

УДК: 533.9

В. И. Вишняков, Г. С. Драган

Одесский национальный университет им. И.И.Мечникова

Нелинейные взаимодействия конденсированных частиц в дымовой плазме

Рассмотрено взаимодействие конденсированных частиц в плазме продуктов сгорания (дымовой плазме). Показано, что в пределе больших зарядов взаимодействие положительных и отрицательных частиц сильно различается. Это влияет на характерные размеры упорядоченных структур, образованных из положительных и отрицательных частиц. Продемонстрировано, что распространение колебательных движений частиц уменьшается с увеличением заряда, и соответственно увеличивается устойчивость пылевого кристалла.

I. ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе рассматривается низкотемпературная плазма, содержащая конденсированную дисперсную фазу. Следует различать два вида такой плазмы, которые отличаются физическими свойствами и, соответственно методами описания.

Пылевая плазма – это плазма низкого давления, в которую вводятся частицы, размером много больше микрона. Поэтому распределение частиц по размерам является монодисперсным. Длина свободного пробега носителей заряда в такой системе много больше длины экранирования, поэтому модели, описывающие такую плазму, используют приближение бесстолкновительной плазмы [1, 2].

Другой разновидностью низкотемпературной плазмы с конденсированной дисперсной фазой является дымовая плазма, которая формируется в продуктах сгорания [3]. Это плазма атмосферного или более высокого давления, то есть существенно столкновительная плазма. Пылевые (или дымовые) частицы в такой плазме образуются в результате конденсации продуктов сгорания или представляют собой недогоревшее топливо, если речь идет о горении аэрозвеси. Поэтому распределение частиц по размерам является полидисперсным, причем размеры колеблются от десятков нанометров до десятков микрон.

Было обнаружено, что частицы стремятся к образованию упорядоченных структур как в пылевой [4,5], так и в дымовой [6] плазме. В работе [7] было показано, что агломерация конденсированных частиц в дымовой плазме соответствует уменьшению свободной энергии системы. Существует мнение [8], что стремление к упорядочиванию есть фундаментальное свойство плазмы с конденсированной фазой. Тем не менее, механизмы образования упорядоченных структур в пылевой и дымовой плазме различны. В пылевой плазме основными

механизмами упорядочивания частиц являются теневые силы [9-11] и силы ионного увлечения [12-14]. В дымовой плазме упорядочивание происходит за счет сил ионного межфазного давления [15, 16].

В настоящей работе рассматриваются силы ионного межфазного давления в пределе больших значений зарядов частиц, когда существенной становится нелинейность зависимости сил взаимодействия от заряда.

II. СИЛА ИОННОГО МЕЖФАЗНОГО ДАВЛЕНИЯ

Силы ионного межфазного давления образуются в результате неоднородной ионизации газовой фазы дымовой плазмы в окрестности частиц. Определим основные свойства дымовой плазмы, которые обеспечивают возникновение ионного межфазного давления.

В работе [15] исследована ионизация плазмы в области пространственного заряда (ОПЗ) около межфазной границы. Показано, что локальное нарушение электронейтральности газовой фазы плазмы возле заряженной поверхности приводит к изменению степени ионизации плазмы. В этом случае у поверхности частицы возникает амбиполярный поток неравновесных носителей заряда

$$j^* = \frac{D}{\lambda_D} n_q \frac{\exp(\Phi_s) - 1}{\sqrt{2 \operatorname{ch}(\Phi_s) - 1}}, \quad (1)$$

где $\Phi = e\phi/kT$ - безразмерный потенциал; $D = 2D_e D_i / (D_e + D_i)$ - коэффициент амбиполярной диффузии; $\lambda_D = \sqrt{\epsilon_0 kT / 2e^2 n_q}$ - длина экранирования; n_q - квази-невозмущенная концентрация, которая зависит от степени неравновесной ионизации, в отличие от невозмущенной концентрации n_0 , которая определяется уравнением Саха [17].

