

Рамазанов Т.С., Коданова С.К.,
Бастыкова Н.Х.,
Молдабеков Ж.А.

**Влияние поляризации пылевых
частиц на процессы рассеяния
в комплексной плазме**

В данной работе получены экранированные потенциалы взаимодействия частиц в пылевой плазме с учетом поляризации пылевых частиц. На основе экранированных потенциалов исследованы процессы рассеяния для пары ион-пылинка и пылинка-пылинка, в частности сечения рассеяния. Показано, что при сильных взаимодействиях ($\beta \gg 1$) влияния эффекта поляризации мало, он возникает только при слабых взаимодействиях ($\beta < 1$). Установлено, что влияние поляризации на рассеяние иона на пылинке незначительно. Так же, исследовано рассеяние пылинки на пылинке полагая что пылинки могут индуцировать дипольный момент друг у друга. Показано что поляризация пылинок может вести к уменьшению сечения неупругого столкновения между пылинками.

Ключевые слова: пылевая плазма, экранированные потенциалы взаимодействия, поляризация, сечения рассеяния.

Ramazanov T.S., Kodanova S.K.,
Bastykova N.Kh.,
Moldabekov Zh.A.

**Effect of dust particle polarization
on scattering processes in
complex plasmas**

In this work screened interaction potentials in dusty plasmas, taking into account the polarization of dust particles are obtained. On the basis of screened potentials scattering processes for pairs ion-dust and dust-dust are investigated. In particular, the scattering cross section is considered. It is shown that in strong interactions ($\beta \gg 1$) the effect of the polarization effect is small, it occurs only in weak interactions ($\beta < 1$). It was found that the effect of polarization on the ion - dust scattering slightly. Scattering of dust-dust particle is investigated assuming that the dust particles can induce a dipole moment of each other. It is shown that the polarization of particles of dust can lead to a decrease in the cross section of inelastic collisions between dust particles.

Key words: dusty plasma, screened interaction potentials, polarization, cross section.

Рамазанов Т.С., Коданова С.К.,
Бастыкова Н.Х.,
Молдабеков Ж.А.

**Кешенді плазмада шашырау
процестеріне тозаңды бөлшек-
тің поляризациясының әсері**

Бұл жұмыста тозаңды бөлшек поляризациясын ескере отырып бөлшектердің экрандалған әсерлесу потенциалдары алынды. Экрандалу потенциалдары негізінде ион-тозаң және тозаң-тозаңның шашырау процестері зерттелді, жеке алғанда шашырау қимасы. Күшті әсерлесуде ($\beta \gg 1$) поляризацияның әсері әлсіз, ол әлсіз әсерлесуде ($\beta < 1$) туындайтыны көрсетілді. Поляризацияның әсері ионның тозаңды бөлшекте шашырауына әлсіз екендігі анықталды. Тозаңды бөлшектер бір-біріне дипольді моментін тудыруы мүмкін деп болжай отырып тозаңды бөлшектің тозаңды бөлшекте шашырауы зерттелген. Тозаңды бөлшектердің поляризациясы тозаңды бөлшектердің арасындағы серпімсіз соқтығысу қимасының төмендеуіне әкелуі мүмкін екендігі көрсетілген.

Түйін сөздер: тозаңды плазма, экрандалған әсерлесу потенциалдары, поляризация, шашырау қимасы.

**ВЛИЯНИЕ
ПОЛЯРИЗАЦИИ
ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ
НА ПРОЦЕССЫ
РАССЕЯНИЯ
В КОМПЛЕКСНОЙ
ПЛАЗМЕ****Введение**

В последние двадцать лет пылевая плазма является объектом интенсивного исследования. Имеются большое количество экспериментальных данных по статическим и динамическим свойствам пылевой плазмы, которые нашли успешное объяснение в рамках теоретических моделей и методами компьютерного моделирования, в которых взаимодействие между частицами берется в виде потенциала Юкава. Однако известно, что в пылевой плазме потенциал вокруг пылинок имеет асимптотику $\cong r^{-n}$, с $n = 3,2$ [1-3], вследствие гибели ионов и электронов на поверхности пылинки.

