(z) + \varphi_1(\mathbf{r})$ ,  $\varphi_0(z) = \int \varphi(\mathbf{r}) d\rho$ , где интегрирование ведется по поперечным координатам. Зависящая от поперечных координат часть потенциала описывается гармониками с  $\mathbf{q} \neq 0$

$$\varphi_{\mathbf{q}}(z) = - \frac{4\pi eZ}{qS} \exp(-q|z|)$$

и экспоненциально спадает с увеличением расстояния  $z$  от слоя. Минимальное значение вектора обратной решетки  $2\pi/a$  и  $\varphi_1$  быстро уменьшается при  $z > z_* = a/2\pi$ . Для экспериментальных условий  $z_* \approx 70$  мкм оказывается много меньше характерных значений электронной дебаевской длины  $r_d = \sqrt{T_e/4\pi e^2 n_e}$ , которая для типичных значений плотности  $n_e = 10^{14} \div 10^{15}$  м<sup>-3</sup> и температуры электронов  $T_e = 3 \div 7$  эВ находится в диапазоне  $400 \div 2000$  мкм. Поэтому роль электронов в экранировании части потенциала, зависящей от поперечных координат, незначительна. Более сложный вопрос об экранировании ионами рассмотрен ниже.

В соответствии с общепринятой моделью приэлектродного слоя продольное поле в слое считалось линейно возрастающим с расстоянием от границы между слоем и квазинейтральной плазмой ( $z = 0$ ):

$$\begin{aligned} E = 4\pi\rho z, \quad 0 < z < z_1, \quad E = E(z_1) + 4\pi\rho(z - z_1), \quad z_1 < z < z_2, \\ E = E(z_2) + 4\pi\rho(z - z_2), \quad z > z_2 \end{aligned} \quad (1)$$

( $z_1, z_2$  — координаты верхнего и нижнего слоев заряженных частиц). В выражении (1) электрическое поле включает в себя поле объемного ионного заряда с постоянной плотностью  $\rho$  и поле двух равномерно заряженных плоскостей микрочастиц, которое описывается потенциалом  $\varphi_0$ , соответствующим потенциалу равномерно заряженного слоя

с плотностью отрицательного заряда  $\rho_l = eZ/S$ . Поэтому  $E(z_1) = 4\pi\rho z_1 - 4\pi\rho_l$  и  $E(z_2) = 4\pi\rho z_2 - 4\pi\rho_l$ . В равновесии действующая на микрочастицы сила тяжести  $gM$  уравнивается действием электрического поля  $eZE$ , что позволяет найти значения напряженности поля  $E_1, E_2$  в точках  $z_1, z_2$ :  $E(z_1) = E(z_2) = E_0 = gM/Z$ , где  $g$  — ускорение свободного падения,  $M$  — масса микрочастиц. Из соотношения  $E(z_2) = E(z_1) - 4\pi\rho_l + 4\pi\rho d$  и условия  $E(z_1) = E(z_2)$  получаем среднюю плотность объемного заряда ионов  $\rho = eZ/Sd$  в месте расположения кристалла микрочастиц. Для  $U = 5$  эВ характерная напряженность поля  $E_0 = 25$  В/см и плотность ионов  $\rho = 2,6 \cdot 10^{14}$  м<sup>-3</sup>. Поскольку  $\varphi_1$  быстро спадает с увеличением расстояния от слоя, то нас интересует достаточно малая область приэлектродного слоя, где приближение линейной аппроксимации поля вполне оправдано.

Таким образом, пространственное распределение поля представляет собой суперпозицию поля (1) и зависящих от поперечных координат полей двух слоев  $\mathbf{E}_1 = -\nabla\varphi_1(z-z_1, \rho)$ ,  $\mathbf{E}_2 = -\nabla\varphi_2(z-z_2, \rho)$ , где  $\rho$  — поперечная координата. Действующая на частицу сила определяется, во-первых, передачей импульса ионов при их падении на частицу

$$\mathbf{F}_1 = \int m_i \mathbf{v} n_i (\mathbf{v} \mathbf{n}) dS \quad (2)$$

( $m_i, \mathbf{v}, n_i$  — масса, скорость и плотность ионов;  $\mathbf{n}$  — вектор нормали к поверхности частицы; интегрирование в выражении (2) проводится по поверхности частицы), во-вторых, кулоновским взаимодействием между ионами и частицей. Нас интересуют только поперечные силы, которые даются выражением

$$\mathbf{F}_2^k = \int e n_i(\mathbf{r}) \nabla \varphi(z - z_k, \rho) d\mathbf{r}, \quad k = 1, 2,$$