Уравнение (1) справедливо для дымовой плазмы и неприменимо к пылевой плазме, так как получено из условия

$$\tau_M \gg \tau_R, \quad (2)$$

где $\tau_M = \lambda_D^2 / D$ - время релаксации Максвелла, $\tau_R = \lambda_R^2 / D$ - время жизни носителей заряда, $\lambda_R = \sqrt{D / \gamma_V n_q}$ - длина рекомбинации, γ_V - коэффициент объемной рекомбинации.

Из условия (2) следует, что ионизационное равновесие в плазме устанавливается намного быстрее, чем ионизационно – дрейфовое равновесие, то есть уравнивание потоков носителей заряда происходит при установившемся ионизационном равновесии. Кроме того, условие (2) означает, что масштаб изменения потока (1) много меньше, чем масштаб изменения потенциала, так как $\lambda_R \ll \lambda_D$ (заметим, что для пылевой плазмы характерно обратное соотношение).

Поток (1) обеспечивает изменение давления P_0 со стороны газовой фазы на поверхность частицы:

$$P = P_0 - \frac{m_i n_q \lambda_R D}{\tau_R \lambda_D} \frac{\exp(\Phi_s) - 1}{\sqrt{2 \operatorname{ch}(\Phi_s) - 1}}, \quad (3)$$

где m_i - масса иона.

Если частица положительна, то степень ионизации в ОПЗ повышена, поле положительно и поток неравновесных ионов уменьшает давление (3) на поверхность частицы, причем, чем выше степень ионизации плазмы ($n_q > n_0$), тем больше уменьшение давления. Если частица отрицательна, то степень ионизации у поверхности частицы понижается, поле направлено к частице и давление на поверхность увеличивается за счет потока неравновесных ионов из объема плазмы в ОПЗ, причем увеличение тем меньше, чем больше отклонение степени ионизации от равновесия.

В любом случае давление уменьшается с увеличением отклонения степени ионизации плазмы от равновесного значения. Следовательно, если существует пространственная неоднородность степени ионизации в окрестности частицы, то возникает асимметричное давление на поверхность частицы, обеспечивающее существование средней силы ионного межфазного давления

$$F = \int_s P ds = - \frac{m_i \lambda_R D}{\tau_R \lambda_D} \frac{\exp(\Phi_s) - 1}{\sqrt{2 \operatorname{ch}(\Phi_s) - 1}} \int_s n_q ds. \quad (4)$$

Уравнение (4) получено в предположении, что соседние частицы находятся достаточно далеко друг от друга и области пространственного заряда не перекрываются. В этом случае все величины внутри ОПЗ радиально симметричны и могут быть вынесены из-под знака интеграла. Тогда влияние соседних частиц сказывается только в асимметрии значения квазиравновозмущенной концентрации, что соответствует асимметрии потенциала плазмы:

$$n_q = n_0 \exp \frac{-\Psi}{2}, \quad (5)$$

где потенциал плазмы $\Psi = e\phi_{pl}/kT$ характеризует зарядовое состояние газовой фазы, или, иными словами, характеризует величину заряда, сообщенного газовой фазе в результате взаимодействия с конденсированными частицами [17]. Невозмущенная концентрация определяется равновесной ионизацией, описываемой уравнением Саха: $n_0 = \sqrt{n_A K_S}$, где n_A - концентрация щелочной присадки, K_S - константа Саха, зависящая от потенциала ионизации атомов присадки.

Смещение ионизационного равновесия, вызванное взаимодействием газовой фазы с поверхностью частицы имеет максимальное значение в ОПЗ у данной частицы и затухает, по мере удаления от нее по гиперболическому закону,

$$n_q(r) = \sqrt{n_A K_S} \exp \frac{-\Psi_s a}{2r}, \quad (6)$$

где Ψ_s - значение потенциала плазмы у поверхности частицы, a - радиус частицы.