В работе [4] показано, что такое поведение потенциала не сильно влияет на процессы рассеяния в пылевой плазме. Вопрос о возможности притяжения между одноименными пылевыми частицами остается открытым. Одним из возможных механизмов появления дипольного момента у пылинок за счет индуцированной поляризации пылинок [5,6] либо за счет поляризации составной системы пылинка+захваченное облако ионов во внешнем электрическом поле [7-9]. Теоретическое объяснение притяжения пылинки к другой пылинке в газовом разряде постоянного тока за счет фокусировки ионов пылинкой дано в работе [10,11]. Детальное исследование рассеяния ионов на пылинке с использованием потенциала Юкава проведено в работах [12,4]. В работах [13-15] на основе численного решения уравнения Больцмана показано, что влияние пылевой компоненты на буферный газ может быть значительным. В частности за счет гибели ионов и электронов на пылевой частице, которое может быть значительным в зависимости от числа пылинок в разряде и сечения поглощения (рассеяния) ионов (электронов) пылинкой. Последнее зависит от размера пылинки и потенциала взаимодействия с пылинкой. Таким образом, исследования этой проблемы так же важно с практической точки зрения в тех областях, где активно используется низкотемпературная разряженная плазма [16-19].

Вопрос о влиянии поляризации пылинок на процессы рассеяния на пылинках еще не нашло своего детального рассмотрения. Связи с чем в данной работе исследованы рассеяния ионов на сферической пылинке с учетом поляризации последних. Найдено что это влияние является ничтожным. Так же, исследовано рассеяние пылинок на пылинке полагая что пылинки могут индуцировать дипольный момент друг у друга. Показано что поляризация пылинок может вести к уменьшению сечения неупругого столкновения между пылинками.

Во второй части приведены выбранные потенциалы взаимодействия без учета среды и выведены соответствующие экранированные потенциалы взаимодействия на основе метода функции диэлектрической проницаемости. В третьей части на основе выведенных экранированных потенциалов исследованы процессы рассеяния в пылевой плазме.

Потенциалы взаимодействия

Потенциал взаимодействия иона с пылинкой без учета среды взят в виде [5,20]:

$$\varphi(r) = -\frac{e^2 Z}{r} - \frac{\xi}{2} \frac{e^2 a^3}{r^2 (r^2 - a^2)}, \quad (1)$$

где a – радиус пылинки, ξ равен единице для металлических пылинок и $\xi = (\epsilon_d - 1) / (\epsilon_d + 1)$ для диэлектрических пылинок с диэлектрической проницаемостью ϵ_d [20]. В работе [20] в рамках «поверхностной модели» путем приближенного решения уравнения Шредингера для

электронов и ионов вблизи поверхности пылинки с использованием потенциала (1) получены значения для заряда пылинки которые хорошо согласуются с экспериментальными данными. На рисунке 1 представлены графики потенциала (1) для различных значений заряда пылинки. Как видно эффект поляризации усиливается с уменьшением заряда пылинки.

Для решения задачи о классическом рассеянии важно рассматривать экранированное поле пылинки [4]. В целях нахождения экранированного аналога потенциала (1) используем метод функции диэлектрической проницаемости. Фурье образ экранированного потенциала находим по формуле:

$$\tilde{\Phi}(k) = \frac{\tilde{\varphi}(k)}{\epsilon(k)}, \quad (2)$$

где $\tilde{\varphi}(k)$ Фурье образ потенциала (1) и $\epsilon(k)$ статическая диэлектрическая проницаемость которую берем в виде [21]:

$$\epsilon(k) = 1 + \frac{k_D^2}{k^2}, \quad (3)$$

где k_D – параметр экранирования – величина обратная Дебаевской длине λ .

Фурье образ потенциала (1) имеет вид:

$$\tilde{\varphi}(k) = -\frac{4\pi e^2 Z}{k^2} + \frac{\xi e^2 a \pi^2}{k} (1 - \cos(ka)). \quad (4)$$

Подставляя формулы (3), (4) в (2) и проведя обратное Фурье преобразование, находим экранированный потенциал взаимодействия иона с сферической пылевой частицей:

$$\Phi(r) = -\frac{e^2 Z}{r} \exp(-rk_D) + \frac{e^2 a}{2} \left[\frac{1}{r^2} - \frac{a}{r(r^2 - a^2)} + \frac{\left(\frac{f(r+a) + f(r-a)}{2} - f(r) \right)}{2rk_D^{-1}} \right], \quad (5)$$

где

$$f(x) = \exp(-xk_D) Ei(xk_D) - \exp(xk_D) Ei(-xk_D), \quad (6)$$

$$Ei(-ax) = -\int_x^\infty dx \exp(-ax) / x, \quad Ei(ax) = \int_x^\infty dx \exp(ax) / x.$$

На рисунке 2 показано сравнение потенциалов (1) и (5). Видно что потенциал (5) экранирован на больших расстояниях.