где  $k$  — номер слоя; интегрирование проводится по объему одной элементарной ячейки. Функция распределения ионов по скоростям на верхней границе расчетной области  $z_t$  задавалась как бoльцмановская функция распределения в поле  $E(z_t)$ . В поперечном направлении плотность ионов на верхней границе  $n_t$  была постоянна. Нижняя граница расчетной области  $z_b$  соответствовала абсолютно поглощающему электроду. В поперечном направлении расчетная область соответствовала одной элементарной ячейке гексагональной решетки. При выходе траектории иона из моделируемой элементарной ячейки он снова помещается в расчетную область с поперечными координатами, полученными сдвигом на соответствующий вектор решетки.

При моделировании движения ионов методом Монте-Карло учитывался основной процесс рассеяния ионов в гелии — резонансная перезарядка с постоянным сечением. В исследуемом диапазоне давлений длина свободного пробега ионов  $\lambda$  находилась в диапазоне  $50 \div 200$  мкм. В расчетах использовалось несколько десятков тысяч траекторий ионов.

**Результаты расчетов движения ионов.** Для понимания характерных особенностей движения ионов интересны два предельных режима переноса — дрейфовый ( $\lambda \rightarrow 0$ ) и бесстолкновительный ( $\lambda \rightarrow \infty$ ) (рис. 1). Для дрейфового переноса скорость движения иона считалась пропорциональной локальной напряженности поля, в бесстолкновительном режиме решались уравнения Ньютона без учета процесса резонансной перезарядки. Оказалось, что радиальные распределения плотности ионов за частицами в этих случаях различаются даже качественно. В дрейфовом режиме за частицами образуются теневые области с пониженной концентрацией ионов, в то время как в отсутствие столкновений плотность ионов за частицами увеличивается вследствие фокусирующего влияния поля частицы. Таким образом, при переходе от высоких давлений (дрейфовый режим) к низким (бесстолкновительный режим) следует ожидать появления области повышенной плотности ионов за частицами.

Для давлений  $50 \div 200$  Па реализуется промежуточный случай, когда нельзя пренебрегать резонансной перезарядкой и скорость ионов не является локальной функцией на-

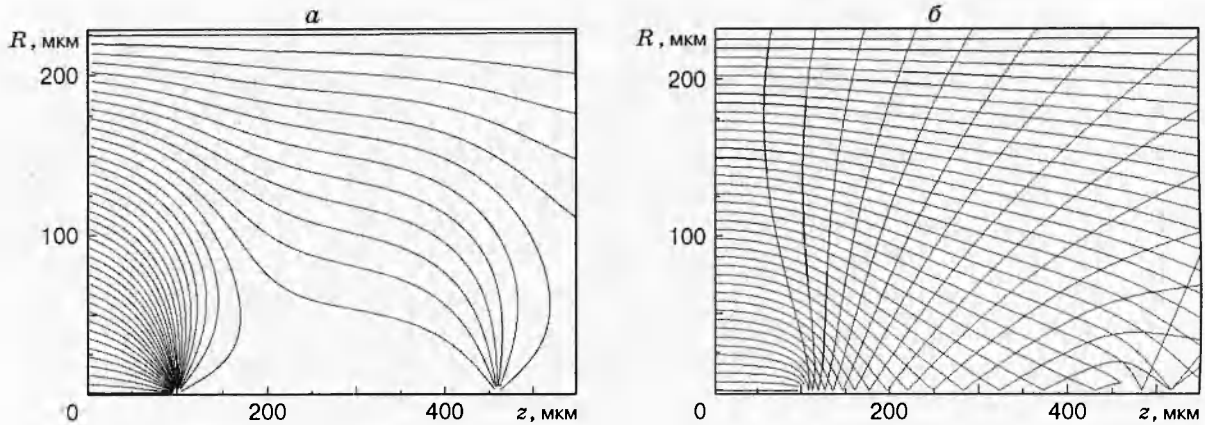


Рис. 1. Траектории движения ионов в дрейфовом (а) и бесстолкновительном (б) режимах ( $R = \sqrt{x^2 + y^2}$ )