Тем не менее, это возмущение достигает соседних частиц и изменяет величину квазиравновозмущенной концентрации под интегралом в уравнении (4). Если отсутствует радиальная симметрия в расположении соседних частиц от-

носителем данной частицы, или соседние частицы имеют разный заряд, то интеграл в (4) не равен нулю и возникает сила ионного межфазного давления со стороны газовой фазы на частицу. Тогда, из (4) и (6), учитывая дискретность расположения частиц и заменяя интеграл суммой, получим

$$F = \frac{4\pi a^2 m_i n_0 \lambda_R D}{\tau_R \lambda_D} \frac{\exp(\Phi_s) - 1}{\sqrt{2 \operatorname{ch}(\Phi_s) - 1}} \sum_k \exp\left(\frac{-\Psi_{sk} a_k}{2R_k}\right) \mathbf{e}_k, \quad (7)$$

где Ψ_{sk} - потенциал плазмы у поверхности, a_k - радиус k -й соседней частицы, R_k - расстояние от поверхности выбранной частицы до поверхности k -й соседней, $\mathbf{e}_k$ - единичный вектор, направленный от данной частицы к соседней.

III. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЧАСТИЦ

Взаимодействие частиц в линейном приближении рассмотрено в работе [18]. Однако, экспоненту в уравнении (7) не всегда можно линеаризовать. Кроме того, нелинейности во взаимодействии частиц связаны не только с присутствием экспоненты в (7), но и с нелинейной зависимостью потенциала плазмы от потенциала поверхности частиц. Например, если размер частицы позволяет применить «плоское» приближение уравнения Пуассона, то потенциал плазмы для одиночной частицы описывается выражением [19]

$$\Psi_s = -2 \operatorname{th}(\Phi_s / 4). \quad (8)$$

Соответственно, сила (7) зависит от потенциала поверхности частицы следующим образом

$$F = F_0 \frac{\exp(\Phi_s) - 1}{\sqrt{2 \operatorname{ch}(\Phi_s) - 1}} \sum_k \exp\left[\frac{a_k}{R_k} \operatorname{th}\left(\frac{\Phi_{sk}}{4}\right)\right] \mathbf{e}_k, \quad (9)$$

где $F_0 = \frac{4\pi a^2 m_i n_0 \lambda_R D}{\tau_R \lambda_D}$, Φ_{sk} - безразмерный потенциал поверхности k -й соседней частицы.

Эта зависимость при $\Phi_s \rightarrow \pm\infty$ ведет себя различным образом для положительного и отрицательного значения потенциала поверхности. А именно,

$$F_+ \sim \exp\left(\frac{\Phi_s}{2}\right) \sum_k \exp\left(\frac{a_k}{R_k}\right) \rightarrow \infty$$

для положительного значения поверхностного потенциала,

$$F_- \sim \exp\left(-\left|\frac{\Phi_s}{2}\right|\right) \sum_k \exp\left(-\frac{a_k}{R_k}\right) \rightarrow 0$$

для отрицательного потенциала поверхности.

Для более детального исследования поведения сил электрического притяжения пылевых частиц и сил отталкивания, возникающих в результате диффузии неравновесных носителей заряда в ОПЗ в плазме, рассмотрим взаимодействие двух одинаковых частиц радиуса $a = 1 \mu\text{м}$, помещенных в плазму с присадкой атомов цезия (потенциал ионизации $I = 3.89 \text{эВ}$) с концентрацией $n_A = 2 \cdot 10^{21} \text{м}^{-3}$ при температуре $T = 2300 \text{К}$. Равновесное значение невозму-

щенной концентрации в этом случае составляет $n_0 = 3.95 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, длина экранирования $\lambda_D = 0.37 \text{ мкм}$.

Рассчитаем равновесное положение частиц с учетом силы притяжения (9) и силы электрического отталкивания

$$F_E = kTZ_d\Phi(R)\left(\frac{1}{R} + \frac{1}{\lambda_D}\right), \quad (10)$$

где R - расстояние от центра одной частицы до поверхности другой. Соответственно, расстояние между поверхностями частиц $d = R - a$.

