

УДК 533.9

ПРИТЯЖЕНИЕ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ С ТОКОМ: ВЛИЯНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА И РЕКОМБИНАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ

В. С. Грач

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

Рассмотрена задача о взаимодействии двух проводящих частиц, помещённых в слабоионизованную столкновительную плазму с внешним электрическим полем. Показано, что области пространственного заряда, формирующиеся в результате электродинамических и рекомбинационных процессов, могут приводить к притяжению систем крупная частица—пространственный заряд при одноимённо заряженных крупных частицах. Найдены зависимости энергии взаимодействия систем от их взаимного расположения и условия, при которых энергия взаимодействия соответствует притяжению систем.

ВВЕДЕНИЕ

Одной из важных задач физики плазмы является изучение взаимодействия объекта и окружающей его плазмы. Данная задача имеет множество приложений в астрофизике [1], зондовой диагностике плазмы [2], плазменных технологиях и особенно актуальна в исследованиях так называемой пылевой, или комплексной, плазмы [3–5]. Пылевая плазма представляет собой частично или полностью ионизованный газ, как правило, при низкой температуре, содержащий молекулы нейтрального газа, ионы, электроны и крупные частицы микронных и субмикронных размеров. Подобные среды часто встречаются в естественных условиях (в космосе [6] и в земной атмосфере [7, 8]) и активно моделируются в лабораторных экспериментах [3–5]. Широкая распространённость плазменно-пылевых систем, а также целый ряд уникальных и необычных свойств делают пылевую плазму чрезвычайно привлекательным и интересным объектом для исследования.

Одним из основных направлений исследований пылевой плазмы является изучение механизмов взаимодействия пылевых частиц, помещённых в плазму, с окружающей плазмой и между собой. Из наблюдений и экспериментов [3–5] следует, что в пылевой плазме существует притяжение одноимённо заряженных пылевых частиц; выяснению возможных механизмов такого притяжения посвящены десятки работ [3–6, 9–12].

К изменению потенциала взаимодействия одноимённо заряженных частиц могут приводить различные явления — поглощение плазмы на пылевых частицах, силы трения, эмиссия электронов с поверхности пылевых частиц, а также коллективные эффекты. В частности, в работах [9–11] получены оценки энергии взаимодействия пылевых частиц в изотропной плазме в различных случаях. В работе [9] было показано, что сила ионного трения (в некоторых случаях называемая теневой силой [3]) может приводить к притяжению одноимённо заряженных частиц при учёте поглощения плазмы на частицах. В [10] утверждается, что при наличии не только поглощения плазмы на пылевой частице, но и эмиссии ионов с её поверхности и учёте сил трения также возможно притяжение одноимённо заряженных частиц. В сильно столкновительной изотропной плазме поглощение плазмы на частицах может привести к притяжению положительно заряженных частиц в отсутствие рекомбинационных процессов [11].

Анизотропная пылевая плазма исследовалась, в частности, в работах [12, 13] (в рассматриваемых случаях анизотропия была вызвана внешним электрическим полем). В [12] показано, что

поглощение ионов на частице сильно влияет на возмущение электрического поля, создаваемое частицей. При этом ближняя и дальняя асимптотики поля соответствуют отталкиванию частиц одноимённого заряда, в то время как на промежуточных расстояниях поле может соответствовать их притяжению, если плазма сильно столкновительная, дрейфовые скорости достаточно велики и температура электронов близка к температуре ионов.

Следует отметить, что во всех цитированных выше работах рекомбинационные процессы не учитывались. В настоящей работе исследуется взаимодействие пылевых частиц в слабо ионизированной холодной плазме, находящейся под действием сильного электрического поля, с учётом процессов рекомбинации и эффектов пространственного заряда.

Проблема взаимодействия пылевых частиц в плазме тесно связана с проблемой их зарядки и формирования в их окрестности областей пространственного заряда [13–17]. Данная работа, по сути, является продолжением работы [17], где в качестве пылевой частицы рассматривалась проводящая сфера и исследовалась её зарядка в потоке слабоионизированной холодной плазмы под действием сильного внешнего поля с учётом процессов рекомбинации и эффектов пространственного заряда.

С использованием результатов [17] в данной работе найдены возмущение электрического поля в окрестности пылевой частицы и энергия взаимодействия систем крупная частица—пространственный заряд в предположении, что крупные частицы находятся достаточно далеко друг от друга. Получены условия, при которых энергия взаимодействия двух систем соответствует их притяжению.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Следуя работе [17], рассмотрим однородную сильно столкновительную плазму, созданную сторонними источниками ионизации и находящуюся во внешнем электрическом поле \mathbf{E}_0 . Предположим, что плазма состоит из трёх компонент: положительных однократно заряженных ионов, электронов и крупных проводящих частиц. Невозмущённые концентрации ионов и электронов совпадают, количество крупных частиц предполагается настолько малым, что любыми коллективными эффектами с их участием можно пренебречь, температура всех трёх компонент одинакова.

Поставленная задача характеризуется следующими пространственными масштабами: радиусом крупных частиц a ; дебаевским радиусом окружающей плазмы $\lambda_D = [T/(4\pi e^2 N_0)]^{1/2}$, где T и N_0 — температура (в энергетических единицах) и невозмущённая концентрация окружающей плазмы соответственно, e — абсолютное значение заряда электрона; электродинамическим масштабом $l_0 = E_0/(4\pi e N_0)$, который соответствует размеру области, создающей поле порядка внешнего при удалении из неё всех ионов или всех электронов; двумя ионизационными масштабами $L_+ = \mu_+ E_0/(\alpha N_0)$ и $L_- = \mu_- E_0/(\alpha N_0)$, которые соответствуют расстоянию дрейфа соответствующих частиц в невозмущённом поле за характерное время установления ионизационного равновесия (здесь μ_+ и μ_- — подвижности ионов и электронов соответственно, α — коэффициент рекомбинации). Как и в работе [17], рассмотрим случай сильного внешнего поля, которому отвечает неравенство

$$a \ll \{l_0, L_+, L_-\}. \quad (1)$$

Именно в этом случае обтекание пылевых частиц плазмой приводит к образованию протяжённых областей пространственного заряда.

Мы также предполагаем, что диффузионными процессами можно пренебречь, так что движение ионов и электронов целиком определяется их дрейфом в электрическом поле. Указанное

приближение справедливо при выполнении следующих условий:

$$l_0 \gg \lambda_D \gg a, \quad al_0 \gg \lambda_D^2. \quad (2)$$

В данном предположении состоит основное отличие данной работы и работы [17] от работ [12, 13], где предполагается, что концентрация электронов удовлетворяет распределению Больцмана. С одной стороны, такой подход налагает достаточно жёсткие ограничения (2) на параметры плазмы, с другой — позволяет также рассматривать плазму, основными носителями заряда в которой являются разноимённо заряженные ионы (подобная ситуация характерна, к примеру, для грозовых облаков [14–16]).