пряженности электрического поля. Сечение резонансной перезарядки ионов в собственном газе задается как функция от энергии ионов. После столкновения энергия иона определяется температурой газа и она значительно меньше средней энергии ионов в приэлектродном слое  $e\lambda E_0$ . Поэтому влияние притяжения иона частицей существенно сказывается на его траектории именно после резонансной перезарядки, которая проявляется как излом на траектории. Размер потенциальной ямы для иона можно оценить, считая поле в окрестности частицы суперпозицией однородного внешнего поля  $E_0$  и кулоновского поля частицы:  $\varphi(r) = -rE_0 \cos \theta - eZ/r$ , где  $r$  — расстояние до частицы,  $\theta$  — угол между направлением внешнего поля и радиус-вектором. Диаметр потенциальной ямы при  $\theta = \pi/2$  равен расстоянию от частицы до ее края  $L = \sqrt{eZ/E_0} \approx 100$  мкм в направлении действия поля ( $\theta = 0$ ). Ионы, испытавшие перезарядку в потенциальной яме, в конечном итоге, как правило, приходят на частицу. Остальные ионы после перезарядки фокусируются полем частицы. Как отмечалось выше, поперечное поле быстро падает с увеличением расстояния от слоя. Поэтому, если следующая перезарядка случается при  $|z - z_1| > z_*$ , то сфокусированные ионы движутся уже параллельно направлению внешнего поля. Нижние частицы начинают влиять на движение ионов только на расстояниях порядка  $z_*$  от иона до нижнего слоя.

Результаты, полученные при расчете плотности ионов (рис. 2, 3), хорошо согласуются с результатами качественного анализа траекторий ионов. Усредненная по поперечным ко-

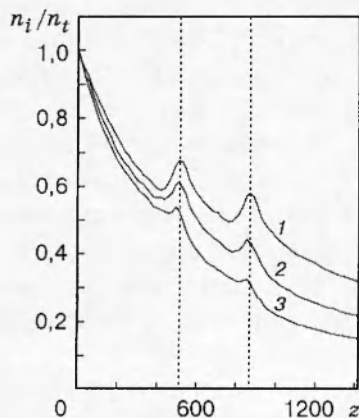


Рис. 2. Распределение усредненной по поперечным координатам плотности ионов для различных значений длины свободного пробега:

$\lambda_i = 200, 100, 50$  мкм (кривые 1–3 соответственно)