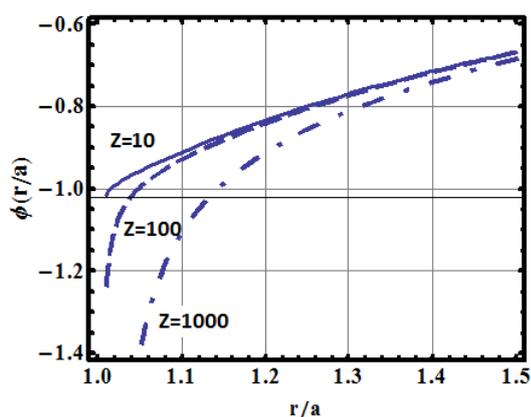


Рисунок 1 – Потенциал взаимодействия иона с пылинкой (1) в единицах $\phi(a)$ при различных значениях заряда пылинки. Расстояние дано в единицах радиуса пылинки.

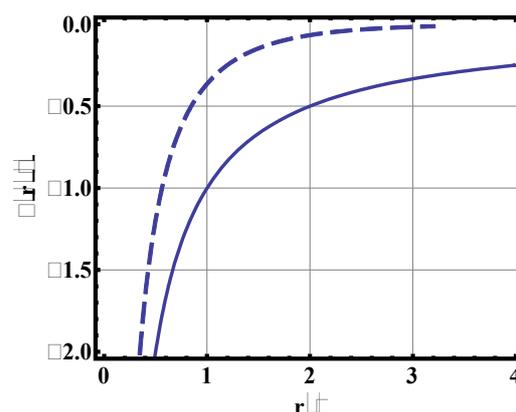


Рисунок 2 – Потенциал взаимодействия иона с пылинкой (1) и экранированный потенциал взаимодействия (5).

Нужно отметить, что при $a / (2Z\lambda) < 0.1$ экранированный потенциал (5) с приближенно может быть заменен формулой:

$$\Phi(r) = - \left[\frac{e^2 Z}{r} + \frac{\xi}{2} \frac{e^2 a^3}{r^2 (r^2 - a^2)} \right] \exp(-rk_D). \quad (7)$$

Рассмотрим теперь взаимодействие заряженных пылинок с дипольными моментами d_1, d_2 . Вводя разность дипольных моментов $\Delta d = (\vec{d}_1 - \vec{d}_2)\vec{n}$, где \vec{n} единичный вектор соединяющий центры диполей, потенциал их взаимодействия без учета экранировки может быть записан в виде [8]:

$$\varphi_{dd}(r) = \frac{e^2 Z^2}{r} + \frac{eZ\Delta d}{r^2}. \quad (8)$$

Фурье образ потенциала (8) имеет вид:

$$\tilde{\varphi}_{dd}(k) = \frac{4\pi e^2 Z^2}{k^2} + \frac{2\pi^2 eZ\Delta d}{k}. \quad (9)$$

Подставляя (3) и (9) в формулу (1), после обратного Фурье преобразования находим экранированный потенциал взаимодействия пылинок:

$$\Phi_{dd}(r) = \frac{e^2 Z^2}{r} \exp(-r/\lambda) + \frac{eZ\Delta d}{r} \left[\frac{1}{r} - \frac{1}{2\lambda} f(r) \right], \quad (10)$$

где $f(x)$ определяется формулой (6).

Из рисунка 3 видно, что потенциал (10) экранирован на дальних расстояниях.

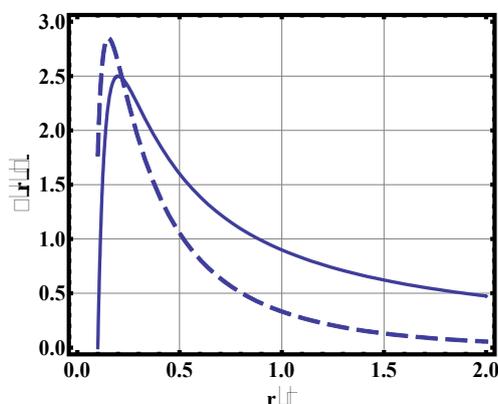


Рисунок 3 – Потенциалы взаимодействия (8), сплошная линия, и (10), пунктирная линия, при $\Delta d / (eZ\lambda) = 0.1$ в единицах $\Phi(\lambda)$

В работе [22] в качестве экранированного потенциала взаимодействия заряженных пылинок с дипольным моментом предложена следующая формула:

$$\Phi_{dd}(r) = \left(\frac{e^2 Z^2}{r} + \frac{eZ\Delta d}{r^2} \right) \exp(-r/\lambda). \quad (11)$$

Из сравнения с полученной точной формулой (10) найдено что приближение (11) справедливо при условии $\Delta d / (eZ\lambda) \leq 0.1$. Однако надо так же учитывать, что формула (8) может быть использована только при $\Delta d / (eZ\lambda) < 1$ [8]. При нарушении последнего условия необходимо учитывать отдельно действующее взаимодействие двух диполей. Далее будем рассматривать предел слабой поляризации пылинок $|\Delta d| / (eZ\lambda) \leq 0.1$.