Потенциал взаимодействия частиц будем описывать следующими выражениями:

1. Для малых значений потенциала

$$\Phi(R) = \Phi_s \frac{a}{R} \exp\left(\frac{a - R}{\lambda_D}\right), \quad \Phi_s \leq 1;$$

2. Для больших значений потенциала применимо решение «плоской» задачи Пуассона-Больцмана [20]

$$\Phi(R) = 2 \ln \left[\frac{1 + \text{th}\left(\frac{\Phi_s}{4}\right) \exp\left(\frac{a - R}{\lambda_D}\right)}{1 - \text{th}\left(\frac{\Phi_s}{4}\right) \exp\left(\frac{a - R}{\lambda_D}\right)} \right], \quad \Phi_s > 1$$

На рис.1 представлена зависимость силы взаимодействия частиц от потенциала поверхности и расстояния между ними. Потенциал поверхности изменяется в пределах $-1 \leq \Phi_s \leq 1$. При этом положительной принята сила отталкивания (10).

При положительном заряде частиц одновременное нелинейное возрастание электрической силы отталкивания и диффузионной силы притяжения приводит к стабилизации, с ростом потенциала, расстояния между частицами, соответствующего равновесию электрической и неэлектрической сил.

При отрицательном заряде частиц, ввиду уменьшения силы притяжения с ростом потенциала, обусловленного ограничением уменьшения электронной концентрации в ОПЗ, равновесное расстояние увеличивается. Это продемонстрировано на рис.2, где представлена зависимость равновесного расстояния между частицами от потенциала поверхности [16].

Таким образом, можно сделать вывод, что диффузионное давление неравновесных носителей заряда приводит к возникновению силы притяжения одноименно заряженных частиц, которая, противодействуя силе электрического отталкивания, обеспечивает некоторое равновесное пространственное распределение пылевых частиц. При этом равновесное расстояние между положительно заряженными частицами мало зависит от величины поверхностного потенциала и, соответственно от величины заряда, если $\Phi_s > 1$. Однако, при большом отрицательном поверхностном потенциале $\Phi_s < -1$ равновесное расстояние увеличивается с увеличением заряда пылевых частиц.

Равновесному пространственному расположению пылевых частиц соответствует некоторая потенциальная энергия взаимодействия, которая характеризуется параметром связи Γ [2]. В рассматриваемой системе частицы сильно экранированы, поэтому мы будем использовать параметр связи в виде

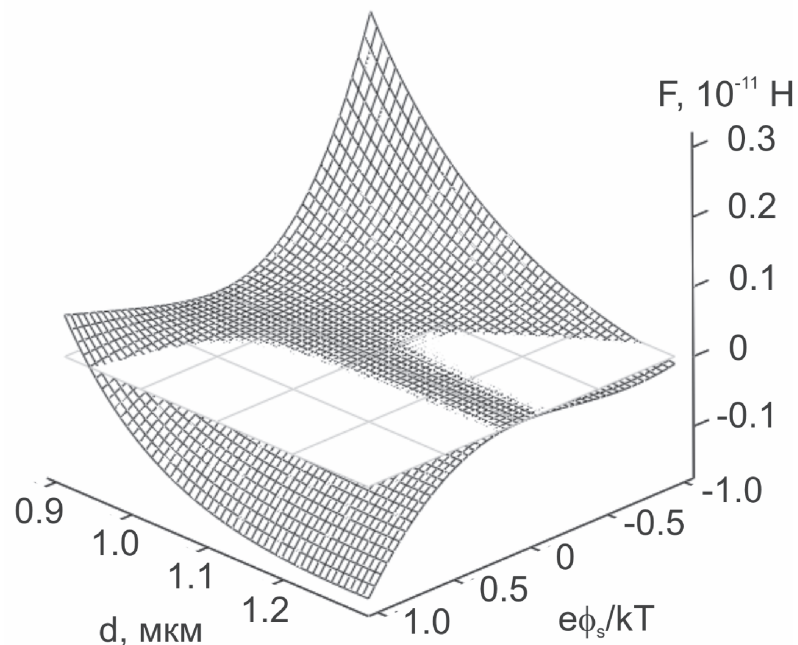


Рис.1. Зависимость силы взаимодействия двух одинаковых частиц от расстояния между ними и потенциала поверхности.

