

---

---

## ЕЛЕКТРОФІЗИКА

---

---

УДК: 621.791; 533.9

**Вишняков В. И.**

*Физико-химический институт защиты окружающей среды и человека, г. Одесса*

*E-mail: eksvar@ukr.net*

### **Взаимодействие нано-размерных частиц в электронно-пылевой плазме**

*Рассмотрена электронно-пылевая плазма, состоящая из нано-размерных частиц и эмитированных ими электронов. Показано, что при однородном пространственном распределении электронов, которое отклоняется от однородности только в окрестности частиц, заряд частиц может быть формально разделен на две части: индивидуальный для каждой частицы «видимый» заряд и общий для всех частиц заряд нейтрализованного фона. Видимый заряд частиц может быть как отрицательным, так и положительным, тогда как полный заряд всегда положителен. Ввиду того, что взаимодействие частиц определяется видимыми зарядами, возможно их притяжение. Продемонстрировано состояние равновесия между притяжением и отталкиванием частиц.*

**Введение.** Электронно-пылевая плазма состоит из твердых или жидких частиц и эмитированных этими частицами электронов. Эмиссия может происходить за счет нагрева частиц – термоэлектронная эмиссия или за счет взаимодействия с излучением – фотоэлектронная эмиссия. В любом случае все частицы пыли должны заряжаться положительно. Однако экспериментальные исследования термоэмиссионной плазмы, сформированной в продуктах сгорания блока магния, выявили наличие большого количества отрицательно заряженных частиц [1]. Это объяснялось тем, что работа выхода отрицательно заряженных частиц больше, чем работа выхода положительно заряженных частиц. Заряд частиц определяется балансом потоков от частицы – термоэлектронная эмиссия, и на частицу – обратный поток электронов среды за счет спорадических столкновений. В результате, частицы с малой работой выхода за счет термоэлектронной эмиссии создают насыщенную электронами среду и сами заряжаются положительно. Высокая концентрация электронов в среде обеспечивает большой их поток на поверхность частиц с большой работой выхода, который превышает поток термоэлектронной эмиссии. Для баланса этих потоков частица должна принять отрицательный заряд. Понятно, что в такой системе существует притяжение между частицами с зарядом разного знака.

Однако в плазме возможно притяжение и между частицами с одинаковым знаком заряда. Например, предполагается, что в комплексной газоразрядной плазме низкого давления, потоки носителей заряда, на поверхность пылевой частицы увлекают за собой соседние частицы, что может приводить к возникновению эффективной теневой силы, притягивающей частицы [2-5]. Разновидностью теневых сил является сила ионного увлечения, вызываемая потоком ио-

нов [6,7]. В сильно взаимодействующей комплексной плазме также существует притяжение одноименно заряженных частиц [8]. В этом случае взаимодействие частицы с окружающей плазмой приводит к изменению степени ионизации атомов в поле заряженной частицы, которое достигает соседних частиц и вызывает в окрестности последних анизотропию ионной и атомной концентрации которая создает избыточное давление, заставляя сближаться одноименно заряженные частицы.

В рассмотренных случаях притяжение одноименно заряженных частиц обусловлено силами, связанными с ионным взаимодействием. В представленной работе рассматривается возможность притяжения одноименно заряженных частиц при отсутствии в плазме ионов, т.е. в электронно-пылевой плазме [9].

**Описание электронно-пылевой плазмы.** Описание электронно-пылевой плазмы является непростой задачей. Когда электронный газ, находится в равновесии с заряженными пылевыми частицами, для электронов справедлив закон распределения Больцмана  $n_e \sim \exp(e\varphi/kT)$ , где  $n_e$  - концентрация электронов;  $e$  - элементарный заряд;  $\varphi$  - потенциал;  $k$  - постоянная Больцмана;  $T$  - температура Кельвина. В таком случае, конечной разности потенциалов соответствует конечное отношение концентраций электронов, поэтому нулевому значению концентрации на бесконечности должна соответствовать нулевая концентрация у поверхности частицы; в противном случае, условию  $n_e(\infty) \rightarrow 0$  соответствует условие  $\varphi(\infty) \rightarrow -\infty$ .

Похожая проблема была изучена Эйнштейном в космологии [10]. Для разрешения противоречия он предложил заменить уравнение Пуассона

$$\nabla^2\phi = 4\pi K\rho$$

модифицированным уравнением

$$\nabla^2\phi - \lambda\phi = 4\pi K\rho,$$

где решение  $\phi_0 = -4\pi K\rho_0/\lambda$  соответствует равномерному распределению вещества во вселенной с плотностью  $\rho_0$ . Тогда, неравномерности в распределении материи следует описывать гравитационным потенциалом  $\phi + \phi_0$ .