Процессы рассеяния в комплексной плазме

Далее исследуем упругие столкновения между двумя частицами с массами m_1 и m_2 , которые взаимодействуют посредством потенциала $U(r)$. В этом случае угол рассеяния частицы с прицельным параметром ρ определяется следующим образом:

$$\chi(\rho) = |\pi - 2\varphi(\rho)|, \quad (12)$$

где,
$$\varphi(\rho) = \rho \int_{r_0}^{\infty} \frac{dr}{r^2 \sqrt{1 - U_{eff}(r, \rho)}}.$$

Здесь U_{eff} – эффективная потенциальная энергия, нормированная на кинетическую энергию $E = mv^2 / 2$

$$U_{eff}(r, \rho) = \rho^2 / r^2 + 2U(r) / mv^2. \quad (13)$$

Эффективный потенциал (13) учитывает потенциал взаимодействия $U(r)$ и центробежную силу. Для заданного ρ значения r_{min} , при котором $U_{eff}(r_{min}, \rho) = 1$ соответствует расстоянию минимального сближения частиц.

Формула для транспортного сечения рассеяния имеет вид:

$$\sigma_s = 2\pi \int_0^{\infty} [1 - \cos \chi(\rho)] \rho d\rho \quad (14)$$

Рассеяния иона на пылевой частице. В качестве потенциала взаимодействия $U(r)$ используем экранированный потенциал взаимодействия иона с заряженной сферой (5), где полагаем $\xi = 1$. При переходе к нормированному расстоянию r / λ поведение эффективного потенциала определяются следующими безразмерными параметрами $\beta = e^2 Z_d / mv^2 \lambda$ и $a = a / \lambda$, где a – радиус пылевой частицы. В работе [12] были исследованы столкновения иона с пылевой частицей, которые взаимодействуют с потенциалом Юкава. Следуя работе [12], прицельный параметр для потенциала (5) нормирован на переходный прицельный параметр $\rho_* = r_{max} \sqrt{(r_{max} / \lambda + 1) / (r_{max} / \lambda - 1)}$, который определяется из следующих условий: (i) $U_{eff}(r_{max}, \rho_*) = 1$; (ii) $U'_{eff}(r_{max}, \rho_*) = 0$; (iii) $U''_{eff}(r_{max}, \rho_*) < 0$. r_{max} положение максимума, который определяется из уравнений $(r_{max} / \lambda) e^{r_{max} / \lambda} = \beta (r_{max} / \lambda - 1)$. На рисунках 4-5 приведены угол рассеяния в зависимости от прицельного параметра. Углы рассеяния для потенциала (5) рассчитаны в случае, когда расстояние минимального сближения больше радиуса пылевой частицы $r_{min} > a$. Угол рассеяния, полученный экранированным потенциалом взаимодействия (5) были сравнены с результатами, полученными с использованием потенциала Юкавы. Небольшое различие наблюдается только при маленьком заряде пылевой частицы $Z_d=10$, как видно из рисунков 4 и 5. При $\rho < \rho_*$ угол рассеяния увеличивается монотонно до $\rho = \rho_*$, и быстро уменьшается при $\rho > \rho_*$. С увеличением заряда пылевой частицы эффект поляризации ничтожен (рисунки 6-7). В случае когда $\beta < 1$ (слабое взаимодействие) прицельный параметр нормирован на λ . На рисунке 8 показан угол рассеяния в зависимости от прицельного параметра ρ / λ для $\beta = 0.1$, $a = 0.1$. Сечение рассеяния иона на пылевой частице в зависимости от параметра β приведен на рисунке 9. По данным результатом видно, что влияние поляризации на столкновение иона с пылевой частицей незначительно.