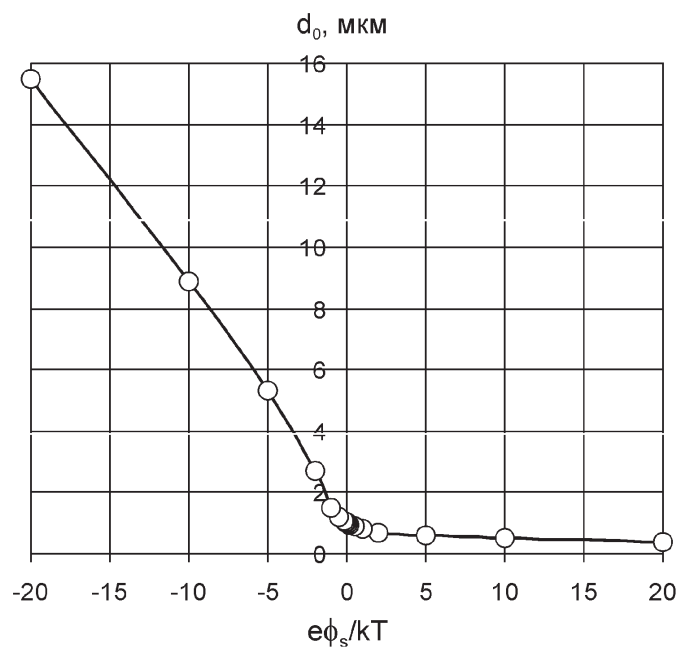


Рис.2. Зависимость равновесного расстояния между двумя одинаковыми частицами от потенциала поверхности.

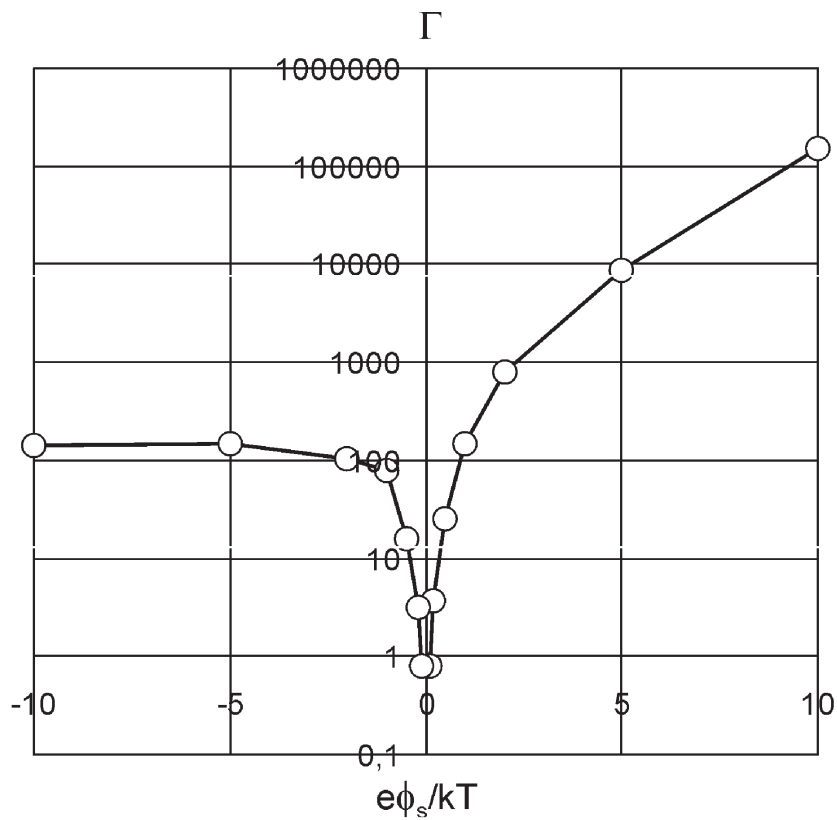


Рис.3. Зависимость параметра связи от потенциала поверхности пылевых частиц.