Этот подход был использован в [11,12] для описания электронно-пылевой плазмы. Было предложено считать, что электронный газ в пространстве распределен равномерно с концентрацией  $n_{e0}$ , и только возле заряженных частиц существует отклонение от равномерного распределения,

$$n_e = n_{e0} \exp\frac{e(\varphi - \varphi_0)}{kT}. \quad (1)$$

Тогда, распределение потенциала у поверхности заряженной частицы описывается уравнением Пуассона в виде:

$$\nabla^2\varphi = 4\pi e(n_e - n_{e0}) = 4\pi en_{e0}\left(\exp\frac{e\tilde{\varphi}}{kT} - 1\right), \quad (2)$$

где  $\tilde{\varphi} = \varphi - \varphi_0$ ,  $\varphi_0$  - обобщенный потенциал плазмы.

В этом случае условие  $n_e \rightarrow 0$  заменяется условием  $n_e \rightarrow n_{e0}$ , при котором уравнение (2) трансформируется в уравнение Лапласа, и тенденция  $\varphi \rightarrow -\infty$  заменяется тенденцией  $\varphi \rightarrow \varphi_0$  ( $\tilde{\varphi} \rightarrow 0$ ).

Заряд частицы, согласно условию нейтральности, определяется количеством электронов в ячейке Вигнера-Зейтца [13], т.е. в сфере радиусом  $R_W = (4\pi n_d / 3)^{-1/3}$ , которая описана вокруг частицы радиусом  $a_j$ , где  $n_d$  - концентрация пылевых частиц,

$$Z_j = 4\pi \int_{a_j}^{R_W} r^2 n_e(r) dr,$$

откуда, с учетом (2), следует:

$$Z_j = (V_W - V_j) n_{e0} + \frac{1}{e} \left( r^2 \frac{d\tilde{\varphi}}{dr} \right) \Big|_{a_j}^{R_W}, \quad (3)$$

где  $V_W = 1/n_d$  - объем ячейки Вигнера-Зейтца;  $V_j = (4/3)\pi a_j^3$  - объем частицы. Учитывая, что обычно  $R_W \gg a$ , и на границе ячейки  $\varphi' = 0$ , из (3) следует,

$$Z_j = \frac{n_{e0}}{n_d} + \frac{1}{e} a_j^2 E_{sj} \equiv Z_0 + \tilde{Z}_j, \quad (4)$$

где  $Z_0 = n_{e0}/n_d$  - заряд фона, который создается равномерно распределенными электронами;  $E_{sj}$  - поле около поверхности частицы  $j$ , которое в [11] определяется как,

$$E_{sj} = \frac{\sqrt{2}(a_j + r_D)kT}{ea_j r_D \operatorname{sgn}(V_{bj})} \sqrt{\exp \frac{V_{bj}}{kT} - \frac{V_{bj}}{kT} - 1}, \quad (5)$$

и, соответственно, заряд частицы определяется как

$$Z_j = Z_0 + \frac{\sqrt{2}a_j(a_j + r_D)kT}{e^2 r_D \operatorname{sgn}(V_{bj})} \sqrt{\exp \frac{V_{bj}}{kT} - \frac{V_{bj}}{kT} - 1}, \quad (6)$$

где  $r_D = (kT / 4\pi e^2 n_{e0})^{1/2}$  - длина экранирования.

Потенциальный барьер на границе плазма-частица  $V_b$  определяется отношением концентрации электронов у поверхности частицы  $n_{es}$  к равномерной концентрации

$$V_b = kT \ln \frac{n_{es}}{n_{e0}}. \quad (7)$$

Концентрация  $n_{es}$  определяется балансом потоков электронов на поверхности частицы, причем баланс обеспечивается зарядом частицы, который является причиной потенциального барьера на границе плазма – частица. Один из потоков – это поток эмиссии электронов с поверхности частиц, который обеспечивает существование электронного газа между частицами. В термической плазме это поток Ричардсона-Дэшмана,

$$I^T = 4\pi a^2 \frac{4\pi m_e (kT)^2}{(2\pi\hbar)^3} \exp\left(-\frac{W}{kT}\right), \quad (8)$$

где  $m_e$  - масса электрона;  $\hbar$  - постоянная Планка;  $W$  - электронная работа выхода.

