

ДВИЖЕНИЕ ПЫЛЕВОЙ ЧАСТИЦЫ ВОКРУГ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ЗОНДА В ПЛАЗМЕ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА

С.К. Коданова

НИИЭТФ, Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы

В данной работе получены и численно решены уравнения движения уединенной пылевой частицы в двойном слое отрицательного цилиндрического зонда в плазме тлеющего разряда. Для этого найдено распределение потенциала вблизи зонда, и определены зависимости заряда пылевой частицы от расстояния до зонда. В результате построены траектории движения частиц с различными начальными кинетическими энергиями. Анализ траекторий показал, что для частиц с большими энергиями возможна перезарядка, т.е. изменение знака заряда при достижении некоторого расстояния от зонда.

Для экспериментального исследования свойств пылевой плазмы большой интерес представляет зондовый метод диагностики, позволяющий локально определять основные параметры плазмы – концентрации ионов и электронов, температуру и функцию распределения электронов по энергиям. Наличие в пылевой плазме третьей заряженной компоненты – пылевых макрочастиц приводит к появлению нового плазменного параметра – заряд пылевой частицы, который зависит от размера макрочастицы и локальных параметров окружающей плазмы.

Анализ зондовых измерений в газоразрядной пылевой плазме невозможен без представления о поведении пылевых частиц в возмущенной области вблизи зонда. В связи с этим представляет интерес модель поведения уединенной пылевой частицы, позволяющая выявить и изучить важные особенности данного явления.

В работе рассматривается уединенная сферическая пылевая частица, движущаяся в поле бесконечно длинного цилиндрического зонда, расположенного вертикально. Полагаем плазму разреженной и неизотермической ($T_e \gg T_i$), в которой длина свободного пробега заряженных частиц λ много больше характерных размеров задачи. Пылевую частицу считаем малой ($R_d \ll D \ll \lambda$, где R_d – радиус частицы, D – дебаевский радиус), а зонд большим, удовлетворяющим условию $R_p \gg D$, где R_p – радиус зонда. В реальных экспериментах эти условия выполняются. Потенциал зонда относительно плазмы полагаем отрицательным, что является характерным режимом зондовых измерений в газоразрядной плазме [4-7]. Для этих условий зондовая теория разработана достаточно хорошо, в частности последовательно решена задача о распределении потенциала и плотности электронов и ионов в возмущенной области в неизотермической плазме [6]. Поэтому имеет смысл воспользоваться ее результатами для решения нашей задачи.

Для полного описания движения пылевой частицы в возмущенной призондовой области необходимо совместное решение уравнения движения пылевой частицы; уравнения, определяющего кинетику зарядки частицы и уравнения для распределения потенциала в возмущенной зоне – уравнения плазмы-слоя.

Пылевая частица в нашем случае движется под действием только электростатической силы. Так как движение ее вдоль оси является несущественным, то задача сводится к двумерной в горизонтальной плоскости. Тогда в возмущенной области вблизи зонда пылевая частица движется в центрально-симметричном электрическом поле, поэтому можно воспользоваться хорошо известными из классической механики уравнениями движения материальной частицы в поле центральных сил. Введя полярные координаты r и θ в плоскости траектории и приняв за начало координат центр зонда, уравнения такого движения можно записать в следующей форме

$$\frac{d^2r}{dt^2} = -\frac{eZ_d}{M_d} \frac{dU(r)}{dt} + \frac{2K_0 p^2}{M_d r^3},$$

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{p}{r^2} \left(\frac{2K_0}{M_d} \right)^{1/2}.$$
(1)

$U(r)$ – потенциал поля зонда в точке r , K_0 – начальная кинетическая энергия пылевой частицы, M_d – ее масса, p – прицельный параметр, равный расстоянию от центра силы до прямой, по которой начинает свое движение рассматриваемая частица. Заряд Z_d есть здесь величина переменная, поэтому она, как и потенциал $U(r)$, определяет закон изменения силы. Константы траектории пылевой частицы определяются ее энергией и кинетическим моментом. Последний удобно выражать через начальную кинетическую энергию K_0 и прицельный параметр p , равный расстоянию от центра силы до прямой, по которой начинает свое движение рассматриваемая частица.

Движение пылевой частицы рассматривается во всей возмущенной области, включающей область объемного заряда или двойного слоя, в котором происходит резкое изменение потенциала, и квазинейтральную часть, т.е. область плазмы.