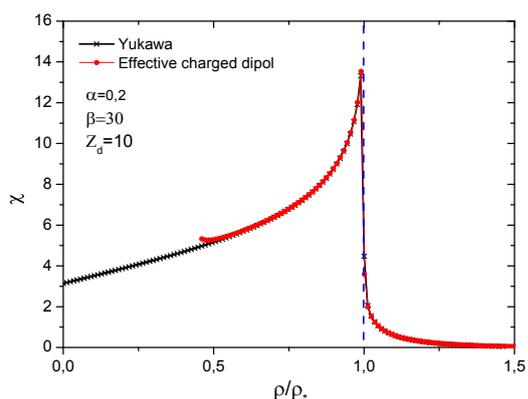


Рисунок 4 – Угол рассеяния в зависимости от нормированного прицельного параметра ρ/ρ^* . $\rho/\rho^* = 0.74$ при $r_{min}/\lambda > \alpha$

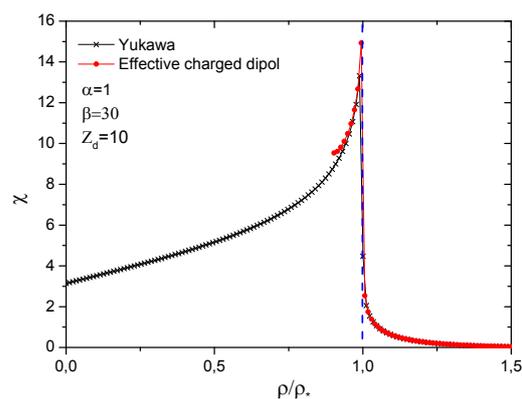


Рисунок 5 – Угол рассеяния в зависимости от нормированного прицельного параметра ρ/ρ^* . $\rho/\rho^* = 1.0$ при $r_{min}/\lambda > \alpha$

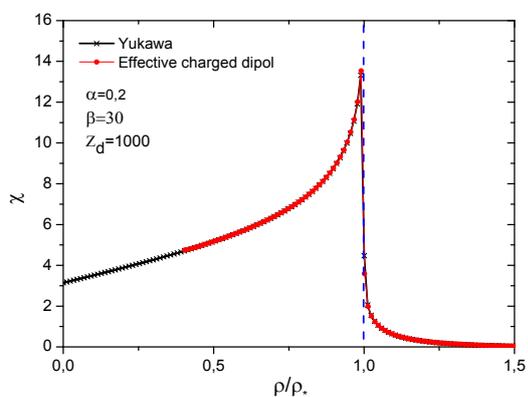


Рисунок 6 – Угол рассеяния в зависимости от нормированного прицельного параметра ρ/ρ^* . $\rho/\rho^* = 0.74$ при $r_{min}/\lambda > \alpha$

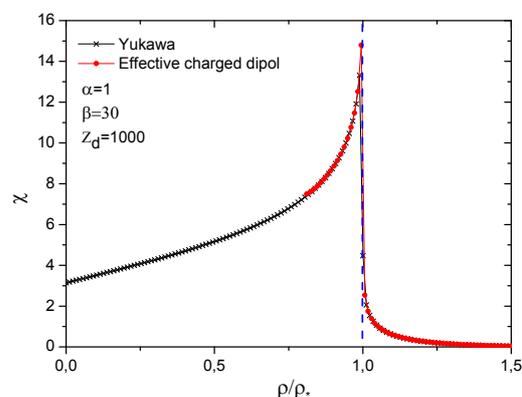


Рисунок 7 – Угол рассеяния в зависимости от нормированного прицельного параметра ρ/ρ^* . $\rho/\rho^* = 0.74$ при $r_{min}/\lambda > \alpha$

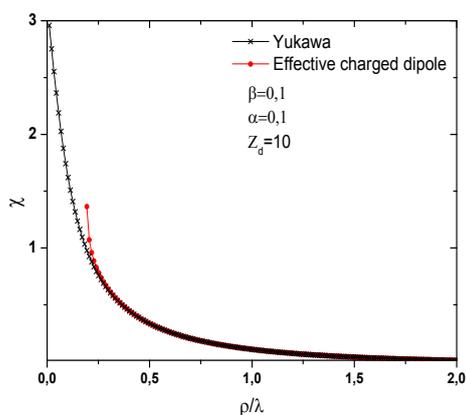


Рисунок 8 – Угол рассеяния в зависимости от нормированного прицельного параметра

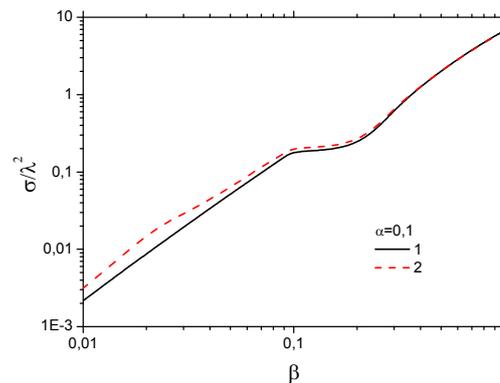


Рисунок 9 – Сечения рассеяния в зависимости от параметра β при значениях $\alpha = 0.1$