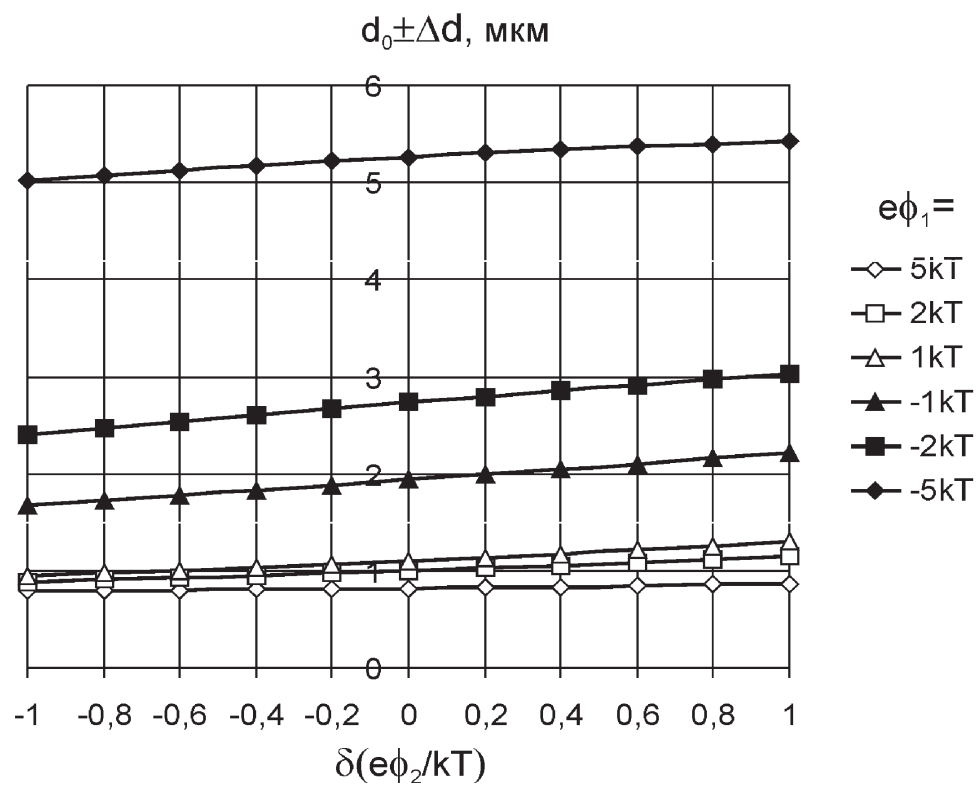


Рис.4. Зависимости равновесного расстояния между двумя частицами от изменения $\Phi_2 = \Phi_1 \pm 1$ при постоянном значении Φ_1 .

$$\Gamma = Z_d \Phi(R_w), \quad (11)$$

где $R_w \sim n_d^{-1/3}$ - радиус ячейки Вигнера-Зейтца.

Зависимость параметра связи, соответствующего равновесному положению частиц, от потенциала поверхности приведена на рис.3. При положительном потенциале поверхности частиц, стабилизация равновесного расстояния приводит к росту параметра связи с увеличением потенциала поверхности. Увеличение равновесного расстояния между частицами при росте отрицательного потенциала поверхности приводит к стабилизации параметра на уровне $\Gamma \sim 100$, что близко к условию кристаллизации в однокомпонентной модели (ОСР). Это означает, что взаимодействие отрицательных пылевых частиц остается слабо неидеальным. В то же время, взаимодействие положительных пылевых частиц является сильно неидеальным при $\Phi_s > 1$.