Оценим, при каких условиях приближения (2) выполнены в атмосферной слабоионизованной плазме. Концентрация лёгких ионов в тропосфере $N_0 \sim 10^2 \div 10^4 \text{ см}^{-3}$; при температуре порядка 300 К это соответствует дебаевскому радиусу $\lambda_D \sim 1 \div 12 \text{ см}$. При значениях электрического поля $E_0 = 1 \div 2 \text{ В/см}$, характерных для хорошей погоды, электродинамический масштаб l_0 будет порядка $5 \cdot 10^1 \div 5,3 \cdot 10^3 \text{ см}$. При $N_0 = 10^3 \text{ см}^{-3}$ приближения (2) выполнены для частиц с радиусами $a \gg 0,03 \text{ см}$; при увеличении электрического поля неравенство начинает выполняться для меньших значений a .

В рамках приближений (1) и (2) в работе [17] была рассмотрена задача зарядки проводящей сферы и формирования областей пространственного заряда в окружающей плазме с учётом влияния пространственного заряда и процессов рекомбинации. Предполагалось, что сама частица удерживается в равновесии неэлектрическими силами.

Стационарное состояние системы в рамках приближений (1) и (2) определяется совместным решением следующих уравнений [17]:

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi\rho = 4\pi e(N_+ - N_-), \quad \operatorname{rot} \mathbf{E} = 0, \quad (3)$$

$$\mu_+ \operatorname{div}(N_+ \mathbf{E}) = J - \alpha N_+ N_-, \quad \mu_- \operatorname{div}(N_- \mathbf{E}) = -J + \alpha N_- N_+, \quad (4)$$

где \mathbf{E} — напряжённость самосогласованного электрического поля, N_+ и N_- — концентрации положительных и отрицательных частиц плазмы соответственно, J — интенсивность стороннего источника ионизации. Данное решение должно удовлетворять условию эквипотенциальности поверхности тела и условию невозмущённого состояния плазмы на бесконечности:

$$N_+ = N_- = N_0 = \sqrt{J/\alpha}, \quad \mathbf{E} = \mathbf{E}_0. \quad (5)$$

Будем также предполагать, что с поверхности проводящей сферы нет эмиссии заряженных частиц; в этом случае заряд частицы определяется потоками попадающих на неё ионов и электронов. Эти потоки, в свою очередь, определяются структурой трубок тока, заканчивающихся на частице.

Для отыскания структуры самосогласованного поля в ближней окрестности тела, следуя работам [15, 16], будем полностью пренебрегать в этой области полем пространственного заряда. В этом случае удовлетворить граничным условиям электродинамики на поверхности идеально проводящей частицы можно, представляя поле вне частицы в виде суперпозиции внешнего поля \mathbf{E}_0 , поля точечного диполя с моментом $\mathbf{p} = a^3 \mathbf{E}_0$, помещённого в центре частицы, и поля неизвестного точечного заряда Q_d , также помещённого в центре частицы:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_p + \mathbf{E}_Q, \\ \mathbf{E}_p = -\nabla \left(\frac{\mathbf{p}\mathbf{r}}{r^3} \right), \quad \mathbf{E}_Q = -\nabla \left(\frac{Q_d}{r} \right), \quad (6)$$

где \mathbf{r} — радиус-вектор, проведённый в точку наблюдения из центра частицы. Ионы и электроны вблизи частицы движутся по силовым линиям поля \mathbf{E} (6); силовые линии, заканчивающиеся и начинающиеся на частице, формируют две осесимметричные трубки тока, «ионную» и «электронную», по которым соответствующие носители заряда попадают на частицу. Заряд частицы Q_d находится при дальнейшем решении задачи из условия равенства нулю полного тока, текущего на неё. В таком рассмотрении мы пренебрегаем мультипольными моментами высших порядков, считая, что их влияние мало по сравнению с влиянием заряда и дипольного момента частицы. Учёт моментов высших порядков приведёт, скорее всего, к некоторому изменению полученной величины заряда частицы.

Для отыскания структуры трубок тока вдали от частицы мы, напротив, будем пренебрегать полем частицы, т. к. оно быстро убывает за пределами близкой окрестности частицы, но будем учитывать поле пространственного заряда и эффекты рекомбинации, поскольку их вклад может накапливаться на длинной трассе. Предполагая, что параметры трубки тока однородны по поперечному сечению, мы можем проинтегрировать уравнения (3) и (4) по поперечным координатам и получить уравнение для площади каждой из трубок тока $S(z)$:

$$\frac{d(SE_0)}{dz} = 4\pi eS(N_+ - N_-),$$

$$\mu_+ \frac{d(SN_+E_0)}{dz} = S(J - \alpha N_+N_-), \quad \mu_- \frac{d(SN_-E_0)}{dz} = -S(J - \alpha N_+N_-), \quad (7)$$

где ось z направлена вдоль внешнего поля \mathbf{E}_0 . Граничные условия для системы (7) (подробнее см. [17]) имеют вид

$$N_+(z \rightarrow \pm\infty) = N_-(z \rightarrow \pm\infty) = N_0; \quad (8)$$

$$N_-(z = z_{+c}) = 0, \quad N_+(z = z_{-c}) = 0; \quad (9)$$

$$S = S_{+c}(z = z_{+c}) = 2\pi a^2 (3/2 + \tilde{Q}_d^2/6 - \tilde{Q}_d),$$

$$S = S_{-c}(z = z_{-c}) = 2\pi a^2 (3/2 + \tilde{Q}_d^2/6 + \tilde{Q}_d). \quad (10)$$

Здесь и далее $\tilde{Q}_d = Q_d/(a^2 E_0)$ — безразмерный заряд частицы, а z_{+c} и z_{-c} — условные границы «ближней» к частице зоны, внутри которой можно полностью пренебречь влиянием пространственного заряда и рекомбинационных процессов, а вне её — полями \mathbf{E}_p и \mathbf{E}_Q . Значения z_{+c} и z_{-c} должны удовлетворять следующим неравенствам (предполагается, что $z = 0$ соответствует центру частицы):

$$a \ll -z_{+c} \ll \{l_0, \lambda_D, L_+, L_-\}; \quad a \ll +z_{-c} \ll \{l_0, \lambda_D, L_+, L_-\}. \quad (11)$$

Решение системы (7) совместно с граничными условиями (8)–(10) и условием равенства потоков ионов и электронов на частицу

$$\mu_+ N_+(z = z_{+c}) S_{+c} = \mu_- N_-(z = z_{-c}) S_{-c} \quad (12)$$

даёт значение заряда на частице Q_d и зависимости $S(z)$, $N_-(z)$, $N_+(z)$ для обеих трубок тока. При этом общий заряд системы равен нулю (см. [17]).

Следует отметить, что попытки упростить рассматриваемую модель, пренебрегая в ней эффектами, связанными с полем пространственного заряда (т. е. полагая равной нулю правую часть первого уравнения в (7)) и/или процессами ионизационного баланса (т. е. полагая равной нулю правую часть второго и третьего уравнений в (7)), приводят к противоречию между граничными условиями (8) и (9) и, таким образом, делают невозможным корректное решение задачи.