Второй поток определяется спорадическими столкновениями электронов с частицей:

$$I^{abs} = \pi a^2 n_{es} \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_e}}. \quad (9)$$

Таким образом, поверхностная концентрация в термоэмиссионной плазме определяется равенством потоков (8) и (9):

$$n_{es} = v_e \exp\left(\frac{-W}{kT}\right), \quad (10)$$

и потенциальный барьер на границе плазма – частица:

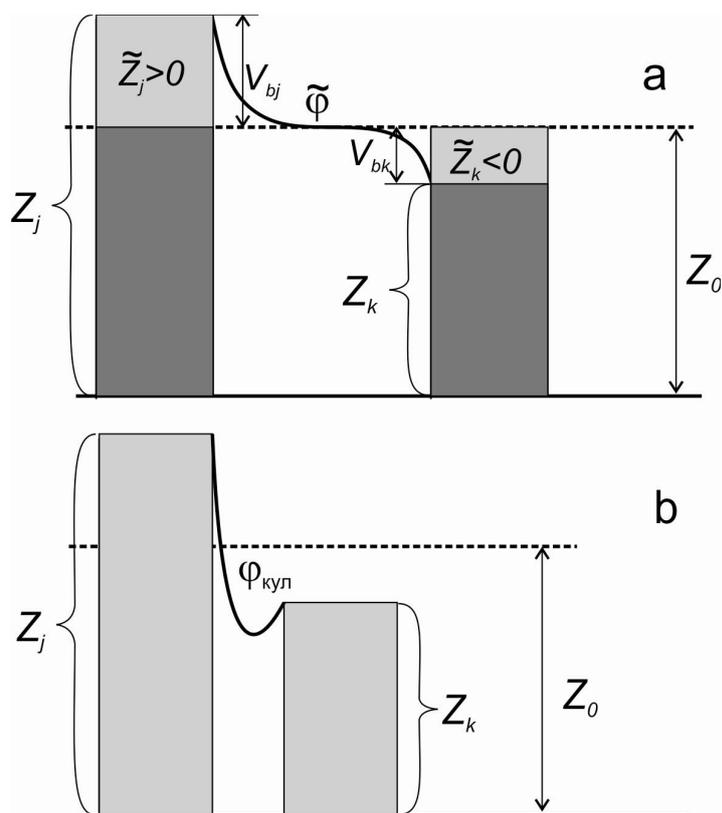
$$V_b = kT \ln \frac{v_e}{n_{e0}} - W, \quad (11)$$

где  $v_e = 2(m_e kT / 2\pi\hbar^2)^{3/2}$  - эффективная плотность состояний электронов.

Итак, равномерное распределение электронов в пространстве, с отклонением от значения концентрации  $n_{e0}$  только около частиц, привело к формальному разделению заряда частиц на две части. Первая часть  $Z_0$  является общей для всех частиц и определяется только равномерной концентрацией электронов и концентрацией частиц. Условием нейтральности системы является равенство  $Zn_d = \bar{n}_e$ , где  $Z$  - средний заряд частиц. Тогда, равенство  $Z_0 n_d = n_{e0}$  можно рассматривать как условие нейтрализации фона, т.е. равномерно распределенные электроны нейтрализуются частью заряда частиц  $Z_0$ .

Девияция электронной концентрации около поверхности частицы описывается второй частью заряда  $\tilde{Z}_j$ , для среднего значения которой справедливо равенство  $\tilde{Z}n_d = \bar{n}_e - n_{e0}$ . Как следует из (4) поле у поверхности частицы определяется только этой частью заряда:  $E_{sj} = e\tilde{Z}_j / a_j^2$ . Можно допустить, что существует некоторое распределение частиц по зарядам. Тогда возможно, что заряд какой-либо частицы окажется меньше, чем заряд фона,  $Z_0 > Z_k > 0$ , т.е. индивидуальная часть заряда  $\tilde{Z}_k < 0$  и поле возле этой частицы  $E_{sk} < 0$ . Если, при этом соседняя частица имеет заряд  $Z_j > Z_0$ , то распределение потенциала между этими частицами будет представлено монотонной функцией (рис.1а) и между ними возникнет сила притяжения. Заметим, что полный заряд обеих частиц положителен, но они притягиваются.

Следует отметить, что взаимодействующие частицы «не знают» о существовании заряда фона, так как их взаимодействие определяется только частью заряда  $\tilde{Z}$ , которую уместно назвать «видимой» частью заряда. Если бы наблюдатель находился внутри этой системы, он мог бы определить только видимый



**Рис.1.** Схема возможного распределения потенциала между одноименно заряженными частицами: а – дальнейе притяжение частиц, б – ближнее кулоновское отталкивание.

заряд, но не заряд фона. Это похоже на ситуацию с темной материей в современной космологии. Как отмечено в [14], “although we may possess measurements  $\nabla u$  and  $\nabla^2 u$ , we cannot determine the nature of the scalar field  $\varphi$  simply from the Poisson equation or Gauss’ Theorem.”

**Распределение нано-размерных частиц по зарядам.** Пылевые частицы в термической плазме формируются в результате конденсации и дальнейшей коагуляции. Такое происхождение частиц предполагает их логнормальное распределение по размерам:

$$f(d) = \frac{n_d}{d \ln \sigma \sqrt{2\pi}} \exp \frac{-(\ln d - \ln d_0)^2}{2 \ln^2 \sigma}, \quad (12)$$

где  $d_0 = 2\bar{a} \exp(-\ln^2 \sigma / 2)$  - медиана;  $\sigma$  - стандартное отклонение.

