

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЙ МЕХАНИЗМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В ПЛАЗМЕ

Ю. А. Манкелевич, М. А. Олеванов*, Т. В. Рахимова

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына
Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова
119899, Москва, Россия

Поступила в редакцию 22 ноября 2001 г.

Рассматривается механизм взаимодействия пылевых частиц в плазме, связанный с их поляризацией в электрическом поле, которое может быть создано как внешним источником, так и накопленными зарядами соседних частиц. Приводится теоретический расчет сил, действующих на макрочастицу во внешнем поле, а также сделан ряд оценок взаимодействия для различных областей параметров. Показано, что при определенных условиях рассматриваемый механизм взаимодействия может играть заметную роль в описании процессов, протекающих в пылевой плазме.

PACS: 52.20.Nv, 52.25.Vy

1. ВВЕДЕНИЕ

Обычно в условиях эксперимента подвижность электронов в пылевой плазме значительно превышает подвижность ионов. Это приводит к тому, что пылевые частицы в плазме при равенстве электронного и ионного потоков на их поверхность приобретают значительный отрицательный заряд, который при определенных условиях может достигать $Z \sim 10^3$ – 10^4 зарядов электрона. Таким образом, в системе пылевой плазмы имеет место сильное межчастичное взаимодействие.

Очевидно, что наличие больших зарядов пылевых частиц должно приводить к заметному электростатическому расталкиванию пылинок. Однако во многих случаях наблюдается совершенно обратное поведение системы. Типичным примером могут служить процессы агломерации пылевых частиц и образование плазменно-пылевых капель, встречающееся в экспериментах по плазменному травлению. Основной характерной чертой этого явления выступает быстрый рост частиц, начиная с размеров порядка 0.01 мкм и заканчивая размерами в 10^3 мкм, который можно наблюдать невооруженным глазом [1]. Механизмы этого процесса до сих пор во многом остаются неясными, понятно только, что при по-

строении картины этого явления необходимо использовать дополнительные модели взаимодействия пылевых частиц.

Наряду с процессами роста пылевых частиц и образования кластеров большой интерес представляют также процессы самоорганизации, протекающие в плазменно-пылевых системах. Установленным фактом является существование пылевых кристаллов, которые впервые были обнаружены в 1994 году [2–6], хотя теоретически возможность их существования рассматривалась на протяжении долгого времени [7, 8]. Строительным материалом для таких кристаллов служат пылинки, размер которых может варьироваться вплоть до десятков микрон в зависимости от условий конкретного эксперимента. Величина постоянной решетки в таких кристаллах обычно значительно больше дебаевского радиуса экранирования и может достигать сотен микрон.

Необходимым условием существования упомянутых выше упорядоченных структур является наличие сил, компенсирующих электростатическое расталкивание частиц пыли. В литературе предлагается несколько моделей, описывающих подобные процессы. Основной является модель притяжения пылинок, которое происходит по причине экранирования плазменных потоков соседней частицей. В работе [9] показано, что на больших расстояниях между пылинками потенциал взаимодействия изменяется про-

*E-mail: olevanov_m@mtu-net.ru

Рис. 1. Перераспределение плазменных потоков на поверхность макрочастицы, помещенной во внешнее электрическое поле

порционально $1/R$, где R — расстояние между частицами, и величина силы притяжения может быть больше, чем величина силы электростатического отталкивания. Если частицы пыли находятся достаточно близко друг от друга, накопленный ими заряд становится практически неэкранированным, и перекрытие плазменных потоков соседней частицей не способно более скомпенсировать кулоновское отталкивание. Авторы [9] приходят к выводу, что потенциал взаимодействия между частицами пыли должен иметь молекулярный характер, особенностью которого является существование некоторого равновесного расстояния между пылинками, в котором силы притяжения и отталкивания уравниваются друг друга.

В настоящей работе рассматривается другой механизм взаимодействия пылевых частиц. Как и в описанном выше случае, основной причиной его возникновения является асимметрия потоков частиц плазмы на поверхность пылинки, однако эта асимметрия имеет несколько иную природу. Будучи помещенной во внешнее электрическое поле, макрочастица поляризуется. Избыток отрицательного заряда на одной ее стороне создает дополнительный ионный поток на эту сторону, тогда как на другом краю частицы создается точно такой же по величине избыточный поток электронов (см. рис. 1). Так как сумма зарядов, приносимых избыточными потоками заряженных частиц на поверхность пылинки, равна нулю, динамическое равновесие в целом не нарушается, и заряд пылевой частицы остается постоянным с течением времени. При этом импульс, передаваемый пылинке ионами, попадающими на ее поверхность, значительно превосходит импульс, который приносят с собой электроны. Для

оценки можем записать

$$\frac{p_i}{p_e} \sim \sqrt{\frac{m_i T_i}{m_e T_e}}$$

Здесь p_i, p_e — импульсы ионов и электронов, m_i, m_e, T_i, T_e — массы частиц и их температуры. Так как масса ионов на 3–4 порядка больше массы электронов, а ионная температура в условиях экспериментов с низкотемпературной плазмой обычно порядка 0.01 температуры электронов, приведенное выше отношение, как правило, всегда больше единицы.