Рассеяния пылевых частиц. Рассмотрим рассеяние заряженных пылевых частиц. В качестве потенциала взаимодействия берем экранированный потенциал (10). Также будем сравнивать с результатами, полученными на основе потенциала Юкавы. Определим следующие безразмерные параметры $\tilde{\rho} = \rho / \lambda$, $\beta = e^2 Z_d^2 / m v^2 \lambda$. Так же переопределим параметр α как $\alpha = |\Delta d| / (e Z \lambda)$.

На рисунке 10 приведен угол рассеяния пылевой частицы в зависимости от прицельного параметра при $\alpha = 0.1$ и $\beta = 0.1$. Найдено, что в

случае когда $\beta < 1$ (слабое взаимодействие) появляется некий критический прицельный параметр ρ_{cr} , в котором налетающая пылинка, рассеивается на малый угол близки к нулю.

Из рисунка 11 видно, что с увеличением α значения критического прицельного параметра соответственно увеличивается. На рисунке 12 представлены углы рассеяния в зависимости от нормированного прицельного параметра при различных значениях β . Рисунок указывает, что критический прицельный параметр отсутствует при $\beta \geq 0.2$.

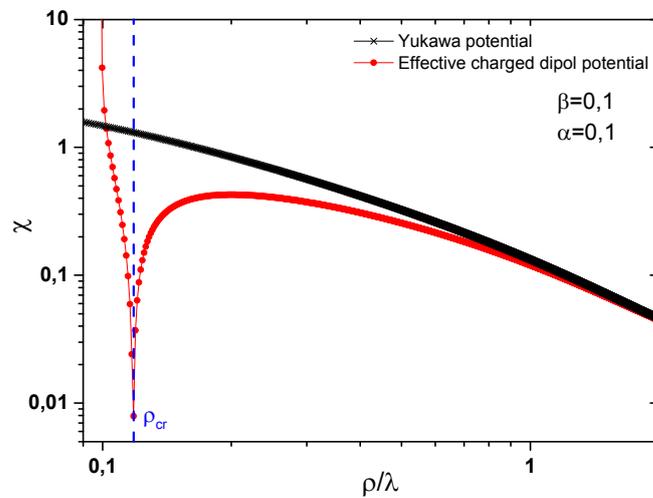


Рисунок 10 – Угол рассеяния в зависимости от нормированного прицельного параметра ρ / λ

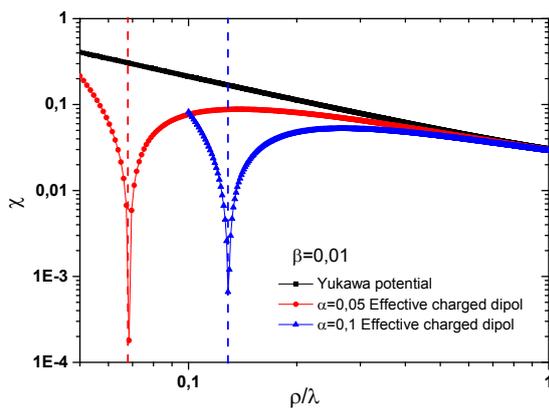


Рисунок 11 - Угол рассеяния в зависимости от нормированного прицельного параметра ρ / λ при значениях $\alpha = 0.05$ и $\alpha = 0.1$

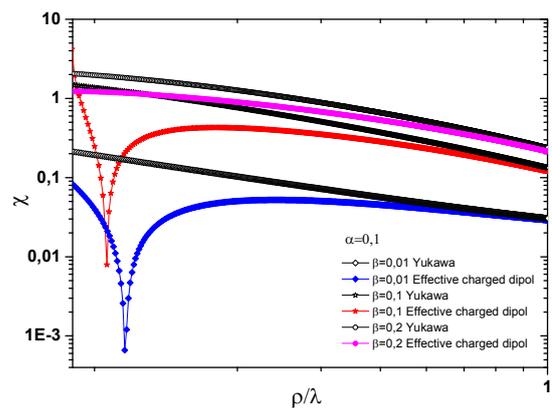


Рисунок 12 - Угол рассеяния в зависимости от нормированного прицельного параметра ρ / λ при значениях $\beta = 0.01$, $\beta = 0.1$ и $\beta = 0.2$