Распределение частиц по размерам предполагает существование распределения частиц по зарядам. Во-первых, заряд частицы связан с ее размером уравнением (6); во-вторых, для частиц малого размера существует зависимость электронной работы выхода от радиуса частицы [15]:

$$W(r_d) = W_0 + \frac{0.39e^2}{a}. \quad (13)$$

Среднее значение заряда частиц определяется условием нейтральности  $Zn_d = \bar{n}_e$ , где среднее значение концентрации электронов,

$$\bar{n}_e = n_{e0} \exp \frac{e\varphi_0}{T}, \quad (14)$$

и обобщенный плазменный потенциал, согласно [12], определяется кулоновской энергией, приходящейся на один электрон [16] и на нейтрализованный заряд пылевых частиц:

$$\varphi_0 = \frac{3e}{2n_d} (Z_0^2 n_d^{4/3} - \bar{n}_e^{4/3}). \quad (15)$$

Тогда, принимая во внимание, что  $n_{e0} = Z_0 n_d$ , из (14) и (15) следует уравнение для нейтрализованного заряда

$$Z(Z_0) = Z_0 \exp \left[ \frac{3e^2}{2T} n_d^{1/3} (Z_0^2 - Z(Z_0)^{4/3}) \right], \quad (16)$$

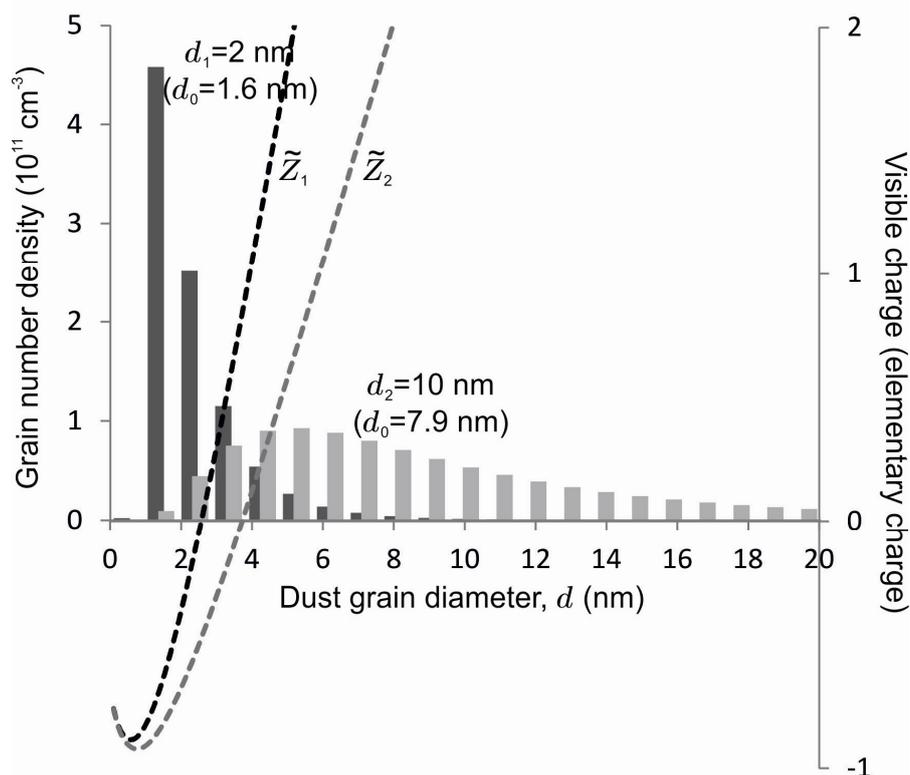
где  $Z(Z_0)$  - среднее значение заряда (6).

После решения уравнения (16) относительно  $Z_0$ , можно легко получить остальные параметры, которые описывают плазму. Пусть пылевые частицы со средним радиусом  $a = 1$  нм и концентрацией  $n_d = 10^{12} \text{ см}^{-3}$  находятся в равновесии с нейтральным буферным газом атмосферного давления при абсолютной температуре  $T = 3000 \text{ К}$ . Пусть электронная работа выхода  $W_0 = 4.3 \text{ эВ}$ , как у некоторых распространенных металлов (например, Fe, Al, Mo). При таких условиях термоэлектронная эмиссия с поверхности частиц обеспечит среднюю концентрацию электронов в плазме  $\bar{n}_e = 3.1 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ , невозмущенную (равномерно распределенную) концентрацию  $n_{e0} = 3.0 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$  и заряд фона  $Z_0 = 3.0$ .