Таким образом, приходим к выводу, что на пылевую частицу во внешнем электрическом поле помимо электростатической силы действует дополнительная сила со стороны плазменных потоков, направление которой совпадает с вектором электрического поля (см. рис. 1). В следующем разделе мы приведем теоретический расчет этой силы.

2. СИЛЫ, ДЕЙСТВУЮЩИЕ НА МАКРОЧАСТИЦУ ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Рассмотрим пылевую частицу, помещенную во внешнее электрическое поле E_0 . Это может быть как поле, создаваемое зарядом соседней пылинки, так и поле внешнего источника. В дальнейших рассуждениях электрическое поле будем считать однородным. Если говорить о межчастичном взаимодействии, то такое приближение будет справедливым только на больших расстояниях между макрочастицами, т. е. когда среднее расстояние между частицами пыли значительно превышает их размеры. Саму пылинку будем считать заряженным до плавающего потенциала шариком микронных размеров.

При расчете силы, действующей на частицу со стороны окружающей ее плазмы, пренебрежем воздействием электронов и будем учитывать лишь импульс, передаваемый пылинке при столкновении с ионами. Это можно сделать в силу приведенных выше оценок, усиленных тем фактом, что ионы разгоняются полем пылинки, в то время как электроны, наоборот, тормозятся этим полем.

Направим ось z вдоль вектора внешнего электрического поля. Так как задача имеет аксиальную геометрию, имеет смысл искать только компоненту силы, сонаправленную с вектором поля. Две другие компоненты после суммирования воздействий на частицу с различных направлений окажутся равными нулю. Тогда выражение для силы запишется в виде

$$F = \oint_{\Sigma} \int_{\mathbf{v}} m_i \tilde{v}_z f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) (\tilde{\mathbf{v}} d\mathbf{S}) d\mathbf{v}. \quad (1)$$

В этом выражении интегрирование ведется вдоль всей поверхности пылинки, а также по скоростям налетающих ионов. Функция $f(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ представляет собой функцию распределения ионов в фазовом пространстве. Эта функция может быть получена как решение соответствующего кинетического уравнения. Нами также учтено, что скорость налетающих ионов у поверхности макрочастицы, которую мы обозначили как $\tilde{\mathbf{v}}$, отличается от их тепловой скорости \mathbf{v} , поскольку, прежде чем столкнуться с поверхностью, они проходят ускоряющую разность потенциалов в поле отрицательного заряда пылинки. Связь между тепловой скоростью ионов и их скоростью у поверхности определяется законом сохранения энергии

$$\tilde{v}^2 = v^2 + \frac{2Z_i e \Delta U}{m_i}. \quad (2)$$

Второй член в этом выражении представляет скорость, которую ион набирает в поле заряда пылевой частицы при воздействии на него разности потенциалов между поверхностью и точкой, удаленной от поверхности на расстояние, равное длине свободного пробега.

В данном контексте обычно рассматривают два предельных случая. Первый описывает ситуацию, когда длина свободного пробега иона превышает дебаевский радиус экранирования в плазме, $\lambda_i \gg \lambda_d$. В этом случае дополнительная энергия, приобретенная ионом, определяется потенциалом на поверхности частицы: $Z_i e \Delta U = Z_i e |\varphi_0|$, где φ_0 — потенциал на поверхности. Данное приближение называется приближением ограниченных орбит [1]. Во втором предельном случае $\lambda_i \ll \lambda_d$. Тогда скорость иона на поверхности пылинки близка к его тепловой скорости $\tilde{v} \approx v$.

В изучаемой системе ионы взаимодействуют с плазмой, частицами пыли и с нейтральным газом. Взаимодействие с заряженными частицами плазмы носит далекодействующий, нелокальный характер, поэтому при написании уравнений мы будем учитывать его в приближении самосогласованного поля. При рассмотрении взаимодействия ионов с нейтральным газом и пылевой компонентой, напротив, ведущую роль играют парные столкновения. В нашей модели это взаимодействие учтем, записав в правой части кинетического уравнения интеграл столкновений в форме релаксационного члена. Время релаксации τ_{eff} можно представить в виде

$$\tau_{eff} = \frac{1}{n_d \sigma_d v_i + n_0 \sigma_0 v_i}, \quad (3)$$

где n_d, n_0 — концентрации пыли и нейтрального газа; σ_d, σ_0 — сечения взаимодействия ионов с частицами пыли и с нейтральным газом.