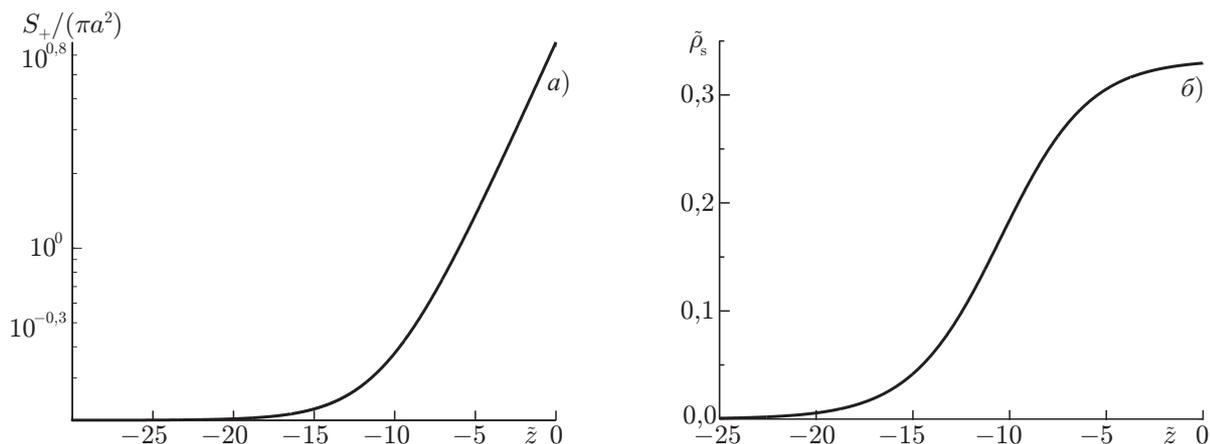


Рис. 1. Структура «ионной» трубки тока при $K_+ = 0,1$ и $K_0 = 0,01$, полученная в результате численного решения системы уравнений (7); $\tilde{\rho}_s = \rho_s/(eN_0)$

В работе [17] было получено численное решение системы (7) при произвольном соотношении параметров l_0, L_+, L_- , что соответствует произвольной интенсивности процессов рекомбинации и произвольному отношению подвижностей носителей заряда в плазме μ_+/μ_- , т.е. рассматривался также случай, когда отрицательной компонентой фоновой плазмы являются однократно заряженные ионы; также в [17] были получены аналитические оценки для различных предельных случаев. В данной работе мы ограничимся случаем слабой рекомбинации: $l_0 \ll \{L_+, L_-\}$, и «тяжёлых» положительных ионов: $\mu_+ \ll \mu_-$. Если $\mu_+ \ll \mu_-$, то $S_{+c} \gg S_{-c}$, и «электронной» трубкой тока можно пренебречь; для заряда частицы и структуры «ионной» трубки справедливы следующие аналитические оценки («ионная» трубка расположена при $z < z_{+c} < 0$) [17]:

$$\begin{aligned}
 Q_d &\approx 3a^2 E_0 \frac{1 - \sqrt{\mu_-/\mu_+}}{1 + \sqrt{\mu_-/\mu_+}}, \\
 S_+(\tilde{z}) &\approx S_{+c} \exp[\sqrt{K_+ + K_-} (\tilde{z} - \tilde{z}_{+c})], \\
 \rho_s(\tilde{z}) &\approx eN_0 \sqrt{K_+ + K_-} \chi[S(z) - \pi r_p^2].
 \end{aligned}
 \tag{13}$$

Здесь $\tilde{z} = z/l_0, r_p$ — поперечная координата в цилиндрической системе координат с полярной осью $z, \rho_s = e(N_+ - N_-)$ — плотность пространственного заряда в трубке тока, $K_+ = l_0/L_+ = \alpha/(4\pi e\mu_+), K_- = l_0/L_- = \alpha/(4\pi e\mu_-), \{K_+, K_-\} \ll 1, S_{+c}$ определяется по заряду Q_d согласно (10), $\chi(x)$ — единичная функция.

Результат численного решения системы (7) для $K_+ = 0,1$ и $K_- = 0,01$ представлен на рис. 1. Видно, что численные результаты подтверждают основные результаты аналитического исследования (13): основное расширение трубки тока происходит по экспоненциальному закону на масштабе $l \sim 1/\sqrt{K_+ + K_-} = \sqrt{l_0 L_+ L_- / (L_+ + L_-)}$, и в этой области плотность заряда практически постоянна. Заряд поперечного сечения трубки тока $\rho_s S_+$ также убывает по закону, близкому к экспоненциальному.

2. ВОЗМУЩЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ОСИ ТРУБКИ ТОКА

Опираясь на результаты работы [17], приведённые в предыдущем разделе, найдём возмущение продольной составляющей электрического поля E_0 , создаваемое системой частица—пространственный заряд на оси «ионной» трубки тока.

Потенциал, создаваемый системой, определяется соотношением

$$\phi_1 = \int_V \frac{\rho dV}{R}, \quad (14)$$

где V — область пространства, занятая зарядом, ρ — плотность пространственного заряда, R — расстояние от точки источника до точки наблюдения. Поскольку продольный масштаб трубки тока много больше радиуса частицы и размеров «ближней» зоны, вклад пространственного заряда, сосредоточенного в «ближней» зоне, в интеграл (14) будет мал, и в дальнейшем этим вкладом мы будем пренебрегать. В этом случае заряд системы состоит из заряда Q_d , распределённого на сфере, точечного диполя $\mathbf{p} = a^3 \mathbf{E}_0$, помещённого в центр сферы, и трубки тока с площадью поперечного сечения $S(z)$ и плотностью пространственного заряда $\rho = \rho_s(z)$, которая начинается на расстоянии порядка нескольких радиусов a от центра частицы: $z_{+c} = z_c \sim a$. Таким образом, потенциал (14) в точке с координатами $(0, z)$ с учётом цилиндрической симметрии записывается в виде

$$\phi_1 = \frac{Q_d}{|z|} + \frac{p}{z^2} + 2\pi \int_{-\infty}^{z_c} \int_0^{\sqrt{S(z)/\pi}} \frac{\rho_s(z)}{R} dz' r'_p dr'_p, \quad (15)$$

где $R = \sqrt{r'_p{}^2 + (z - z')^2}$.

Введём следующие безразмерные переменные и параметры:

$$\tilde{\phi}_1 \equiv \frac{\phi_1}{aE_0}, \quad \tilde{\rho}_s = \rho_s/(eN_0), \quad K_0 = a/l_0 \ll 1, \quad (16)$$

все пространственные переменные, как и ранее, нормированы на l_0 . Равенство (15) в безразмерных переменных записывается в виде

$$\tilde{\phi}_1 = K_0 \frac{\tilde{Q}_d}{|\tilde{z}|} + K_0^2 \frac{1}{\tilde{z}^2} + \frac{1}{2K_0} \int_{-\infty}^{\tilde{z}_c} \int_0^{\sqrt{S(z)/(\pi l_0^2)}} \frac{\tilde{\rho}_s(\tilde{z})}{\tilde{R}} d\tilde{z}' \tilde{r}'_p d\tilde{r}'_p. \quad (17)$$

Продольное электрическое поле, создаваемое системой, запишется в виде

$$E_{1z} = -\frac{d\phi}{dz} = -E_0 K_0 \frac{d\tilde{\phi}}{d\tilde{z}}. \quad (18)$$

Интеграл, входящий в (15), и производная (18) рассчитывались численно с учётом зависимостей $S(z)$ и $\rho(z)$, полученных численно при решении (7).