Увеличение среднего радиуса частиц до значения  $a = 5 \text{ нм}$  приводит к увеличению заряда фона до значения  $Z_0 = 6.8$  и, соответственно, к увеличению концентрации электронов  $\bar{n}_e = 8.6 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ,  $n_{e0} = 6.8 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Пусть распределение частиц по размерам описывается распределением (12) со стандартным отклонением  $\sigma = 2$ . Распределения для двух средних значений радиуса частиц  $a_1 = 1 \text{ нм}$  и  $a_2 = 5 \text{ нм}$  представлены на рис.2.

Потенциальный барьер (11) является функцией радиуса частицы в соответствии с (13). Тогда, зависимость видимого заряда от радиуса частицы  $\tilde{Z}(a)$  определяется не только линейной функцией (6), но и зависимостью (13). Результирующие зависимости представлены на рис.2. В области малых радиусов частиц функция  $\tilde{Z}(a)$  имеет минимум, т.е. частицы разных радиусов могут иметь одинаковый заряд, что надо учитывать при построении распределения частиц по зарядам. Такие распределения частиц по зарядам представлены на рис.3. Наличие минимума  $\tilde{Z}(a)$  определяет тот факт, что значительная доля частиц находится в области минимального заряда.

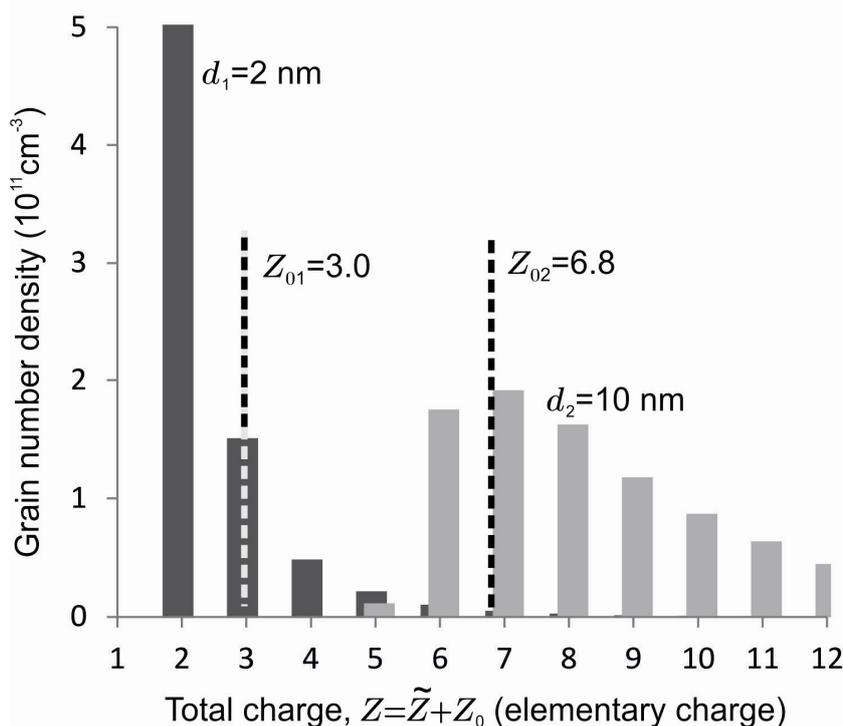
Таким образом, в термоэмиссионной плазме могут присутствовать частицы с положительным и отрицательным видимым зарядом. Как следует из распределений рис.3, значительная доля частиц имеет полный заряд  $Z < Z_0$ . Меж-



**Рис.2.** Распределения частиц по размерам и зависимости видимого заряда  $\tilde{Z}$  от радиуса частиц в термоэмиссионной плазме для среднего диаметра частиц  $d_1 = 2$  нм (черный) и  $d_2 = 10$  нм (серый).

ду этими частицами и частицами с полным зарядом  $Z > Z_0$  реализуется ситуация, схематически представленная на рис.1а. Для частиц с диаметром 2 нм заряд нейтрализованного фона  $Z_0 = 3$ , т.е. частицы с полным зарядом  $Z = 3$  не имеют потенциального барьера на границе с плазмой. Частицы с полным зарядом  $Z = 2$  имеют отрицательный барьер, и частицы с полным зарядом  $Z > 3$  имеют положительный барьер. Увеличение  $n_{e0}$  при увеличении радиуса диаметра частиц до значения 10 нм приводит к уменьшению потенциального барьера (см. (11)) и видимого заряда  $\tilde{Z}$ . Сдвиг функции распределения приводит к уменьшению доли частиц с минимальным зарядом. В этом случае заряд нейтрализованного фона  $Z_0 \sim 7$ , т.е. частицы с полным зарядом  $Z = 7$  не имеют потенциального барьера на границе с плазмой. Частицы с полным зарядом  $Z = 5$  и  $Z = 6$  имеют отрицательный барьер, и частицы с полным зарядом  $Z > 7$  имеют положительный барьер. Монотонное распределение потенциала между частицами означает, что поле не меняет направление и между такими частицами действует сила притяжения.