В нашей модели будем считать сечение взаимодействия с нейтральным газом постоянной величиной $\sigma_0 \sim 10^{-16} \text{ см}^2$, а σ_d оценим в двух упомянутых выше предельных случаях. Приближение ограниченных орбит дает для σ_d :

$$\sigma_d = \pi a^2 \left(1 + \frac{2Z_i e |\varphi_0|}{m_i v^2} \right). \quad (4)$$

Здесь a — размер пылинки, Z_i и m_i — заряд и масса иона, v — его скорость, φ_0 — значение потенциала на поверхности пылинки. Во втором случае, который соответствует гидродинамическому приближению, получим

$$\sigma_d \approx \pi a^2. \quad (5)$$

Запишем теперь кинетическое уравнение для функции распределения ионов в стационарном случае:

$$\mathbf{v} \cdot \frac{\partial f(\mathbf{r}, \mathbf{v})}{\partial \mathbf{r}} - \frac{Z_i e}{m_i} \frac{\partial \tilde{U}}{\partial \mathbf{r}} \cdot \frac{\partial f(\mathbf{r}, \mathbf{v})}{\partial \mathbf{v}} = - \frac{f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) - f_0(\mathbf{r}, \mathbf{v})}{\tau_{eff}}. \quad (6)$$

В этом уравнении $\tilde{U}(\mathbf{r})$ представляет собой суммарный потенциал, создаваемый зарядом пылинки и самосогласованным полем плазмы, $f_0(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ — равновесная функция распределения. Для дальнейших оценок в качестве равновесной функции будем использовать максвелловское распределение:

$$f_0(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = n_i(\mathbf{r}) \left(\frac{m_i}{2\pi T_i} \right)^{3/2} \exp \left(- \frac{m_i v^2}{2T_i} \right). \quad (7)$$

Кинетическое уравнение (6) описывает состояния системы в случае слабого отклонения от равновесия. Запишем его приближенное решение:

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = f_0(\mathbf{r}, \mathbf{v}) - \tau_{eff} \left(\mathbf{v} \cdot \frac{\partial f_0(\mathbf{r}, \mathbf{v})}{\partial \mathbf{r}} - \frac{Z_i e}{m_i} \frac{\partial \tilde{U}}{\partial \mathbf{r}} \cdot \frac{\partial f_0(\mathbf{r}, \mathbf{v})}{\partial \mathbf{v}} \right). \quad (8)$$

Полученное выражение для функции распределения необходимо подставить в интеграл (1). При этом нам достаточно рассмотреть лишь последний член в выражении (8), поскольку все другие члены функции распределения ионов сферически-симметричны и, будучи проинтегрированными по поверхности пылинки, дадут в результате нуль.

Так как в выражение для силы входит значение электрического поля непосредственно на поверхности макрочастицы, при определении этого поля в интересующей нас области пространства экранирующий вклад плазмы можно полностью исключить из рассмотрения. Тогда потенциал можно записать в виде

$$\tilde{U}(\mathbf{r}) = -\mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{r} + \frac{\mathbf{P} \cdot \mathbf{r}}{r^3} + \varphi_0 \frac{a}{r}. \quad (9)$$

Здесь \mathbf{P} — дипольный момент, приобретенный пылинкой во внешнем электрическом поле. Если считать частицу проводящей, то из граничного условия постоянства потенциала на ее поверхности получим $\mathbf{P} = \mathbf{E}_0 a^3$. Тогда для электрического поля в окрестности пылинки будем иметь:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_0 - \frac{\mathbf{P}}{r^3} + 3(\mathbf{P} \cdot \mathbf{r}) \frac{\mathbf{r}}{r^5} + \varphi_0 a \frac{\mathbf{r}}{r^3}. \quad (10)$$

Запишем теперь значение последнего члена в выражении для функции распределения (8) непосредственно на поверхности пылинки:

$$\begin{aligned} -\frac{Z_i e}{m_i} \frac{\partial \tilde{U}}{\partial \mathbf{r}} \cdot \frac{\partial f_0(\mathbf{r}, \mathbf{v})}{\partial \mathbf{v}} \Big|_{\Sigma} &= \\ &= -\frac{Z_i e}{T_i} \mathbf{n} \cdot \mathbf{v} \left(3\mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{n} + \frac{\varphi_0}{a} \right) f_0(\mathbf{r}, \mathbf{v}). \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь \mathbf{n} — вектор нормали к поверхности пылинки. Подставим полученное выражение в выражение для силы, приняв во внимание (2). Тогда (1) примет вид:

$$\begin{aligned} F &= 3\tilde{n}_i \frac{m_i}{T_i} \left(\frac{m_i}{2\pi T_i} \right)^{3/2} Z_i e E_0 \times \\ &\times \oint_{\Sigma} \int_{\mathbf{v}} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{e}_z) (\mathbf{n} \cdot \mathbf{v})^2 (\mathbf{n} \cdot \mathbf{e}_z) \times \\ &\times \tau_{eff}(v) \left(1 + \frac{2Z_i e |\varphi_0|}{m_i v^2} \right) \exp \left(-\frac{m_i v^2}{2T_i} \right) dS d^3 v. \end{aligned} \quad (12)$$

Здесь \tilde{n}_i — концентрация ионов у поверхности пылинки, \mathbf{e}_z — единичный вектор в направлении внешнего электрического поля. Мы также учли, что член, содержащий φ_0/a , при интегрировании обратился в нуль.

Чтобы провести интегрирование, введем две сферические системы координат. Интегрирование вдоль поверхности макрочастицы будем проводить в системе xyz с осью z , направленной вдоль вектора электрического поля. Для интегрирования по скоростям выберем систему $x'y'z'$ с осью z' , направленной вдоль вектора нормали в данной точке поверхности так, чтобы вектор \mathbf{E}_0 лежал в плоскости $z'y'$ (см.