Зависимости $\tilde{\phi}_1(z)$ и $\tilde{E}_{1z}(z)$ для $z < 0$, полученные численным интегрированием (17) при различных значениях параметра K_0 , представлены на рис. 2. Для наглядности пространственная переменная z нормирована на радиус частицы a , т.е. различные кривые отвечают разным значениям l_0 (это соответствует изменению внешнего электрического поля E_0 и/или концентрации невозмущённой плазмы N_0 при постоянном радиусе частицы a).

Как следует из рис. 2, на оси системы существует область $z_{-1} < z < z_{-2}$, где $\{|z_{-2}|, |z_{-1}|\} \gg a$, в которой возмущение продольной составляющей электрического поля E_{1z} является отрицательным, что обеспечивает притяжение частиц с отрицательным зарядом. Чем больше электродинамический масштаб l_0 (т.е. чем больше внешнее поле E_0 или чем меньше концентрация плазмы N_0), тем дальше от частицы расположена зона отрицательных значений поля E_{1z} ; также увеличивается протяжённость самой зоны. Следует также отметить, что абсолютное значение E_{1z}

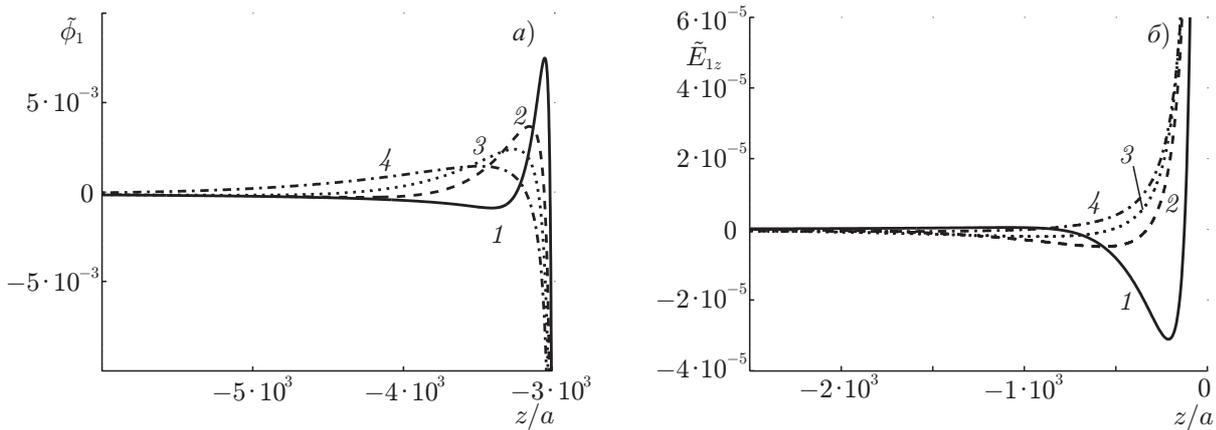


Рис. 2. Зависимость возмущения потенциала ϕ_1 (а) и продольного электрического поля E_{1z} (б) на оси «ионной» трубки от продольной координаты. Кривые 1 соответствуют $K_0 = 1/50$, кривые 2 — $K_0 = 1/150$, кривые 3 — $K_0 = 1/250$, кривые 4 — $K_0 = 1/500$

в области $z \sim z_c$ существенно превосходит максимальное абсолютное значение E_{1z} в области $z_{-1} < z < z_{-2}$ (при этом $|E_{1z}| \ll E_0$ при любых значениях z). Области, в которых $E_{1z} < 0$, при различных значениях K_0 указаны в табл. 1. Заметим, что, как и в случае, рассмотренном в работе [12], возмущённое поле соответствует притяжению на промежуточных расстояниях от частицы.

Таблица 1. Области, в которых $E_{z1} < 0$

K_0	Область $E_{z1} < 0$
1/50	$-800a < z < -125a$
1/150	$-2550a < z < -350a$
1/250	$-4300a < z < -520a$
1/500	$-8700a < z < -1000a$

Оценим электростатическую силу, которая будет действовать со стороны системы частица—пространственный заряд на пробную частицу с зарядом Q_d , помещённую в притягивающую область «следа». Сила, действующая на частицу, помещённую в точку с координатами $(0, z)$, равна

$$F_E(z) = Q_d E_1(z). \tag{19}$$

На основании численных расчётов поля $E_1(z)$ при рассмотренных значениях параметров K_0, K_+, K_- для частицы, расположенной в притягивающей области в окрестности локального максимума $|E_1(z)|$, получаем

$$F_E(z) = -(0,9 \div 1,3) F^{\text{coul}}, \tag{20}$$

где F^{coul} — кулоновская сила взаимодействия двух частиц с зарядами Q_d , расположенных в вакууме на расстоянии $|z|$.

3. ЭНЕРГИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДВУХ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ

Рассмотрим взаимодействие двух систем частица—пространственный заряд. Поскольку каждая из этих систем имеет дипольную структуру и их дипольные моменты ориентированы одинаково (против внешнего поля E_0), очевидно, что данные системы могут притягиваться. В частности, при большом удалении взаимодействие этих систем аналогично взаимодействию точечных диполей. Нас будет интересовать более детальная картина этого взаимодействия на конечных расстояниях.

Мы полагаем, что частицы находятся достаточно далеко друг от друга и процессы их зарядки протекают независимо. Если расстояние между частицами достаточно велико, то электрическое

поле, создаваемое одной системой частица—пространственный заряд в области расположения другой системы, будет много меньше как внешнего электрического поля E_0 , так и поля собственного пространственного заряда системы, которые отвечают за формирование трубок тока. Таким образом, интересуясь электростатическим взаимодействием двух таких систем, мы можем считать, что оно не приводит к изменению распределения заряда в каждой из них, и рассматривать каждую систему как жёстко соединённые точечный заряд $Q_d < 0$ и точечный диполь $\mathbf{p} = a^3 \mathbf{E}_0$, расположенные в центре частицы, и тонкий заряженный стержень с линейной плотностью заряда $\tau(z) = S(z)\rho_s(z) > 0$, который начинается на расстоянии $l_c = -z_c$ от центра частицы.

Найдём энергию электростатического взаимодействия двух таких систем. Пусть начало цилиндрической системы координат совпадает с местоположением первой частицы, при этом полярная ось z направлена по внешнему полю \mathbf{E}_0 . Вторая частица находится в точке с координатами (r_Q, z_Q) , соответствующая ей трубка тока, рассматриваемая как тонкий заряженный стержень, начинается в точке $(r_Q, z_Q - l_c)$. Поперечное расстояние между частицами должно быть достаточно большим, чтобы можно было считать, что процессы зарядки каждой из частиц и формирование примыкающих к ним трубок тока происходят независимо: $r_Q \gg 2b$, где $\pi b^2 = S_{+c}$, b — наибольший радиус «ионной» трубки тока.