Это объясняется тем, что низкотемпературная ($T \sim 2000 - 3000 \text{ K}$) плазма слабо ионизирована. Поэтому пределы изменения концентрации неравновесных носителей при увеличении степени ионизации гораздо больше, чем пределы изменения этой концентрации при уменьшении степени ионизации. Увеличение степени ионизации при положительном заряде пылевых частиц влечет за собой увеличение параметра связи (рис.3), соответствующее увеличению силы электрического отталкивания и одновременное увеличение силы диффузионного давления неравновесных носителей, обеспечивающей притяжение пылевых частиц. В результате расстояние, соответствующее положению равновесия, остается постоянным.

При отрицательном заряде частиц степень ионизации плазмы в ОПЗ уменьшается до нулевого значения уже при $\Phi_s \sim -1$. Дальнейшее увеличение отрицательного потенциала поверхности не приводит к увеличению силы диффузионного давления, однако увеличивает силу электрического отталкивания. Поэтому равновесное расстояние между частицами возрастает, но параметр неидеальности изменяется мало, так как радиус ячейки Вигнера-Зейтца гораздо больше ширины слоя пространственного заряда, соответственно изменение степени ионизации плазмы в ОПЗ мало сказывается на значении параметра связи.

Различие во взаимодействии между собой положительных и отрицательных пылевых частиц приводит к различному влиянию флуктуаций положительного и отрицательного заряда на величину этого взаимодействия. На рис.4 представлены зависимости изменения равновесного расстояния между частицами d_0 от изменения потенциала второй частицы на ± 1 относительно потенциала первой частицы Φ_1 при различных значениях этого потенциала. Эти зависимости демонстрируют относительно слабую зависимость равновесного расстояния от флуктуации потенциала для положительно заряженных частиц, в то время как для отрицательных частиц эта зависимость заметно сильнее.

IV. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, можно сделать вывод, что большим зарядам пылевых частиц, как положительным, так и отрицательным, соответствует ослабление влияния изменения заряда одной из частиц на равновесное пространственное распределение пылевых частиц в плазме. Такое ослабление связано с нелинейной зависимостью потенциала плазмы ψ от потенциала частиц. Это означает, что упорядоченные структуры пылевых частиц в плазме, образованные частицами с большими зарядами, более устойчивы, чем структуры, образованные из частиц с малыми зарядами. Поэтому, если в слабонеидеальной плазме вся пылевая компонента может быть возмущена одной флуктуацией, то в сильнонеидеальной плазме каждая частица колеблется около положения равновесия независимо от остальных частиц.

Мы согласны с мнением Цытовича [8], что стремление к образованию упорядоченных структур есть фундаментальное свойство пылевой и дымовой плазмы. Однако эта тенденция наиболее сильно проявляется при больших зарядах частиц, что обусловлено не только большим значением параметра связи, но и насыщением взаимодействия соседних частиц друг с другом.

Литература

1. Shukla P.K. A survey of dusty plasma physics // *Phys. Plasmas*. – 2001. – V. 8, No. 5 – P. 1791-1803.
2. Фортков В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А., Молотков В.И., Петров О.Ф. Пылевая плазма // *УФН*. – 2004. – Т. 174., № 5. – С. 495-544.
3. Dragan G.S., Dusty and Smoky Plasmas. Some Properties and Applications // *Ukr. J. Phys.* – 2005. – V. 50, No. 2. – P. 130-134.
4. Chu J.H., Lin I, Direct Observation of Coulomb Crystals and Liquids in Strongly Coupled rf Dusty Plasmas // *Phys. Rev. Lett.* – 1994. – V. 72, No. 25. – P.4009-4012.
5. Fortov V. E., Nefedov A. P., Torchinskii V. M., Molotkov V. I., Khrapak A. G., Petrov O. F., Volykhin K. F., Crystallization of a dusty plasma in the positive column of a glow discharge // *JETP Lett.* – 1996. – V. 64, No.2. – P.92-98.
6. Драган Г.С., Мальгота А.А., Протас С.К., Смагленко Т.Ф., Соколов Ю.В., Чесноков М.Н. Экспериментальное исследование конденсированной дисперсной фазы продуктов сгорания твердого топлива. // Тр. межд. научн.-техн. совещания по МГДЭС на угле. – Алма-Ата. - 1982. – С. 77-80.
7. Vishnyakov V. I., Dragan G. S. Thermodynamic Reasons of Agglomeration of Dust Particles in the Thermal Dusty Plasma // *Cond. Matter Phys.* – 2003. – V. 6, No. 4. – P. 687-692.
8. Tsyтович V. N., General Principles for the Formation of Dust Self-Organizing Structures. Dust Collective Attraction and Plasma Crystal Formation // *Ukr. J. Phys.* – 2005. – V. 50, No. 2. – P. 184-195.
9. Tsyтович V.N. Dust plasma crystals, drops and clouds // *Phys. Usp.* – 1997. – V. 40 (1). – P.53-94.