Рис. 2.

рис. 2). В штрихованной системе координат векторы имеют координаты:

$$\begin{aligned} \mathbf{v} &(\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta), \\ \mathbf{n} &(0, 0, 1), \\ \mathbf{e}_z &(0, -\sin \vartheta, \cos \vartheta). \end{aligned}$$

Здесь θ, ϕ представляют полярные углы в системе $x'y'z'$, а ϑ — в системе xyz . Тогда

$$\begin{aligned} \mathbf{n} \cdot \mathbf{v} &= v \cos \theta, \\ \mathbf{n} \cdot \mathbf{e}_z &= \cos \vartheta, \\ \mathbf{v} \cdot \mathbf{e}_z &= v (\cos \theta \cos \vartheta - \sin \theta \sin \vartheta \sin \phi). \end{aligned}$$

Подставим полученные соотношения для скалярных произведений в выражение (12):

$$\begin{aligned} F &= 3\tilde{n}_i \frac{m_i}{T_i} \left(\frac{m_i}{2\pi T_i} \right)^{3/2} Z_i e E_0 2\pi a^2 \times \\ &\times \iiint_{\substack{0 < \vartheta < \pi \\ \pi/2 < \theta < \pi \\ 0 < \phi < 2\pi}} \cos^2 \theta \cos \vartheta \times \\ &\times (\cos \theta \cos \vartheta - \sin \theta \sin \vartheta \sin \phi) \times \\ &\times \sin \theta \sin \vartheta d\vartheta d\theta d\phi \times \\ &\times \int_0^{\infty} v^5 \tau_{eff}(v) \left(1 + \frac{2Z_i e |\varphi_0|}{m_i v^2} \right) \times \\ &\times \exp \left(-\frac{m_i v^2}{2T_i} \right) dv \end{aligned} \quad (13)$$

и проведем интегрирование по углам. Промежуточный результат для силы запишется в виде

$$F = Z_i e E_0 \tilde{n}_i \pi a^2 \frac{2m_i}{\sqrt{\pi} T_i} \left(\frac{m_i}{2\pi T_i} \right)^{3/2} \times \\ \times \int_0^\infty v^5 \tau_{eff}(v) \left(1 + \frac{2Z_i e |\varphi_0|}{m_i v^2} \right) \times \\ \times \exp \left(-\frac{m_i v_i^2}{2T_i} \right) dv. \quad (14)$$

Подставим в (14) выражение для τ_{eff} , принимая во внимание (3) и (4), и перейдем к безразмерной переменной интегрирования $t = v \sqrt{m_i/2T_i}$. Введем также безразмерный параметр ξ :

$$\xi^2 = \frac{Z_i e |\varphi_0|}{T_i} \frac{1}{1 + n_0 \sigma_0 / n_d \pi a^2}. \quad (15)$$

После всех преобразований получим

$$F = Z_i e E_0 \frac{\tilde{n}_i}{n_d} \frac{3/2 + (n_0 \sigma_0 / n_d \pi a^2) \Phi(\xi)}{1 + n_0 \sigma_0 / n_d \pi a^2}, \quad (16)$$

где

$$\Phi(\xi) = \frac{4\xi^2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{t^4 \exp(-t^2)}{t^2 + \xi^2} dt = \\ = \xi^2 (1 - 2\xi^2 + 2\sqrt{\pi} \xi^3 \exp(\xi^2) \operatorname{erfc}(\xi)). \quad (17)$$

Итак, мы получили выражение для силы, которая действует на пылевую частицу со стороны плазменных потоков. Тогда, учитывая взаимодействие заряда пылинки с внешним полем, результирующую силу, действующую на макрочастицу, можно представить в виде

$$F_d = \\ = Z_d e E_0 \left(\frac{Z_i \tilde{n}_i}{Z_d n_d} \frac{3/2 + (n_0 \sigma_0 / n_d \pi a^2) \Phi(\xi)}{1 + n_0 \sigma_0 / n_d \pi a^2} - 1 \right). \quad (18)$$

Здесь Z_d обозначает заряд пылинки.

Проанализируем полученные соотношения. Из выражения (18) видно, что пылинка, помещенная во внешнее электрическое поле, ведет себя так, как если бы она обладала некоторым эффективным зарядом, который отличается от реального, накопленного на ней электрического заряда. Величина и знак этого заряда имеют важное значение, так как именно ими может определяться характер взаимодействия пылевых частиц в плазме.

Исследуем этот вопрос подробнее. В качестве меры эффективного заряда выберем электрический

заряд Z_d , аккумулированный пылинкой. Тогда относительная величина эффективного заряда будет определяться в (18) коэффициентом, взятым в скобки. Этот коэффициент зависит от отношения $Z_i \tilde{n}_i / Z_d n_d$, а также от $Z_i e |\varphi_0| / T_i$ и $n_0 \sigma_0 / n_d \pi a^2$. Последними двумя отношениями определяется также и безразмерный параметр ξ .