Энергия электростатического взаимодействия двух систем записывается следующим образом:

$$W_{\text{int}} = \int_{V_2} \rho_2 \phi_1 dV_2, \quad (21)$$

где ρ_2 и V_2 — плотность заряда второй системы и занимаемый ею объём, ϕ_1 — потенциал, создаваемый в пространстве первой системой. С учётом того, что система состоит из точечного заряда, точечного диполя и заряженного стержня, получаем

$$W_{\text{int}} = Q_d \phi_1(r_Q, z_Q) - p E_{1z}(r_Q, z_Q) + \int_{-\infty}^{z_Q - l_c} \tau(z_2) \phi_1(r_Q, z_2) dz_2 = W_Q + W_p + W_\tau, \quad (22)$$

где $E_{1z} = -\partial\phi_1/\partial z$ — продольная составляющая электрического поля, создаваемого первой системой, W_Q , W_p и W_τ — энергии взаимодействия с первой системой входящих в состав второй системы точечного заряда, точечного диполя и заряженного стержня соответственно.

Как правило, при рассмотрении взаимодействия частиц в пылевой плазме [9–13] предполагается, что электростатический потенциал частицы определяется потенциалом Дебая—Хюккеля [3] (здесь расстояние R не превышает нескольких дебаевских радиусов окружающей плазмы):

$$\phi_1(R) = \frac{Q_d}{R} \exp\left(-\frac{R}{\lambda_D}\right). \quad (23)$$

Заметим, что при решении задачи о зарядке частицы [17] мы пренебрегали дебаевской экранировкой в силу приближения (2) по сравнению с эффектами, связанными с внешним полем. Это приближение было обосновано тем, что поперечный масштаб областей пространственного заряда сравним с радиусом частицы, а продольный определяется, в первую очередь, внешним электрическим полем \mathbf{E}_0 . Однако при рассмотрении взаимодействия двух систем частица—пространственный заряд, если системы расположены достаточно далеко (по сравнению с радиусом a) друг от друга в поперечном направлении, необходимо учитывать дебаевскую экранировку, т. к. в поперечном направлении поле \mathbf{E}_0 напрямую не влияет на взаимодействие систем.

Таким образом, потенциал, создаваемый каждым элементом первой системы в области расположения второй системы, вычисляется на основе формулы (23) (предполагаем, что частицы

находятся на расстоянии, не превышающем нескольких дебаевских радиусов окружающей плазмы):

$$\phi_1(r_Q, z_2) = \frac{Q_d}{R_2} \exp\left(-\frac{R_2}{\lambda_D}\right) + \frac{pz_2}{R_2^3} \exp\left(-\frac{R_2}{\lambda_D}\right) + \int_{-\infty}^{-l_c} \frac{\tau(z_1)}{[(z_2 - z_1)^2 + r_Q^2]^{1/2}} \exp\left(-\frac{[(z_2 - z_1)^2 + r_Q^2]^{1/2}}{\lambda_D}\right) dz_1, \quad (24)$$

где $R_2 = \sqrt{z_2^2 + R_Q^2}$, $R_Q^2 = r_Q^2 + z_Q^2$.

В безразмерных переменных энергия взаимодействия систем

$$\tilde{W}_{\text{int}} = \tilde{Q}_d \tilde{\phi}_1(\tilde{r}_Q, \tilde{z}_Q) - \frac{E_{1z}(\tilde{r}_Q, \tilde{z}_Q)}{E_0} + \frac{1}{4K_0^2} \int_{-\infty}^{\tilde{z}_Q - \tilde{l}_c} \tilde{\tau}(\tilde{z}_2) \tilde{\phi}_1(\tilde{r}_Q, \tilde{z}_2) d\tilde{z}_2,$$

где

$$\tilde{\phi}_1(\tilde{r}_Q, \tilde{z}_2) = K_0 \frac{\tilde{Q}_d}{\tilde{R}_2} \exp\left(-\frac{\tilde{R}_2}{K_D}\right) + K_0^2 \frac{\tilde{z}_2}{\tilde{R}_2^3} \exp\left(-\frac{\tilde{R}_2}{K_D}\right) + \frac{1}{4K_0} \int_{-\infty}^{-\tilde{l}_c} \frac{\tilde{\tau}(z_1)}{[(\tilde{z}_2 - \tilde{z}_1)^2 + \tilde{r}_Q^2]^{1/2}} \exp\left(-\frac{[(\tilde{z}_2 - \tilde{z}_1)^2 + \tilde{r}_Q^2]^{1/2}}{K_D}\right) d\tilde{z}_1. \quad (25)$$

Здесь, как и ранее, все пространственные переменные нормированы на l_0 , $\tilde{\phi} = \phi/(aE_0)$, $\tilde{Q}_d = Q_d/(a^2E_0)$, $\tilde{\tau} = \tau/(\pi e N_0 l_0^2)$, энергия взаимодействия $\tilde{W}_{\text{int}} = W_{\text{int}}/(a^3E_0^2)$, коэффициент $K_D = \lambda_D/l_0 \ll 1$.

Наибольший радиус «ионной» трубки при $\mu_+/\mu_- \rightarrow \infty$ равен $b_{\text{max}} = 2\sqrt{3}a$, поэтому данный подход к оценке энергии взаимодействия двух систем частица–пространственный заряд справедлив только при $r_Q \gg 8a$. Мы также ограничимся областью $z_Q > 0$, т. к. из симметрии системы и по теореме взаимности $W_{\text{int}}(r_Q, z_Q) = W_{\text{int}}(r_Q, -z_Q)$. Аналогично (17) интегрирование в (25) проводилось численно. Зависимости $W_{\text{int}}(z_Q)$ при фиксированных r_Q для различных значений параметров K_0 , K_D и $K_D/K_0 = \lambda_D/a = 10$ представлены на рис. 3. Здесь пространственная переменная z также нормирована на радиус частицы a , т. е. различные кривые соответствуют различным значениям электрического поля E_0 при постоянных a и λ_D . На рис. 4 представлены зависимости $W_{\text{int}}(r_Q, z_Q)$ для различных значений λ_D при постоянных E_0 и a . Отметим, что при изменении λ_D электродинамический масштаб l_0 остаётся неизменным, т. е. к изменению λ_D в данном случае приводит изменение температуры плазмы T при постоянной невозмущённой концентрации N_0 . В рамках приближений (2), используемых при решении задачи о зарядке частицы, мы не можем рассматривать предельный случай $\lambda_D \rightarrow \infty$, однако для сравнения соответствующие зависимости $W_{\text{int}}(r_Q, z_Q)$ также приведены на рис. 4.