**Взаимодействие частиц.** Существование разной величины заряда даже у частиц одного химического состава обусловлено распределением частиц по размерам и зависимостью электронной работы выхода от радиуса частицы. Такая зависимость существенна только для нано-размерных частиц, соот-



**Рис.3.** Распределения пылевых частиц по зарядам в термоэмиссионной плазме для среднего диаметра частиц  $d_1 = 2$  нм (черный) и  $d_2 = 10$  нм (серый).

ветственно, именно такие частицы могут притягиваться за счет рассмотренного механизма. Такие эффекты могут наблюдаться при конденсации паров, когда на фоне уже существующих частиц образуются зародыши размером меньше нанометра. Например, при гомогенном горении металлизированного топлива без щелочной присадки происходит конденсация окислов из паровой фазы. Такая система может быть рассмотрена как электронно-пылевая плазма. Как было показано в [17] большая концентрация жидких зародышей приводит к их коалесценции. В результате, формируется бимодальное распределение по размерам зародышей, причем средний размер одной моды  $\sim 2$  нм, и средний размер второй моды  $\sim 10$  нм. При одинаковом химическом составе этих зародышей, их электронная работа выхода будет разной за счет зависимости (13). В этом случае возможно возникновение описанной выше ситуации, и частицы разных мод будут притягиваться друг к другу, что приведет к увеличению интенсивности коалесценции.

Образование нано-размерных частиц возможно и в вакууме при формировании космической пыли за счет конденсации газа. В присутствии излучения звезды (например, Солнца) эти частицы будут заряжаться за счет внешнего фотоэффекта. Заряженные частицы и эмитированные ими электроны образуют электронно-пылевую. В этом случае поток эмиссии электронов [18]:

$$I^{ph} = \pi a^2 Y j_{ph} \exp \frac{-V_b}{kT}, \quad (17)$$

где  $Y$  - квантовый выход;  $j_{ph}$  - плотность потока фотонов с энергией, превышающей электронную работу выхода:

$$j_{ph}(r_d) = \frac{2\pi(kT_S)^3}{c^2 h^3} \int_{x_d}^{\infty} \frac{x^2 dx}{\exp(x) - 1}, \quad (18)$$

$T_S = 5778\text{K}$  – температура Солнца; нижний предел интегрирования  $x_d = W(r_d)/kT_S$ .

Потенциальный барьер на границе плазма – частица определяется балансом потоков (9) and (17):

$$V_b = \frac{kT}{2} \ln \left( \frac{Y_{j_{ph}}}{n_{e0}} \sqrt{\frac{\pi m_e}{8kT}} \right), \quad (19)$$

где температуру частиц можно считать равной  $T \sim 280\text{K}$  [19].

В этом случае также существует зависимость заряда частиц от электронной работы выхода, которая ограничивает поток фотонов, вызывающих эмиссию электронов (18). Таким образом, для частиц космической пыли можно применить изложенный выше механизм, и для них возможна ситуация, продемонстрированная на рис.1а, а именно, возможно возникновение притяжение между частицами разного размера.

Существование силы притяжения между частицами в соответствие с описанным механизмом обеспечивает сближение частиц. Однако этот механизм работает только в том случае, если между частицами находятся свободные электроны, которые обеспечивают нейтрализованный заряд фона. В противном случае нейтрализованный фон отсутствует и происходит отталкивание частиц за счет кулоновского взаимодействия их полных зарядов (рис.1b). Среднее значение заряда нейтрализованного фона определяется как  $Z_0 = n_{e0}/n_d$ . При сближении частиц имеет смысл определить этот заряд как функцию расстояния между ними:

$$z_0(x) = \begin{cases} n_{e0}V_x, & V_x < 1/n_d \\ n_{e0}/n_d, & V_x \geq 1/n_d \end{cases}, \quad (20)$$