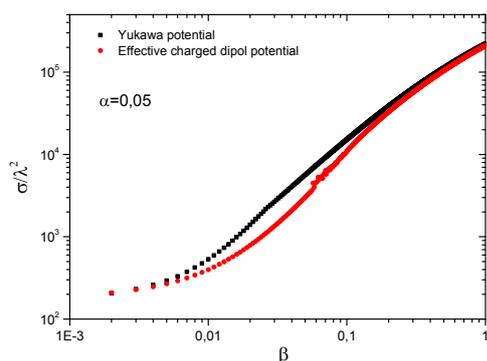


Рисунок 13 – Сечения рассеяния в зависимости от параметра β при значениях $\alpha = 0.05$

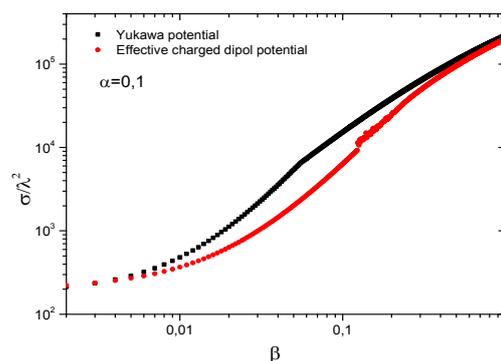


Рисунок 14 – Сечения рассеяния в зависимости от параметра β при значениях $\alpha = 0.1$

На рисунках 13-14 показаны сечения рассеяния в зависимости от параметра β при значениях $\alpha = 0.05$ и $\alpha = 0.1$. Сечения рассеяния качественно согласуются сечением, вычисленным с потенциалом Юкава. Различие появляется, когда минимумы в угле рассеяния ярко выражены, то есть при $0.005 < \beta < 0.2$.

Заключение

На основе выведенных экранированных потенциалов взаимодействия частиц пылевой плазмы с учетом поляризации частиц было проведено исследование влияния поляризации пылинки на процессы классического рассеяния. Установлено, что это влияние на рассеяние иона на пылинке незначительно и ею можно пренебречь. Также установлено, что поляризация пылинок ведет к уменьшению упругого сечения рассеяния пылинки-пылинки.

Нужно отметить, что эффект поляризации пылинки на рассеяние электронов может быть значительным. Последнее нужно рассмотреть квантово – механически, поскольку появления связанных состояний оказывается важным для аккуратного определения заряда пылинки [20].

Как было показано в работе [22] пылинки могут иметь дипольный момент индуцирован-

ный внешним электрическим полем. В этом случае также можно использовать экранированный потенциал (8). Однако, методика описанная в третьей части не применима вследствие нарушения сферической симметрии задачи.

Последние два вопроса будут исследованы отдельно.

В заключение, в данной статье мы установили процессы рассеяния, на которых поляризация пылинок не имеет сильного влияния и может быть неучтено. Так же описан интересный эффект возможного «нулевого» рассеяния пылинки на пылинке. Последнее появляется только при относительно больших энергиях налетающей частицы $0.005 < \beta < 0.2$. К примеру, при заряде пылинки $Z_d = 10^3, 10^2$ для $\beta = 0.1$ имеем кинетическую энергию налетающей частицы в системе центра масс $E = 172 \text{ eV}, 1.72 \text{ eV}$ соответственно. Мы рассмотрели случай слабой поляризации пылинок $\Delta d / (eZl) \leq 0.1$. Однако, поляризация пылинок, может быть сильнее за счет внешнего электрического поля. В этом случае эффект «нулевого» рассеяния может появиться при более низких энергиях реализующихся на экспериментальных установках по исследованию пылевой плазмы. Где кинетическая температура пылинок может иметь значения от нескольких eV [23] до 20 eV [24].

Список литературы

- 1 D. Montgomery, G. Joyce, and R. Sugihara Inverse third power law for the shielding of test particles. // Plasma Phys. – 1968. – Vol.10. – P.681.
- 2 G. Cooper Shielding of Slow Test Particles in a Plasma. // Phys. Fluids – 1969. – Vol.12. – P.2707.
- 3 S.A. Khrapak, A.V. Ivlev, and G. Morfill Interaction potential of microparticles in a plasma: Role of collisions with plasma particles. // Phys. Rev. E – 2001. – Vol.64. – P.046403.