Как следует из графиков, энергия взаимодействия двух частиц, расположенных в точках с координатами $(0, 0)$ и (r_Q, z_Q) при фиксированном r_Q отрицательна при $z_Q > z_0(r_Q)$ и имеет минимум $W_{\text{int}} = W_{\text{min}}(r_Q) < 0$ при $z_Q = z_{\text{min}} > z_0(r_Q)$. При этом абсолютное значение $W_{\text{min}}(r_Q)$ убывает с ростом r_Q . Таким образом, возможно такое взаимное расположение частиц ($z_Q > z_{\text{min}}(r_Q)$), что их энергия взаимодействия будет соответствовать притяжению. Зависимости $z_0(r_Q)$, $z_{\text{min}}(r_Q)$ и $W_{\text{min}}(r_Q)$ при различных значениях l_0 и λ_D представлены на рис. 5 и 6.

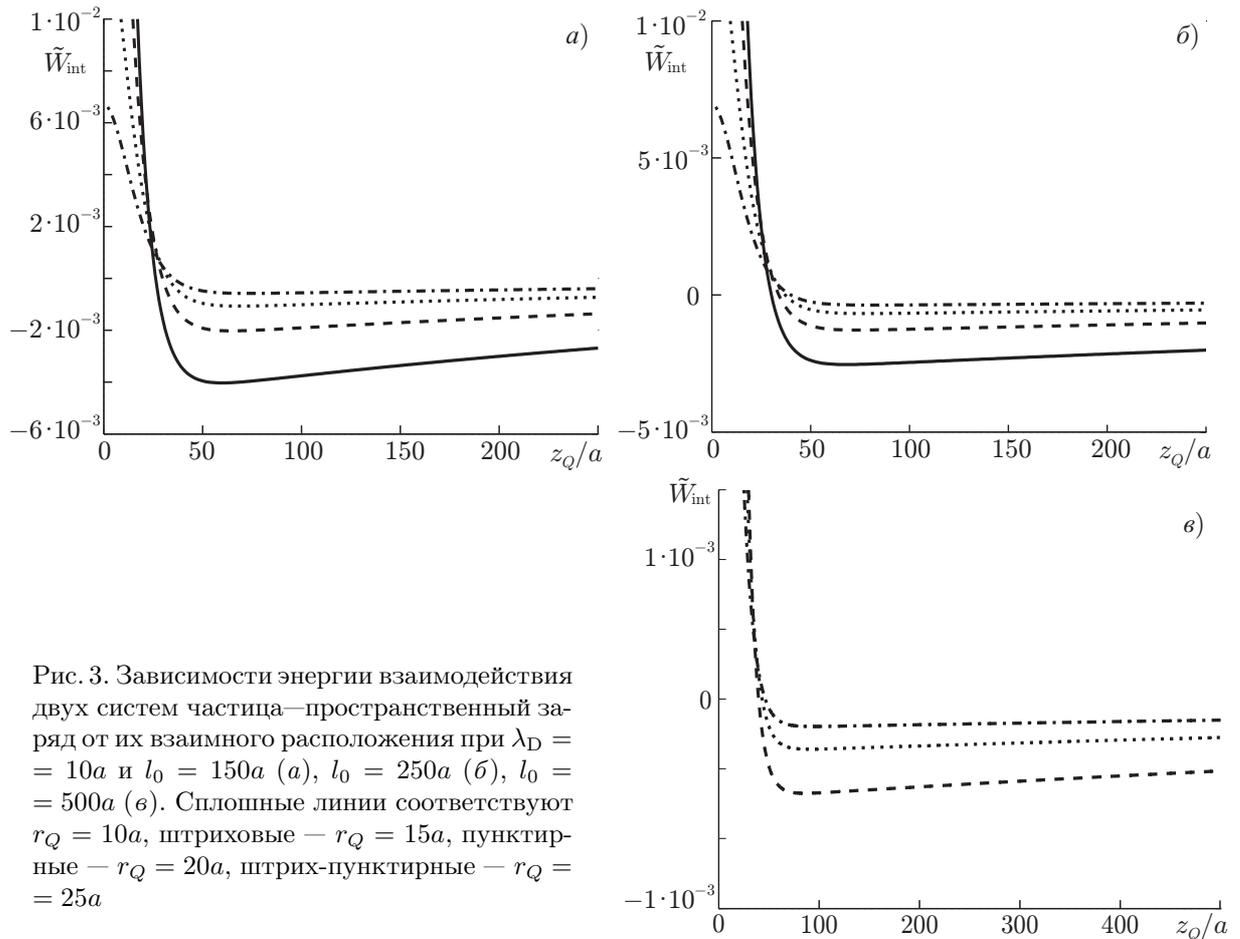


Рис. 3. Зависимости энергии взаимодействия двух систем частица—пространственный заряд от их взаимного расположения при $\lambda_D = 10a$ и $l_0 = 150a$ (а), $l_0 = 250a$ (б), $l_0 = 500a$ (в). Сплошные линии соответствуют $r_Q = 10a$, штриховые — $r_Q = 15a$, пунктирные — $r_Q = 20a$, штрих-пунктирные — $r_Q = 25a$

При фиксированном $z_Q > z_0$ абсолютное значение энергии взаимодействия убывает с ростом r_Q ; величины z_0 и z_{\min} возрастают с ростом r_Q при $r_Q > 8a$, а абсолютное значение W_{\min} убывает. Это означает, что при $r_Q > 8a$ не существует оптимального расстояния между частицами, на котором потенциал взаимодействия будет минимален; при меньших же значениях r_Q частицы будут влиять на процессы зарядки друг друга и формирование областей пространственного заряда, так что оценка (22) будет не применима.

Увеличение внешнего электрического поля E_0 приводит к увеличению минимального расстояния между частицами, на котором потенциал взаимодействия соответствует притяжению. С увеличением поля E_0 также уменьшается абсолютное значение \tilde{W}_{\min} в безразмерных переменных, однако размерное абсолютное значение энергии взаимодействия мало изменяется с увеличением E_0 .

Как и следовало ожидать, абсолютное значение минимальной энергии взаимодействия возрастает с увеличением дебаевского радиуса λ_D . Минимальное расстояние между частицами, при котором энергия взаимодействия становится отрицательной, также увеличивается с ростом λ_D .

Оценим силу притяжения двух систем частица—пространственный заряд в сравнении с силой кулоновского взаимодействия двух одноимённо заряженных частиц. Для оценок воспользуемся численными результатами, полученными для \tilde{W}_{int} в случае, когда дебаевская экранировка несущественна ($\lambda_D \rightarrow \infty$).