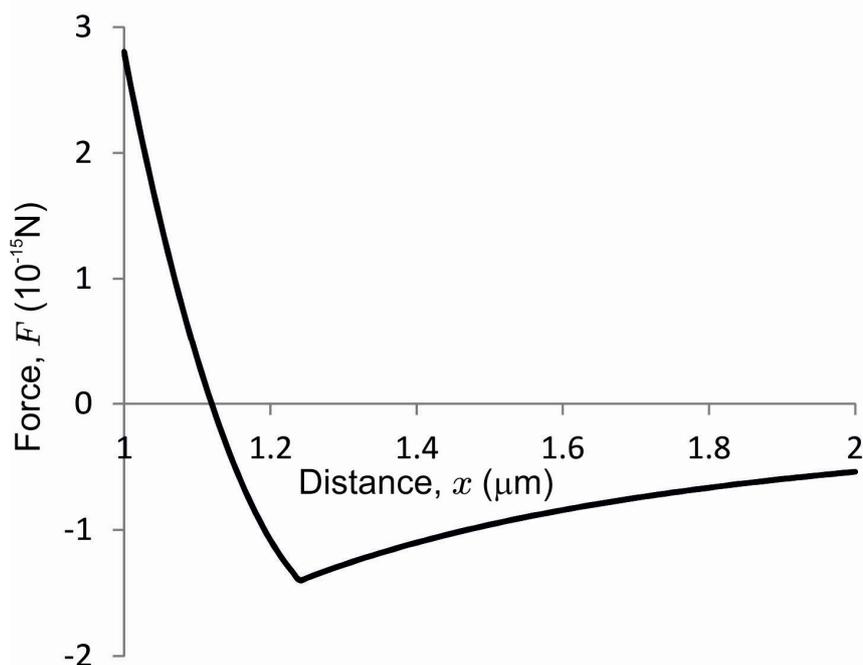
где  $V_x = \pi x^3/6$  - объем плазмы, приходящийся на одну частицу, определяемый расстоянием между частицами  $x$ .

Тогда, видимый заряд частиц зависит от расстояния между ними:  $\tilde{z}(x) = Z - z_0(x)$ , где  $Z$  - полный заряд. В этом случае силу взаимодействия частиц можно определить как

$$F(x) = \frac{e^2 [Z_1 - z_0(x)] [Z_2 - z_0(x)]}{x^2}, \quad (21)$$

т.е. при малых расстояниях между частицами  $z_0(x) = 0$  и происходит отталкивание частиц. При больших расстояниях  $z_0(x) = Z_0$  и происходит их притяжение.

Рассмотрим две частицы с радиусами  $a_1 = 1\text{ нм}$  и  $a_2 = 7\text{ нм}$ , которые находятся в термоэмиссионной плазме, описанной выше со средним радиусом частиц  $5\text{ нм}$ . В этом случае  $Z_0 = 6.8$  и полные заряды частиц  $Z_1 = 5$  и  $Z_2 = 12$ . За-



**Рис.4.** Зависимость силы взаимодействия от расстояния между частицами.

висимость силы (21) от расстояния между частицами представлена на рис.4. Равновесие достигается при расстоянии между частицами  $\sim 1.1$  мкм.

Начальная концентрация частиц в рассмотренном примере составляет  $n_d = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Сближение частиц на равновесную дистанцию обеспечивает локальное увеличение их концентрации до значения  $1.4 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Таким образом, возможна самоорганизация электронно-пылевой плазмы и образование упорядоченных структур частиц.

**Заключение.** Было показано, что взаимодействие пылевых частиц в электронно-пылевой плазме определяется их относительным (видимым) зарядом, поэтому положительно заряженные частицы, имеющие разный по величине заряд, могут притягиваться. Существование разной величины заряда у частиц одного химического состава обусловлено распределением частиц по размерам и зависимостью электронной работы выхода от радиуса частицы. Такая зависимость существенна только для нано-размерных частиц, например, поправка к работе выхода для частиц диаметром 1 нм составляет 1,1 эВ, а для частиц диаметром 10 нм – 0,1 эВ. Соответственно, частицы размером меньше 10 нм могут притягиваться за счет рассмотренного механизма при условии, что среднее расстояния между частицами больше длины экранирования, т.е. выполняется условие  $n_0 > 5T(\text{K})n_p^{2/3} \cdot 10^3 \text{ м}^{-1}$ .

Такие эффекты могут наблюдаться при конденсации паров, атмосфере, например, в плазме продуктов сгорания, в плазме сварочного аэрозоля, или в результате конденсации паров в вакууме при формировании космической пыли в присутствии излучения звезды. Работа выхода зародышей может быть значительно больше, чем работа выхода сформированных частиц, что обуславливает

большую разницу в величине заряда и, соответственно, может привести к их притяжению. На малых расстояниях между частицами количества электронов между ними недостаточно для нейтрализации частиц их заряда. В этом случае действует кулоновская сила отталкивания, определяемая полными зарядами частиц.