Если для плазмы выполняется условие квазинейтральности, то существует связь между зарядами и концентрациями частиц в плазме:

$$Z_i n_i = n_e + Z_d n_d. \quad (19)$$

Введем новый безразмерный параметр $P = n_d Z_d / n_e$. Эту величину обычно используют для характеристики коллективного воздействия поля макрочастиц на процессы, происходящие в плазме. В условиях большинства экспериментов в пылевой плазме, как правило, выполняется соотношение $P \gtrsim 1$, тогда параметр $Z_i \tilde{n}_i / Z_d n_d$ можно преобразовать к виду

$$\frac{Z_i \tilde{n}_i}{Z_d n_d} = \beta \left(1 + \frac{1}{P} \right). \quad (20)$$

Здесь коэффициент $\beta > 1$ отражает отличие концентрации ионов \tilde{n}_i у поверхности пылинки от их концентрации n_i в области невозмущенной полем макрочастицы плазмы. Этот параметр можно оценить, используя больцмановское распределение, но при этом получаемая оценка будет сильно завышена, так как процессы гибели ионов на поверхности пылевой частицы приводят к уменьшению их концентрации в приповерхностном слое. Для дальнейших оценок заметим, что величина $Z_i \tilde{n}_i / Z_d n_d$ всегда больше единицы.

Исследуем теперь зависимость результирующей силы от безразмерного параметра ξ . Рассмотрим асимптотическое поведение (18) при больших и малых значениях ξ . Для этой цели при $\xi \gg 1$ воспользуемся разложением

$$\sqrt{\pi} \xi e^{\xi^2} \operatorname{erfc}(\xi) \approx 1 + \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^m \frac{1 \cdot 3 \cdot \dots \cdot (2m-1)}{(2\xi^2)^m}.$$

Тогда, оставляя в (17) лишь первые два ненулевых члена, получим

$$\Phi(\xi) \approx \frac{3}{2} - \frac{15}{4} \frac{1}{\xi^2}. \quad (21)$$

При малых значениях ξ разложение (17) в ряд дает

$$\Phi(\xi) \approx \xi^2. \quad (22)$$

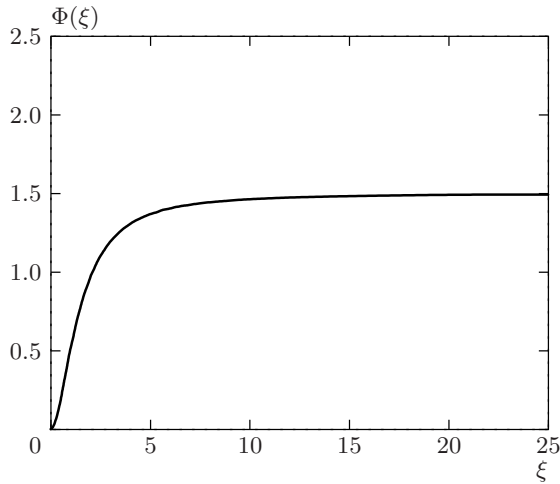


Рис. 3.

График зависимости $\Phi(\xi)$ представлен на рис. 3. Из него видно, что $\Phi(\xi)$ является монотонной и ограниченной функцией, $0 \leq \Phi(\xi) < 3/2$.

Запишем теперь выражение для силы в двух приведенных асимптотиках, принимая во внимание (20). В случае, когда выполняется (21), результирующая сила имеет вид

$$F_d \approx Z_d e E_0 \left\{ \frac{3}{2} \beta \left(1 + \frac{1}{P} \right) - 1 \right\}. \quad (23)$$

Поскольку величина $Z_i e |\varphi_0| / T_i \sim T_e / T_i$ в условиях большинства экспериментов обычно много больше единицы, из (15) видно, что ситуация, для которой справедлива последняя формула, реализуется, если взаимодействие ионов с атомами нейтрального газа не очень сильно преобладает над их взаимодействием с пылевой компонентой. Мы также получаем, что в этом случае пылевая частица ведет себя во внешнем поле так, как будто бы она обладала положительным зарядом.

Если, как и ранее, считать $Z_i e |\varphi_0| / T_i \sim T_e / T_i \gg 1$, то другой предельный случай имеет место, когда выполняется соотношение $n_0 \sigma_0 / n_d \pi a^2 \gg 1$, т.е. когда основным релаксационным механизмом для ионов является их взаимодействие с нейтральным газом. Тогда, подставляя (22) в (18) и учитывая предыдущее неравенство, получим

$$F_d \approx Z_d e E_0 \left\{ \beta \frac{Z_i e |\varphi_0|}{T_i} \frac{n_d \pi a^2}{n_0 \sigma_0} \left(1 + \frac{1}{P} \right) - 1 \right\}. \quad (24)$$

В данном пределе частица будет вести себя во внешнем поле как отрицательно заряженная, но при определенном сочетании параметров возможна и обрат-

ная ситуация. В общем случае зависимость эффективного заряда пылинки от параметров системы $n_0 \sigma_0 / n_d \pi a^2$ и от $Z_i e |\varphi_0| / T_i$ представлена на рис. 4. Величина заряда выражена в единицах Z_d , параметр P выбран равным 10^2 .