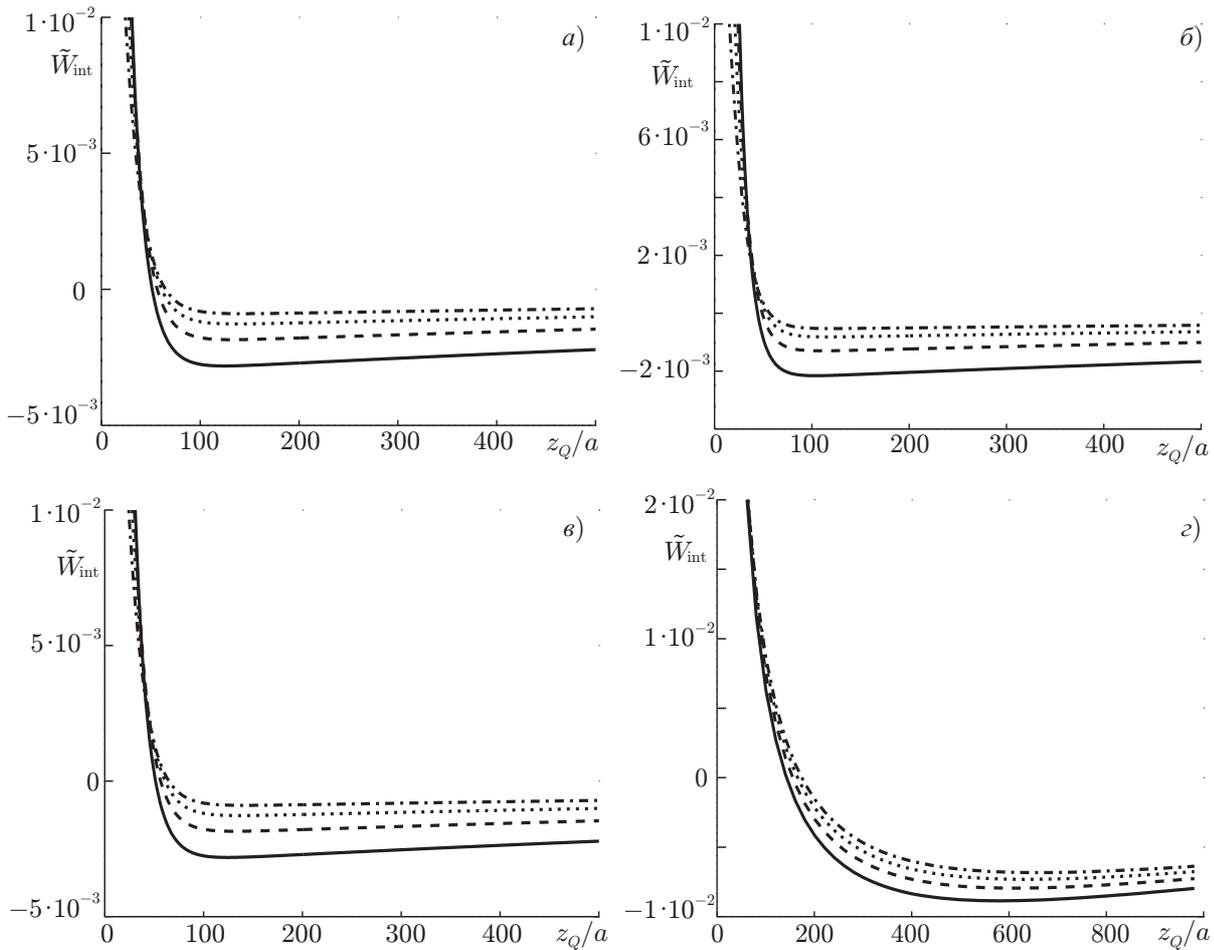


Рис. 4. Зависимости энергии взаимодействия двух систем частица–пространственный заряд от их взаимного расположения при $l_0 = 500a$ и $\lambda_D = 10a$ (а), $\lambda_D = 15a$ (б), $\lambda_D = 20a$ (в), $\lambda_D \rightarrow \infty$ (г). Сплошные линии соответствуют $r_Q = 10a$, штриховые — $r_Q = 15a$, пунктирные — $r_Q = 20a$, штрихпунктирные — $r_Q = 25a$

Сила взаимодействия записывается как

$$F_z = - \left. \frac{\partial W_{\text{int}}}{\partial z} \right|_{r_p = \text{const}} ; \quad F_{r_p} = - \left. \frac{\partial W_{\text{int}}}{\partial r_p} \right|_{z = \text{const}} . \tag{26}$$

Для систем с взаимным расположением $r_Q = 25a, z_Q = 900a > z_{\text{min}}$ имеем

$$F_z \approx -1,8 \cdot 10^{-6} a^2 E_0^2 \approx -0,65 F_z^{\text{coul}} ; \quad F_{r_p} \approx -7,3 \cdot 10^{-5} a^2 E_0^2 \approx -10^3 F_{r_p}^{\text{coul}} , \tag{27}$$

где F^{coul} — сила кулоновского взаимодействия для частиц с зарядами Q_d и аналогичным взаимным расположением.

Для систем с взаимным расположением $r_Q = 25a, z_Q = z_{\text{min}}(r_Q)$ сила взаимодействия

$$F_z = 0, \quad F_{r_p} \approx 8,6 \cdot 10^{-5} a^2 E_0^2 \approx 400 F_{r_p}^{\text{coul}} . \tag{28}$$

Таким образом, сила притяжения между двумя одноимённо заряженными частицами, возникающая благодаря областям пространственного заряда, по величине может многократно превосходить кулоновскую силу отталкивания.

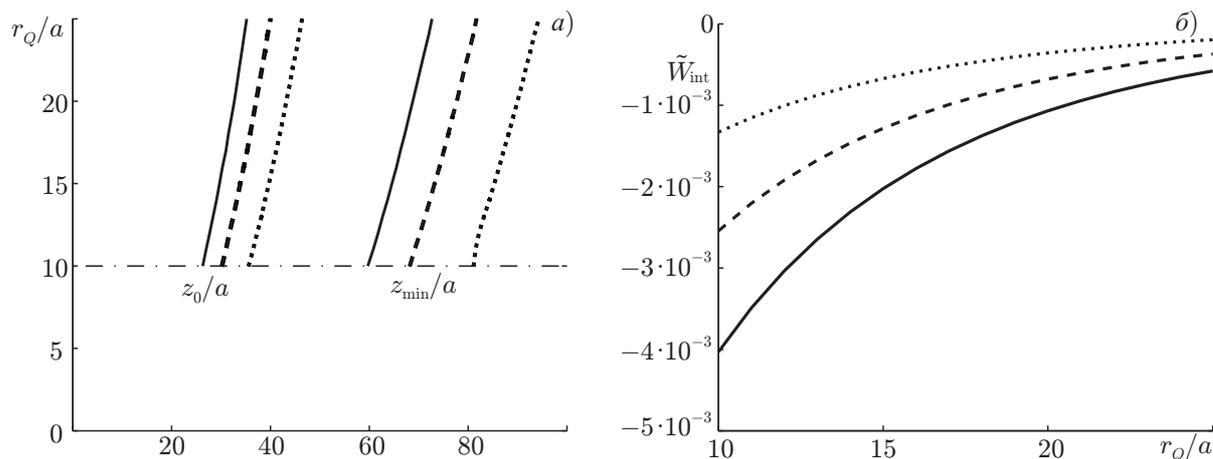


Рис. 5. Зависимости $z_0(r_Q)$, $z_{\min}(r_Q)$ (а) и $W_{\min}(r_Q)$ (б). Сплошные линии соответствуют $l_0 = 150a$, штриховые — $l_0 = 250a$, пунктирные — $l_0 = 500a$. Радиус Дебая $\lambda_D = 10a$