### Литература:

1. *Вишняков В.И., Драган Г.С., Флорко А.В.* Образование отрицательно заряженных частиц в термоэмиссионной плазме. // *ЖЭТФ*. – 2008. – Т.133, В.1 – С.215-219.
2. *Цытович В.Н.* Плазменно-пылевые кристаллы, капли и облака.// *УФН*. – 1997. – Т.167, В.1. – С.57-99.
3. *de Angelis U., Forlani A., Masiello G.* Mean spherical model for strongly coupled dusty plasmas. // *Phys. Plasmas*. – 2000. – V.7, Is.8. – P.3198-3203.
4. *Avinash K.* “Voids” and phase separation in complex (dusty) plasmas. // *Phys. Plasmas*. – 2001. – V.8, Is.6 – P.2601-2604.
5. *Samsonov D., Ivlev A.V., Morfil G.E., Goree J.* Long-range attractive and repulsive forces in a two-dimensional complex (dusty) plasma. // *Phys. Rev. E*. – 2001. – V.63, Is.2. – P.025401(R).
6. *Ignatov A. M., Amiranashvili S. G.* Radiometric force in dusty plasmas.// *Phys. Rev. E*. – 2001. – V.63, Is.1. – P.017402
7. *Morfill G., Tsyrovich V.N.* Modelling of complex plasmas under micro-gravity conditions. // *Phys. Plasmas*. – 2002. – V.9, Is.1. – P.4-16.
8. *Vishnyakov V.I., Dragan G.S.* Ordered spatial structures of dust grains in the thermal plasma. // *Phys. Rev. E*. – 2006. – V.73. – P.026403.
9. *Vishnyakov V.I.* Attraction of likely charged nano-sized grains in dust-electron plasmas. // *Phys. Plasmas*. – 2016. – V.23, Is.1. – P.013708.
10. *Эйнштейн А.* Вопросы космологии и общая теория относительности. – в сб. Альберт Эйнштейн теория гравитации, Москва, Мир, 1979. – 592с.
11. *Vishnyakov V.I., Dragan G.S.* Thermoemission (dust-electron) plasmas: Theory of neutralizing charges // *Phys. Rev. E*. – 2006. – V.74, Is.3. – P.036404.
12. *Vishnyakov V. I.* Charging of dust in thermal collisional plasmas. // *Phys. Rev. E*. – 2012. – V.85, Is.2. – P. 026402.
13. *Фортков В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А., Молотков В.И., Петров О.Ф.* Пылевая плазма // *УФН* – 2004. – Т.174, В.5. – С.495-544.
14. *Vaugher J.P.* The Poisson Equation, the Cosmological Constant and Dark Energy. // *Progress in Physics*. – 2013. – V.1, Is.1. – P.15-18.
15. *Смирнов Б.М.* Кластерная плазма // *УФН*. – 2000. – Т.170, В.5. – С.495-534.
16. *Ichimaru S.* Strongly coupled plasmas: high-density classical plasmas and degenerate electron liquids. // *Rev. Modern Phys*. – 1982. – V.54, Is.4. – P.1017-1059.
17. *Vishnyakov V.I., Kiro S.A., Ennan A.A.* Bimodal size distribution of primary particles in the plasma of welding fume: Coalescence of nuclei. // *Journal of Aerosol Science*. – 2014. – V.67. – P.13-20.

18. *Фортвов В.Е., Нефедов А.П., Ваулина О.С. и др.* Пылевая плазма, индуцированная солнечным излучением, в условиях микрогравитации: эксперимент на борту орбитальной станции «Мир». // ЖЭТФ. – 1998. – Т.114, В.6. – С.2004-2021.
19. *Mann I.* Charging effects on cosmic dust // Proceedings of the 7<sup>th</sup> Spacecraft Charging Technology Conference. – European Space Agency. – 2001. – P.629-635.

***Vishnyakov V. I.***

### **Interaction of nano-sized particles in a dust-electron plasma**

#### SUMMARY

*Dust-electron plasma, consisting of nano-sized particles and electrons emitted by them, is studied. It is demonstrated that the particle charge can be suitably divided into two parts: the own for each particle "visible" charge and the common charge of the neutralized background with assumption of almost uniform spatial distribution of electrons, that deviates from the uniformity only near the dust particles. The visible charge can be both negative and positive, while the total particle charge is only positive. The attraction of likely charged particles is possible, because the particle interaction is determined by the visible charges. The equilibrium state between attraction and repulsion of the particle is demonstrated.*

***Вишняков В. І.***

### **Взаємодія нано-розмірних частинок в електронно-пиловій плазмі**

#### АНОТАЦІЯ

*Розглянута електронно-пилова плазма, що складається з нано-розмірних частинок і емітованих ними електронів. Показано, що при однорідному просторовому розподілі електронів, який відхиляється від однорідності тільки в околиці частинок, заряд частинок може бути формально роздільний на дві частини: індивідуальний для кожної частинки «видимий» заряд і загальний для всіх частинок заряд нейтралізованого фону. Видимий заряд частинок може бути як негативним, так і позитивним, тоді як повний заряд завжди позитивний. З огляду на те, що взаємодія частинок визначається видимими зарядами, можливе їх притягіння. Продемонстрований стан рівноваги між притягуванням і відштовхуванням частинок.*