В заключение остановимся на отношении $Z_i e |\varphi_0| / T_i$, которое постоянно встречается в формулах приближения ограниченных орбит. Как уже говорилось выше, этот параметр представляет собой отношение энергии, которую ион набирает в поле макрочастицы, пройдя расстояние, равное длине свободного пробега, к его тепловой энергии. Полученные нами формулы справедливы, когда длина свободного пробега иона превышает дебаевский радиус в плазме, но они легко обобщаются на противоположный случай. Для этого достаточно везде в формулах заменить $Z_i e |\varphi_0| / T_i$ на $Z_i e \Delta U / T_i$ (см. (6)) и положить $Z_i e \Delta U \ll T_i$. Тогда после преобразований формула (18) примет вид

$$F_d \approx Z_d e E_0 \left\{ \frac{(3/2)\beta (1 + 1/P)}{1 + n_0 \sigma_0 / n_d \pi a^2} - 1 \right\}. \quad (25)$$

Эта формула соответствует гидродинамическому приближению. Ее характерной особенностью является то, что в окончательном выражении для силы отсутствует зависимость от температуры ионов. Как и ранее, знак силы может быть различным и определяется параметрами плазмы.

3. ОБСУЖДЕНИЕ

Основной результат, который мы получили в предыдущем разделе, заключается в том, что наличие плазмы может сильно воздействовать на характер поведения пылевой частицы во внешнем электрическом поле. Это приводит к возникновению дополнительного механизма взаимодействия в плазменно-пылевой системе, который при определенных условиях может играть даже более значительную роль, чем электростатическое отталкивание частиц.

Поведение системы в целом определяется широким набором параметров. В их число входят степень ионизации, температура электронов и ионов, давление и состав нейтрального газа, а также концентрация пыли и размер ее частиц. Необходимо также принять во внимание свойства материала, из которого образуется пыль. В нашей модели мы считали, что частица является проводником, и формулы, полученные выше, справедливы именно для этого случая. Таким образом, дипольный момент, приобретаемый частицами пыли в электрическом поле соседей

Рис. 4. Зависимость эффективного заряда макрочастицы от параметров $n_0\sigma_0/n_d\pi a^2$ и $Z_{ie}|\varphi_0|/T_i$. Величина заряда выражена в единицах Z_d , параметр P выбран равным 10^2

и приводящий в конечном итоге через перераспределение плазменных потоков к их притяжению, может оказаться значительно меньше, чем в нашей модели. Об этом необходимо помнить при проведении оценок для условий реального эксперимента. Здесь же мы ограничимся тем, что качественно рассмотрим зависимость характера взаимодействия частиц пыли от внешних параметров.

При моделировании поведения пылевых частиц в качестве потенциала взаимодействия обычно используют экранированный кулоновский потенциал. Поскольку частицы пыли несут на себе значительные одноименные заряды, этот потенциал приводит к их сильному отталкиванию друг от друга. Подобный эффект действительно наблюдается в большинстве экспериментов по плазменно-пылевым кристаллам [2–6, 10–14]. Упорядоченные структуры обычно возникают в специально создаваемых ловушках, принцип действия которых зависит от условий эксперимента и особенностей экспериментальной установки. В вертикальном направлении пылевое облако обычно удерживается за счет баланса гравитационных и электростатических сил; в горизонтальной плоскости ловушкой служат либо сами стенки газоразрядной камеры, заряженные до плавающего потенциала в плазме, либо специально созданная кон-

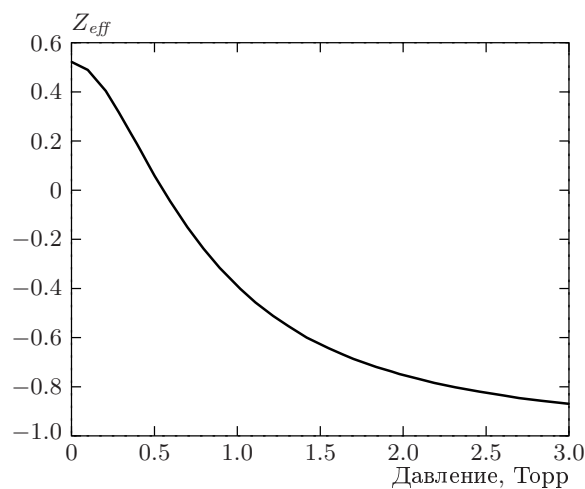


Рис. 5. Зависимость эффективного заряда макрочастицы от давления нейтрального газа. Величина заряда выражена в единицах Z_d , $T_i = 0.025$ эВ, $T_e = 3.0$ эВ, $a = 10$ мкм, $n_d = 10^5$ см $^{-3}$, $\sigma_0 = 10^{-15}$ см 2 , $P = 10^2$

фигурация электрического поля. Во всех описываемых случаях образующаяся упорядоченная структура не является кристаллом со свободной границей.