Зондовые измерения обычно проводят в условиях квазистационарных полей, при которых можно пренебречь токами смещения, а электрическое поле можно считать потенциальным. Тогда распределение электрического поля вблизи зонда определяется уравнением Пуассона, которое в нашем случае имеет вид ($\varepsilon=1$):

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dU}{dr} \right) = -4\pi e [n_i(r) - n_e(r)]$$
(2)

Пренебрегая поглощением зондом, для концентрации электронов примем больцмановское распределение

$$n_e = n_0 \exp \left[\frac{eU(r)}{kT_e} \right].$$
(3)

В отличие от электронов, распределение ионов, из-за поглощающего действия зонда, существенно неравновесно, вследствие чего для концентрации ионов больцмановское распределение становится неприменимым. Для вычисления распределения плотности ионов воспользуемся подходом, предполагающим существование поглощающей поверхности, отличной от поверхности зонда [5-7]. Мы будем пользоваться терминологией введенной в [6], по которой радиус поглощения и само движение ионов называются лимитационными. Как показано в [6], для ионов в поле отрицательного зонда при условиях $T_e \gg T_i$ и $R_p \gg D$ осуществляется именно лимитационное движение, причем r_n – радиус лимитационной поверхности лежит за пределами слоя объемного заряда.

Распределение концентрации ионов будет определяться следующими выражениями

$$n_i = n_0 \left\{ 1 - \frac{1}{\pi} \arcsin \frac{r_n \left[\frac{E_{0n} + eU(r_n)}{E_{0n} + eU(r)} \right]^{1/2}}{r} \right\} \quad \text{при } r > r_n,$$

$$n_i = \frac{n_0}{\pi} \arcsin \frac{r_n \left[\frac{E_{0n} + eU(r_n)}{E_{0n} + eU(r)} \right]^{1/2}}{r} \quad \text{при } r < r_n.$$
(4)

Здесь и далее потенциал $U(r)$ берется по модулю.

Заряд пылевой частицы в возмущенной области вблизи зонда определяется токами электронов и ионов на ее поверхность:

$$\frac{dZ_d}{dt} = \sum_i I_i,$$
(5)

где суммирование проводится по всем потокам заряженных частиц I_i , поглощаемых, либо имитируемых пылевой частицей. В стационарном состоянии $\frac{dZ_d}{dt} = 0$, чем определяется равновесный заряд пылевой частицы.

В рамках приближения орбитального движения (OML) уравнения для тока электронов имеют вид :

$$I_e = -\pi R_d^2 e n_e \left(\frac{8kT_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} \exp\left(\frac{eU_d}{kT_e} \right) \text{ для } U_d < 0, \quad (6)$$

$$I_e = -\pi R_d^2 e n_e \left(\frac{8kT_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{eU_d}{kT_e} \right) \text{ для } U_d > 0.$$

Здесь n_e – локальная концентрация электронов (5), U_d – плавающий потенциал пылевой частицы, определяемый относительно потенциала окружающего пространства $U(r)$. Связь между U_d и Z_d для сферической пылевой частицы при условии $R_d \ll D$ дается соотношением $Z_d e \approx U_d R_d$.

В рамках OML собирающей поверхностью является поверхность частицы, тогда

$$p_{max}^2 = R_d^2 \left(1 - \frac{2Z_d e^2}{R_d m_i v_i^2} \right), \quad (7)$$

$$v_i = \left\{ \frac{2}{m_i} [E_0 + eU(r)] \right\}^{1/2}, \quad (8)$$

и для тока ионов имеем

$$I_i = \pi p_{max}^2 e n_i v_i, \quad (9)$$

где n_i определяется формулами (4).

Полученная система уравнений вместе с граничными и начальными условиями позволяет численно описать движение пылевой частицы в возмущенной зоне вблизи зонда. Для упрощения решения данная система была приведена к безразмерной форме, в которой в качестве масштаба длины были взяты лимитационный радиус r_l и радиус Дебая $D = (kT_e / 4\pi n_e e^2)^{1/2}$; в качестве масштаба энергии – температура электронов kT_e ; в качестве масштаба потенциала – kT_e / e . Введенные при этом безразмерные переменные имеют вид

$$x = \frac{r}{r_l}, \quad \gamma = \frac{T_i}{T_e}, \quad \gamma_d = \frac{K_0}{kT_e}, \quad \varphi = \frac{eU(r)}{kT_e}. \quad (10)$$

Отметим, что, хотя при численном расчете, как наиболее удобная, использовалась нормировка на лимитационный радиус r_l , в конечном счете, при построении графиков, все длины нормировались на радиус Дебая D .