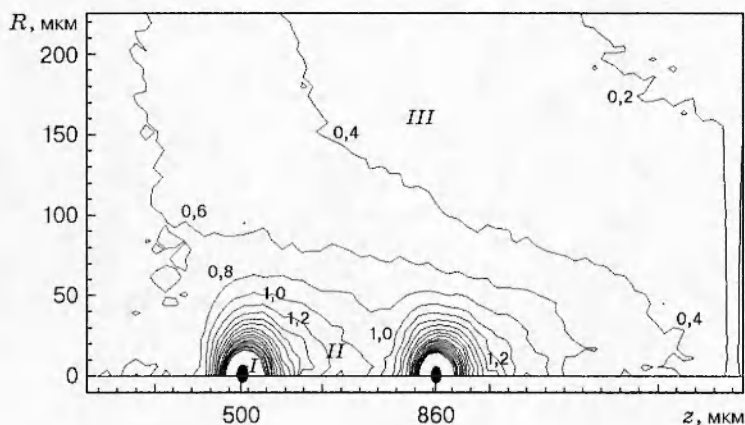


Рис. 3. Распределение плотности ионов

ординатам  $(x, y)$  плотность ионов спадает по направлению к электроду из-за увеличения электрического поля и соответственно дрейфовой скорости ионов. Захваченные в потенциальную яму ионы дают максимум средней концентрации около частиц, который отчетливо виден на изолиниях усредненной по азимутальному углу плотности ионов (рис. 3). В окрестности частицы (области I) плотность ионов в десятки раз больше средней. За частицами виден «хвост» ионов, обусловленный фокусировкой ионов (область II), здесь плотность ионов в несколько раз превышает среднюю. В области III невозмущенного движения концентрация ионов меняется слабо в радиальном направлении. Расстояние от верхнего края потенциальной ямы до частицы  $(\sqrt{2} - 1 \approx 0,414L)$  меньше  $L$ . Вероятно, поэтому за частицей ионов больше, чем перед ней, и продольная компонента силы  $F_z$  направлена к электроду. Вследствие дальнедействующего характера кулоновского взаимодействия передача импульса ионов при их непосредственном попадании на частицу вносит малый вклад в полную силу, действующую на частицу со стороны ионов. При смещении нижнего слоя относительно верхнего продольные компоненты сил практически не меняются. Заметим, что действие ионов на частицу мало по сравнению с силой тяжести и силой электрического поля. Как следует из приведенного выше анализа распределения потенциала слоя, нижние частицы должны влиять на движение ионов только при  $|z - z_2| \approx z_*$ , что подтверждается результатами расчетов распределения плотности ионов в различных плоскостях. Поскольку  $d \gg z_*$ , то смещение нижнего слоя практически не влияет на скорость зарядки верхних частиц, а поперечная сила для верхних частиц с точностью до статистической погрешности расчетов равна нулю. Хотя около 15% ионного потока перехватывается верхними частицами, вследствие эффекта фокусировки ионов скорость зарядки нижних частиц при нулевом смещении выше скорости зарядки верхних. При увеличении смещения нижней решетки относительно верхней скорость зарядки нижних частиц монотонно спадает.

Наиболее интересным с точки зрения анализа равновесной структуры кристалла частиц следствием эффекта фокусировки ионов является возникновение поперечной возвращающей силы при сдвиге нижних частиц относительно верхних (рис. 4). Из-за симметрии задачи возвращающая сила равна нулю при  $\delta x = 0$  и  $a/2$ . В зависимости от длины пробега максимум возвращающей силы приходится на  $\delta x = (0,20 \div 0,25)a$ . С увеличением длины пробега и потенциала частицы эффект фокусировки ионов усиливается и эффективный положительный заряд за частицами верхнего слоя увеличивается. Соответственно возрастает и амплитуда возвращающей силы, которая определяется взаимодействием между нижними частицами и ионными облаками за верхними частицами.

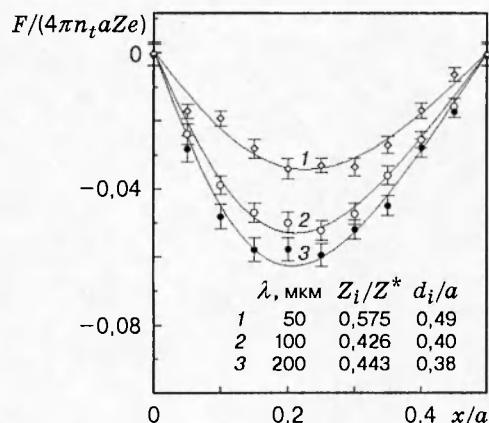


Рис. 4. Зависимость поперечной возвращающей силы, действующей на частицу при ее смещении, рассчитанная от эффективного заряда ионов с параметрами  $Z_i$ ,  $d_i$  (сплошные линии) и по методу Монте-Карло (точки):

вертикальные отрезки — погрешность статистических расчетов;  $\varphi = 5$  эВ,  $a = 450$  мкм,  $d = 360$  мкм,  $Z^* = Zn_t/\rho$

Результаты расчетов методом Монте-Карло показывают, что характеристики ионного облака, такие как распределение плотности ионов по координатам и эффективный заряд, слабо зависят от смещения нижнего слоя. Поэтому возвращающую силу можно аппроксимировать силой взаимодействия между нижними частицами и некоторым эффективным зарядом ионов  $Z_i$ , расположенным на фиксированном расстоянии  $d - d_i$  за верхними частицами. Параметры  $Z_i$ ,  $d_i$  определялись методом наименьших квадратов по зависимостям возвращающей силы от смещения нижних частиц, полученным при расчете ионного потока методом Монте-Карло. Отметим, что эмпирические зависимости возвращающей силы достаточно хорошо (в пределах статистической погрешности) описывают результаты расчетов (рис. 4). В рассматриваемом диапазоне давлений значения эффективного заряда  $Z_i = (0,44 \div 0,58) Zn_t/\rho$  и расстояния до верхней частицы  $d - d_i = 0,51 \div 0,62 a$ . Для характерных значений  $n_t/\rho = 2 \div 3$  (см. рис. 2) эффективный положительный заряд по порядку величины совпадает с зарядом самих частиц. Однако для нижних частиц притяжение к ионному облаку существенно сильнее отталкивания от верхних частиц, так как  $d_i > z_*$ . Для более точного расчета действующих на частицу сил необходимо учитывать влияние ионного экранирования потенциала частиц.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 96-02-19134) и РФФИ — Немецкого научно-исследовательского общества (грант 96-02-0241G).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Fisher D. S., Halperin B. I., Morf R. H. Defects in two-dimensional electron solid and implication for melting // Phys. Rev. B. 1979. V. 20. P. 4692–4712.
2. Gann R. C., Chakravarty S., Chester G. V. Monte-Carlo simulation of the classical two-dimensional one-component plasma // Ibid. P. 326–344.
3. Morf R. H. Temperature dependence of the shear modulus and melting of the two-dimensional electron solid // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 43. P. 931–935.
4. Baus M., Hansen J. P. Statistical mechanics of simple Coulomb systems // Phys. Rep. 1980. V. 59. P. 2–94.
5. Ikezi H. Coulomb solid of small particles in plasmas // Phys. Fluids. 1986. V. 29. P. 1765–1766.
6. Chu J. H., I L. Coulomb lattice in a weakly ionized colloidal plasma // Physica A. 1994. V. 205. P. 183–188.
7. Chu J. H., I L. Direct observation of Coulomb crystals and liquids in strongly coupled rf dusty plasmas // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 72. P. 4009–4012.