Приведем типичные параметры для подобных экспериментов [10]: давление газа в разрядной каме-

ре имеет порядок 0.1–1 Торр, концентрация электронов и ионов приблизительно равна 10^8 – 10^{10} см $^{-3}$, температура электронов соответствует 2–4 эВ, температура газа и ионов обычно равна комнатной — около 0.025 эВ. Сечение взаимодействия ионов с нейтральным газом, которое нам понадобится для оценок, примем равным 10^{-15} см 2 . Прежде всего нас будет интересовать зависимость общей картины поведения кристаллических структур в плазме от давления нейтрального газа. На рис. 5 смоделирована зависимость эффективного заряда пылевой частицы от давления нейтральной компоненты. Из рисунка видно, что существует некоторое критическое давление, выше которого частицы ведут себя во внешнем поле как отрицательно заряженные, и, следовательно, вся структура устойчиво удерживается в ловушке. Если же давление газа опускается ниже критического, то поведение частиц меняется на противоположное. В результате пылевая структура не может дольше удерживаться полем в левитирующем состоянии и должна разрушиться. Такое поведение кристалла действительно наблюдалось в эксперименте, описываемом в [11]. Значения критического давления, приводимые в [11], слегка варьируются для разных газов, но имеют одинаковый порядок 0.5–1 Торр. Исключением из общей картины является только гелий, для которого зависимость устойчивости кристалла от давления нейтральной компоненты является обратной. Заметим, что уменьшение давления может также приводить к плавлению кристалла, при этом параметры системы находятся в окрестности критической точки, для которой эффективный заряд частиц близок к нулю. Плавление кристалла при уменьшении давления нейтрального газа также наблюдалось в ряде работ [12–14].

Итак, мы получили, что в условиях экспериментов с плазменно-пылевыми кристаллами доминирующую роль во взаимодействии частиц играет кулоновское отталкивание. Для таких систем концентрация пыли сравнительно невелика. Между тем, существует другой широкий круг явлений, также представляющий большой интерес. Он включает в себя процессы роста пылевых частиц и образование кластеров. Основной характерной особенностью таких систем является высокий уровень содержания пыли в объеме, занимаемом плазмой. Процесс роста частиц, несмотря на то что они несут значительные одноименные заряды, проходит очень интенсивно. И тот факт, что поведение частиц во внешнем поле может меняться в зависимости от реализуемых условий, может сыграть важную роль при анализе данного явления. Наметим здесь лишь некоторые шаги.

До сих пор мы рассматривали концентрацию пыли n_d и размер частиц a как независимые параметры. Между тем, в системе, в которой возможен рост частиц, эти величины связаны друг с другом. Основной характеристической величиной здесь выступает количество вещества пыли в объеме. Тогда связь концентрации и размера частиц можно записать так:

$$\frac{4}{3}\pi a^3 n_d = \frac{m}{\rho V}. \quad (26)$$

Здесь m — масса вещества пыли, находящейся в объеме, V — объем, заполненный газом пылевых частиц, ρ — плотность вещества пыли. Для простоты будем считать, что все макрочастицы имеют одинаковый размер. Выражая концентрацию частиц через их размер и количество вещества пыли в объеме, представим параметр $n_0\sigma_0/n_d\pi a^2$ в виде

$$\frac{n_0\sigma_0}{n_d\pi a^2} = \Omega a. \quad (27)$$

Мы видим, что величина $n_0\sigma_0/n_d\pi a^2$ линейно растет с увеличением размера пылинок, а коэффициент пропорциональности определяется внешними факторами — давлением нейтрального газа, его составом, а также массой и плотностью вещества пыли, находящейся в объеме плазмы:

$$\Omega \sim n_0\sigma_0 \frac{\rho V}{m}. \quad (28)$$

Рост величины $n_0\sigma_0/n_d\pi a^2$, как следует из рис. 4, приводит к уменьшению эффективного заряда, а это означает, что с ростом размера пылинок их эффективный заряд должен уменьшаться. Рассмотрим теперь влияние размера частиц на скорость их роста. Асимметрия плазменных потоков при определенном сочетании параметров системы приводит к наличию у частиц пыли положительного эффективного заряда, который определяет ее поведение во внешнем поле. Это означает, что частицы в такой системе должны притягиваться друг к другу, даже несмотря на то что их одноименные статические заряды очень велики. Таким образом, наша модель позволяет дать объяснение той необычно высокой скорости роста пылевых частиц в плазме, которая наблюдалась во многих экспериментах [15–19].

Влияние размера частиц на процесс их роста обычно проявляется в том, что, начиная с некоторого размера, скорость роста частиц пыли резко уменьшается. Это становится понятным, если вспомнить, что с ростом размера частиц их эффективный заряд уменьшается, и со временем он должен стать отрицательным. При этом сечение столкновений пылевых

частиц между собой должно заметно уменьшиться, что сразу же отразится на скорости их роста.