Численный расчет производился для пылевой частицы радиуса $R_d = 1.5$ мкм и массой $1.7 \cdot 10^{-10}$ г, и аргоновой плазмы ($m_i = 6.63 \cdot 10^{-23}$ г) при энергии электронов 5 эВ, и комнатной температуре ионов ($\gamma = T_i / T_e = 0.0069$), дебаевский радиус $D = 0,006$ см. В этом случае значение переменной γ_d дает нам энергию пылевой частицы в электрон-вольтах, а значение переменной φ – потенциал пространства в вольтах (по модулю).

Результаты вычислений распределения потенциала электрического поля вблизи зонда приведены на рисунке 1. На рисунке 2 показано распределение концентраций n_e и n_i .

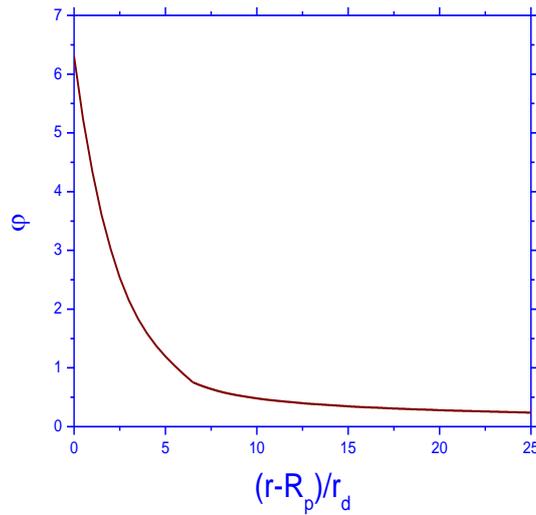


Рис. 1. Распределение потенциала вблизи цилиндрического зонда

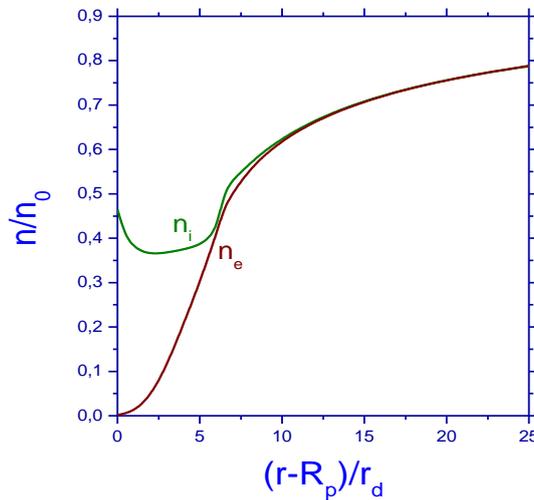


Рис. 2. Распределение плотности электронов и ионов вблизи цилиндрического зонда при потенциале зонда $\phi_p=6.3$

Рисунок 3 показывает как изменяется заряд пылевой частицы при ее движении в призондовой области. Видно наличие минимума у графика заряда в области, где $Z_d < 0$, т.е. пылевая частица, начиная движение в квазинейтральной области, уменьшает свой заряд (увеличивает по модулю). При приближении частицы к так называемой области ионного слоя, где концентрация электронов пренебрежимо мала и ток электронов резко уменьшается, заряд частицы начинает увеличиваться (уменьшаться по модулю). Отметим, что в дальнейшем при достижении частицей определенного расстояния, назовем его расстоянием “перезарядки”, она меняет свой заряд с отрицательного на положительный. “Перезарядка” происходит в области, где ток ионов преобладает над током электронов.

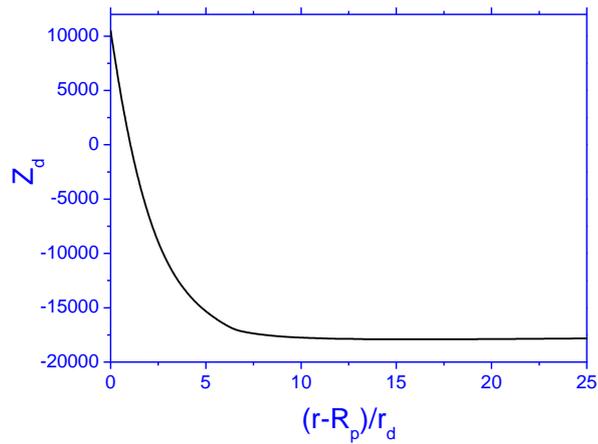


Рис. 3. Зависимость заряда пылевой частицы от расстояния до зонда

Траектории движения частицы при различных начальных энергиях показаны на рисунке 4. Траектория 1 имеет вид характерный для рассеяния частицы отталкивающим центром из-за отрицательности начального заряда пылевой частицы. Траектории 2-4 показывают возможность притяжения зондом частицы, обладающей достаточно большой начальной энергией.