10. de Angelis U. Pair potential from structure data in dusty plasmas // *Phys. Plasmas* – 2001. - V. 8, No 5. – P. 1751-1752.
11. Avinash K. “Voids” and phase separation in complex (dusty) plasmas // *Phys. Plasmas* – 2001. – V.8, No 6. – P. 2601-2604.
12. Collison W.Z., Kushner M.J Ion drag effects in inductively coupled plasmas for etching // *Appl. Phys. Lett.* – 1996. – V. 68 (7). – P. 903-905.
13. Ignatov A.M., Amiranashvili S.G. Radiometric force in dusty plasmas // *Phys. Rev E*, - 2000. - V. 63, - 017402.
14. Ivlev A. V., Zhdanov S. K., Khrapak S. A., Morfill G. E., Kinetic approach for the ion drag force in a collisional plasma // *Phys. Rev. E* - 2005. – V. 71, No.1. – P. 016405.
15. Vishnyakov V.I. Interaction of dust grains in strong collision plasmas: Diffusion pressure of nonequilibrium charge carriers // *Phys. Plasmas* – 2005 – V. 12, No. 10. – P. 103502.
16. Vishnyakov V.I., Dragan G.S., Ordered spatial structures of dust grains in the thermal plasma // *Phys. Rev. E*. – 2006. – V. 73, No. 2. – P. 026403.
17. Vishnyakov V.I., Dragan G.S. Electron and Ion Statistics in the Thermal Plasma with Condensed Phase. // *Ukr. J. Phys.* – 2004. – V. 49., No. 2. – P. 132-137.
18. Vishnyakov V.I. The bulk plasmas potential as a tool for dust grains interactions describing // *Ukr. J. Phys.* – 2005. – V. 50., No. 2. – P. 198-202.
19. Vishnyakov V.I., Dragan G.S. Electrostatic interaction of charged planes in the thermal collision plasma: Detailed investigation and comparison with experiment. // *Phys. Rev. E*. – 2005. – V. 71., No. 1. - P. 016411.
20. Вишняков В.И., Драган Г.С., Евтухов В.М., Маргашук С.В. Распределение электростатического потенциала в сферически симметричной плазме. // *ТВТ*. - 1987. - т. 25, №3. - С. 620.

В. І. Вишняков, Г. С. Драган

Нелінійні взаємодії конденсованих часток в димовій плазмі

АНОТАЦІЯ

Розглянута взаємодія конденсованих часток в плазмі продуктів згорання (димової плазмі). Показано, що у границях великих зарядів взаємодія позитивних і негативних часток дуже різниться. Це впливає на характерні розміри упорядкованих структур, утворюваних з позитивних та негативних часток. Продемонстровано, що поширення коливального руху часток зменшується із збільшенням заряду, та відповідно збільшується стабільність пильового кристалу.

V. I. Vishnyakov, G. S. Dragan

Nonlinear interaction of the condensed particles in smoky plasmas

Summary

The interaction of the condensed particles in the combustion products plasma (smoke plasma) has been considered. It is shown, that in a limit of large charges, the interaction of the positive and negative particles strongly differs. It influences the characteristic sizes of the ordered structures, which formed from the positive and negative particles. It is demonstrated, that distribution of the oscillatory motions of particles decreases with the charge increase, and stability of the dust crystal is accordingly increases.