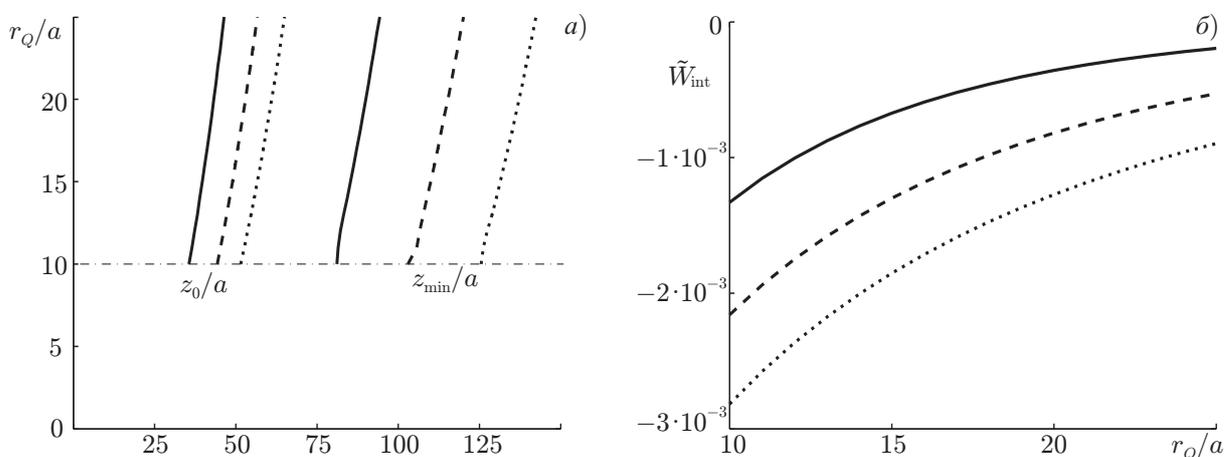


Рис. 6. Зависимости $z_0(r_Q)$, $z_{\min}(r_Q)$ (а) и $W_{\min}(r_Q)$ (б). Сплошные линии соответствуют $\lambda_D = 10a$, штриховые — $\lambda_D = 15a$, пунктирные — $\lambda_D = 20a$. Электродинамический масштаб $l_0 = 500a$

ВЫВОДЫ

Найден ещё один класс систем, в которых возможно притяжение между одноимённо заряженными крупными частицами, помещёнными в слабоионизованную плазму. Показано, что при выполнении следующих условий:

- 1) плазма столкновительная и находится в сильном внешнем электрическом поле;
- 2) имеют место слабые рекомбинационные процессы;
- 3) эффекты диффузии достаточно слабы;
- 4) расстояние между частицами существенно превышает радиусы частиц,

эффекты пространственного заряда совместно с рекомбинационными процессами приводят к тому, что энергия взаимодействия двух систем пылевая частица—пространственный заряд может соответствовать их притяжению. Подобное рассмотрение актуально, например, при решении различных задач теории грозного электричества [14–16].

Таким образом, электростатическое взаимодействие между крупными частицами может приводить к образованию упорядоченных структур в столкновительной пылевой плазме. Однако для полного представления об этом процессе необходим ряд дальнейших исследований. В данной

работе мы ограничились предположением, что частица удерживается в равновесии неэлектрическими силами; в дальнейшем необходимо учитывать все силы, действующие на частицу. При изучении зарядки частицы мы считали, что на самой частице наводится только монополярный заряд Q_d и дипольный момент \mathbf{p} , пренебрегая мультиполярными моментами. Учёт моментов высших порядков, скорее всего, приведёт к количественным изменениям в решении, в частности может измениться величина заряда на частице Q_d и площади трубок тока на границах «ближней» зоны S_{+c} , S_{-c} . Также важно рассмотреть случай, когда пылевые частицы расположены достаточно близко и влияют на процессы зарядки друг друга.

Автор выражает благодарность А. Г. Демехову за интерес к работе и ценные замечания.

Работа выполнена в рамках госконтракта № 02.740.11.0246 и при поддержке программы фундаментальных исследований ОФН РАН «Электродинамика атмосферы, радиофизические методы исследований атмосферных процессов».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Альперт Я. Л., Гуревич А. В., Питаевский Л. П. // УФН. 1963. Т. 79. С. 23.
2. Козлов О. В. Электрический зонд в плазме. М.: Атомиздат, 1969.
3. Фортов В. Е., Храпак А. Г., Храпак С. А. и др. // УФН. 2004. Т. 174. С. 495.
4. Фортов В. Е., Храпак А. Г., Якубов И. Т. Физика неидеальной плазмы: Учеб. пособие для вузов. М.: Физматлит, 2004.
5. Shukla P. K., Eliasson B. // Rev. Mod. Phys. 2009. V. 81, No. 1. P. 25.
6. Verheest F. Waves in dusty space plasmas. Dordrecht: Kluwer Academic, 2000.
7. Macgorman D. R., Rust W. D. The electrical nature of storms. Oxford Univ. Press, 1998. P. 304.
8. Rapp M., Lübken F.-J. // Atmos. Phys. Chem. Discuss. 2004. V. 4. P. 4777.
9. Khrapak S. A., Morfill G. E., Ivlev A. V., et al. // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. Art. no. 015001.
10. Castaldo C., de Angelis U., Tsytovich V. N. // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. Art. no. 075004.
11. Khrapak S. A., Morfill G. E., Fortov V. E. // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99. Art. no. 055003.
12. Chaudhuri M., Khrapak S. A., Morfill G. E. // Phys. Plasmas. 2007. V. 14. Art. no. 022102.
13. Khrapak S. A., Klumov B. A., Morfill G. E. // Phys. Plasmas. 2007. V. 14. Art. no. 0304502.
14. Мареев Е. А., Сорокин А. Е., Трахтенгерц В. Ю. // Физика плазмы. 1999. Т. 25. С. 289.
15. Sorokin A. E. // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Physics. 2007. V. 13, No. 1. P. 58.
16. Sorokin A. E. // Eur. Phys. J. D. 2008. V. 47. P. 83.
17. Грач В. С., Семёнов В. Е., Трахтенгерц В. Ю. // Физика плазмы. 2009. Т. 35, № 1. С. 36.

Поступила в редакцию 22 октября 2010 г.; принята в печать 17 ноября 2010 г.

ATTRACTION OF DUST PARTICLES IN CURRENT-CARRYING RECOMBINATION PLASMA: INFLUENCE OF THE SPACE CHARGE AND RECOMBINATION PROCESSES

V. S. Grach

We consider the problem about interaction of two conducting particles located in a weakly ionized collision plasma with an external electric field. It is shown that the regions of the space charge, which are formed as a result of electrodynamic and recombination processes can lead to attraction of the “big

particle–space charge” systems for similarly charged big particles. The dependences of the energy of system interaction on their mutual position are found, as well as the conditions, at which the interaction energy corresponds to the attraction of the systems.