8. **Thomas H., Morfill G. E., Demmel V., et al.** Plasma crystal: Coulomb crystallization in a dusty plasma // *Phys. Rev. Lett.* 1994. V. 73. P. 652–655.
9. **Melzer A., Trottenberg T., Piel A.** Experimental determination of the charge on dust particles forming Coulomb lattices // *Phys. Lett. A.* 1994. V. 191. P. 301–308.
10. **Швейгерг В. А.** Зарядка и экранировка микрочастиц в приэлектродном слое высокочастотного газового разряда // *Письма в ЖТФ.* 1995. Т. 21, № 12. С. 69–74 (*Proc. XXII ICPIG.* 1995. Pt IV. P. 361–364).
11. **Trottenberg T., Melzer A., Piel A.** Measurement of the electric charge on particulates forming Coulomb crystals in the sheath of a radiofrequency plasma // *Plasma Sources Sci. Technol.* 1995. V. 4. P. 450–458.
12. **Melzer A., Homann A., Piel A.** Experimental investigation of the melting transition of the plasma crystal // *Phys. Rev. E.* 1996. V. 53. P. 2757–2761.
13. **Melzer A., Schweigert V. A., Schweigert I. V., et al.** Structure and stability of the plasma crystal // *Phys. Rev. E.* 1996. V. 54. P. R46–50.
14. **Dubin D. H. E.** Theory of structural phase transitions in a trapped Coulomb crystal // *Phys. Rev. Lett.* 1993. V. 71. P. 2753–2756.
15. **Швейгерг В. А., Обрехт М. С.** Структура кристалла микрочастиц в приэлектродном слое высокочастотного газового разряда // *Письма в ЖТФ.* 1995. Т. 21, № 10. С. 57–61.
16. **Robbins M. O., Kremer K., Grest G. S.** Phase diagram and dynamics of Yukawa systems // *J. Chem. Phys.* 1988. V. 88. P. 3286–3312.
17. **Schweigert V. A., Schweigert I. V., Melzer A., et al.** Alignment and instability of «dust» crystals in plasmas // *Phys. Rev. E.* 1996. V. 54. P. 4155–4168.
18. **Kilgore M. D., Daugherty J. E., Porteous R. K., Graves D. B.** Ion drag on an isolated particulate in a low-pressure discharge // *J. Appl. Phys.* 1993. V. 73. P. 7195–7202.
19. **Perrin J., Molinas-Mata P., Belinger P.** Ion drag and plasma-induced thermophoresis on particles in radiofrequency glow discharge // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 1994. V. 27. P. 2499–2507.
20. **Bouef J. P.** Characteristics of a dusty non-linear plasma from a particle-in-cell Monte-Carlo simulation // *Phys. Rev. A.* 1992. V. 46. P. 7910–7922.
21. **Choi S. J., Kushner M. J.** Mutual shielding of closed spaced dust particles in low pressure plasmas // *J. Appl. Phys.* 1994. V. 75. P. 3351–3357.

*Поступила в редакцию 29/I 1996 г.,  
в окончательном варианте — 26/XI 1996 г.*

---