- 4 M. D. Kilgore et al. Ion drag on an isolated particulate in a low-pressure discharge. // *J. Appl. Phys.* – 1993. – Vol.73. – P.7195.
- 5 V.A. Saranin On the interaction of two electrically charged conducting balls. // *Uspekhi Fizicheskikh Nauk* – 1999. – Vol.169. – P.453.
- 6 F.B. Baimbetov et al. New Model of Dusty Plasma Particles Interaction. // *Contrib. Plasma Phys.* – 2011. – Vol.51. – P.533.
- 7 D.D. Tskhakaya and P.K. Shukla Dipole-dipole interactions between dust grains in plasmas. // *JETP.* – 2004. – Vol.98. – P.53.
- 8 T.S. Ramazanov et al. Pseudopotentials of the particles interactions in complex plasmas. // *Phys. Plasmas* – 2011. – Vol.18. – P.103705.
- 9 S.K. Zhdanov, A.V. Ivlev, and G.E. Morfill Mode-coupling instability of two-dimensional plasma crystals // *Phys. Plasmas* 16, 083706 (2009) – 2009. – Vol.16. – P.083706.
- 10 Patrick Ludwig et al. On the Wake Structure in Streaming Complex Plasmas // *New Journal of Physics* – 2012. – Vol.14. – P.053016.
- 11 Ludwig P., Kaehlert H., and Bonitz M. Ion-streaming induced order transition in three-dimensional dust clusters // *Plasma Phys. Control. Fusion* – 2012. – Vol.54. – P.045011.
- 12 S. A. Khrapak, A. V. Ivlev, G. E. Morfill, S.K. Zhdanov Scattering in the Attractive Yukawa Potential in the Limit of Strong Interaction // *Phys. Rev. Letters* . – 2003. – Vol. 90. – P. 22.
- 13 A.V. Fedoseev, G.I. Sukhinin, T.S. Ramazanov, S.K. Kodanova, N.Kh.Bastykova, Interaction between glow discharge plasma and dust particles // *Thermophysics and Aeromechanics*, 2011, Vol. 18, No. 4, P. 615-628
- 14 S. Iwashita, E. Schüngel, J. Schulze, P. Hartmann, Z. Donkó, G. Uchida, K. Koga, M. Shiratani, U. Czarnetzki Transport control of dust particles via the electrical asymmetry effect: experiment, simulation and modelling. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2013. – Vol.46. – P.245202.
- 15 G.I. Sukhinin and A. V. Fedoseev, Dust particle radial confinement in a dc glow discharge. // *Phys. Rev. E* -2010. – Vol. 81. – P.016402.
- 16 Gaëtan Wattieaux and Laïfa Boufendi Discharge impedance evolution, stray capacitance effect, and correlation with the particles size in a dusty plasma. // *Phys. Plasmas*– 2012. – Vol.19. – P.033701.
- 17 Gaëtan Wattieaux, Abdelaziz Mezeghrane, and Laïfa Boufendi Electrical time resolved metrology of dust particles growing in low pressure cold plasmas. // *Phys. Plasmas* – 2011. – Vol. 18. – P. 093701.
- 18 T. S. Ramazanov, A. N. Jumabekov, S. A. Orazbayev, M. K. Dosbolayev and M. N. Jumagulov Optical and kinetic properties of the dusty plasma in radiofrequency discharge. // *Phys. Plasmas* – 2012. – Vol. 19. – P. 023706.
- 19 S. A. Orazbayev, M.M. Muratov, T. S. Ramazanov, M.K. Dosbolayev, M. Silamiya, M. N. Jumagulov, and L. Boufendi The Diagnostics of Dusty Plasma in RF Discharge by Two Different Methods. // *Contrib. Plasma Phys.* 53, 5 (2013)
- 20 F.X. Bronold, H. Fehske, H. Kersten, and H. Deutsch Towards a Microscopic Theory of Particle Charging. // *Contrib. Plasma Phys.* – 2009. – Vol.49. – P.303.
- 21 T. S. Ramazanov and K. N. Dzhumagulova Effective Screened Potentials of Strongly Coupled Semiclassical Plasma. // *Phys. Plasmas* – 2002. – Vol. 9. – P. 3758.
- 22 Gennady I. Sukhinin and Alexander V. Fedoseev Formation of a Trapped-Ion Cloud Around a Dust Particle in Low-Density Plasma. // *IEEE Transactions on plasma science* – 2010. – Vol. 38. – P. 9.
- 23 Y.A. Ussenov et al. Application of dust grains and Langmuir probe for plasma diagnostics. // *EPL* – 2014. – Vol.105. – P.15002.
- 24 R.A. Quinn and J. Goree Experimental investigation of particle heating in a strongly coupled dusty plasma. // *Phys. Plasmas* – 2000. – Vol.7. – P.10.