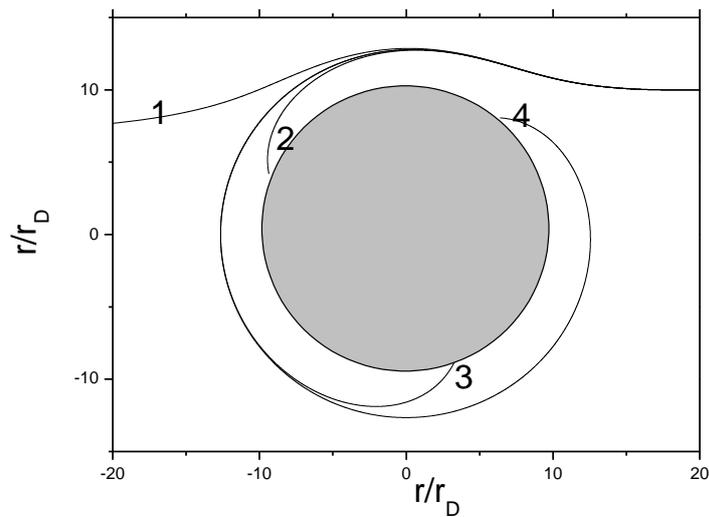


Рис. 4. Траектории движения пылевой частицы в возмущенной области вблизи зонда при различных начальных кинетических энергиях $\gamma_d = K_0/kT_e$:

$$1 - \gamma_d = 12100; 2 - \gamma_d = 12200;$$

$$3 - \gamma_d = 12164; 4 - \gamma_d = 12163$$

Литература

1. Нефедов А.П., Петров О.Ф., Фортвов В.Е. // Усп. физ. наук 1997. 167, 1215.
2. Fortov V.E., Molotkov V.I., Nefedov A.P., Petrov O.F. // Physics of Plasmas 6, 1759 (1999).

3. Цытович В.Н., Усп. физ. наук 167, 57 (1997).
4. Демидов В.И., Колоколов Н.Б., Кудрявцев А.А., Зондовые методы исследования низкотемпературной плазмы. – М.: Энергоатомиздат, 1996.
5. Алексеев Б.В., Котельников В.А., Зондовый метод диагностики плазмы (М.: Энергоатомиздат, 1988).
6. Козлов О.В., Электрический зонд в плазме. – М.: Атомиздат, 1969.
7. Чан А., Тэлбот Л., Турян К. Электрические зонды в неподвижной и движущейся плазме. – М.: Мир, 1978.
8. Каган Ю.М., Перель В.И., Усп. физ. наук 81, 409 (1963).

СОЛҒЫН РАЗРЯДТЫ ПЛАЗМАДА ЦИЛИНДРЛІК ЗОНДТЫҢ АЙНАЛАСЫНДАҒЫ ТОЗАҢДЫ БӨЛШЕКТИҢ ҚОЗҒАЛЫСЫ

С.К. Қоданова

Бұл жұмыста солғын разрядты плазмада теріс зарядталған цилиндрлік зондтың қос қабатындағы окшауланған тозаңды бөлшектің қозғалыс теңдеуі алынды және сандық түрде шешілді. Ол үшін зонд айналасындағы потенциалдың таралуы табылды және тозаңды бөлшектің зарядының зондқа дейінгі арақашықтықтан тәуелділігі анықталды. Нәтижесінде әр түрлі бастапқы энергиялардағы тозаңды бөлшектің қозғалыс траекториялары тұрғызылды. Траекторияларды анализдеу үлкен энергиялы бөлшектер үшін заряд ауысуы болатынын көрсетті, яғни зондтан белгілі қашықтықта заряд таңбасы өзгереді.

THE MOTION OF DUST PARTICLES ORBITING CYLINDRICAL PROBE IN GLOW DISCHARGE PLASMA

S.K. Kodanova

In the present work the behavior of dust particles near Langmuir cylindrical probe in glow discharge plasma was numerically investigated. The potential distribution near probe was founded, the dependences of dusty particle's charge from some distance to probe were determined. Trajectories of dust particles for different initial kinetic energies and impact parameters were calculated. It was impossible the discharge for particles with great energy at some values of distance to probe.