Агломерация пылевых частиц и рост кластеров может происходить не во всякой системе. Для того чтобы данное явление имело место, необходимо наличие определенных условий. В нашей модели основной предпосылкой быстрого роста частиц выступает наличие у них положительного эффективного заряда, а это означает, что величина Ωa должна быть меньше некоторого критического значения. Из выражения (28) видно, что этого можно достигнуть увеличением массы вещества пыли в объеме, занимаемом плазмой. Данный вывод хорошо согласуется с результатами наблюдений, поскольку высокое содержание пыли в объеме является типичным условием большинства экспериментов по изучению процессов роста пылевых образований.

Рассматриваемая в настоящей работе модель описывает лишь один из возможных механизмов роста макрочастиц в плазме. Детальное рассмотрение подобных процессов является предметом отдельного исследования.

Наряду с рассмотренными выше явлениями в последнее время широко изучаются процессы, связанные с фазовыми переходами в плазменно-пылевых системах. Мы уже затрагивали в настоящей работе данную тему, когда говорили о плавлении кристаллических структур. В работах [20, 21] сообщается о существовании не менее интересного явления. Оно состоит в том, что в пылевых облаках с высоким содержанием пыли могут образовываться области, практически полностью свободные от частиц. Между этими областями и пылевым облаком наблюдается четкая граница, а также прослеживается прямая связь между параметрами системы и самой возможностью образования таких областей. Данное явление можно интерпретировать как фазовый переход газ-жидкость в плазменно-пылевой системе.

В работе [22] рассматривается один из вариантов теории данного явления. Авторы [22] связывают возникновение пустот в пылевом облаке с образованием областей, в которых процесс ионизации идет более интенсивно по сравнению с остальным объемом плазмы. Увеличение скорости ионизации обеспечивается избытком электронов в образовавшейся полости по сравнению с объемом пылевого облака, поскольку электроны в нем активно поглощаются частицами пыли, и их концентрация падает. Повышенная скорость ионизации приводит к возникновению дополнительного потока ионов, направленного во внешнее по отношению к полости пространство. Именно этот поток поддерживает равновесие

поверхности раздела между пылевым облаком и образовавшейся полостью. Настоящий подход подразумевает наличие некоторого коллективного воздействия ионных потоков на уже существующую поверхность раздела двух сред. Однако сам этап фазового перехода и условия, при которых он возникает, остаются за рамками предложенной теории. Очевидно, что природу рассматриваемого явления будет непросто понять без привлечения механизмов взаимодействия между отдельными частицами. В этом смысле модель притяжения между отрицательно заряженными пылевыми частицами, предлагаемая в настоящей работе, может оказаться достаточно полезной при попытке объяснить наличие поверхностного натяжения на границе пылевого облака или условий возникновения неустойчивостей, приводящих к фазовому переходу.

В заключение отметим, что предложенная нами модель является далеко не единственной во всем многообразии существующих возможностей, и ее нужно рассматривать всего лишь как одну из равноправных точек для дальнейших исследований.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проекты 01-02-17726, 00-15-96554).

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Н. Цытович, УФН **167**, 57 (1997).
2. J. H. Chu, J. B. Du, and I. Lin, J. Phys. D **27**, 296 (1994).
3. J. H. Chu and I. Lin, Physica A **205**, 183 (1994).
4. J. H. Chu and I. Lin, Phys Rev. Lett. **72**, 4009 (1994).
5. H. Thomas, G. Morfill, V. Demmel et al., Phys. Rev. Lett. **73**, 652 (1994).
6. A. Melzer, T. Trottenberg, and A. Piel, Phys. Lett. A **191**, 301 (1994).
7. E. Wigner, Trans. Faraday Soc. **34**, 678 (1939).
8. H. Ikezi, Phys. Fluids **29**, 1764 (1986).
9. Я. К. Ходатаев, Р. Бингхем, В. П. Тараканов и др., Физика плазмы **22**, 1028 (1996).
10. А. П. Нефедов, О. Ф. Петров, В. Е. Фортов, УФН **167**, 1215 (1997).
11. J. Pieper, J. Goree, and R. A. Quinn, J. Vac. Sci. Technol. **14**, 519 (1996).

12. H. Thomas and G. Morfill, *Nature* **379**, 806 (1996).
13. A. Melzer, A. Homann, and A. Piel, *Phys. Rev. E* **53**, 2757 (1996).
14. J. Pieper and J. Goree, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3137 (1996).
15. G. Selwyn, J. McKillop, K. Haller, and J. Wu, *J. Vac. Sci. Technol. A* **8**, 1726 (1990).
16. G. Jellum, J. Daugherty, and D. Graves, *J. Appl. Phys.* **69**, 6923 (1991).
17. G. Praburam and J. Goree, *Astrophys. J.* **441**, 830 (1995).
18. D. Samsonov and J. Goree, *J. Vac. Sci. Technol. A* **17**, 2835 (1999).
19. K. Koga, Y. Matsuoka, K. Tanaka et al. *Appl. Phys. Lett.* **77**, 196 (2000).
20. D. Samsonov and J. Goree, *Phys. Rev. E* **59**, 1047 (1999).
21. G. E. Morfill, H. M. Thomas, U. Konopka et al., *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1598 (1999).
22. J. Goree, G. E. Morfill, V. N. Tsytovich, and S. V. Vladimirov, *Phys. Rev. E* **59**, 7055 (1999).