

ФІЗИКА АЕРОЗОЛІВ

УДК: 621.791; 533.9

Вишняков В. И., Киро С. А., Опря М. В., Эннан А. А.

*Физико-химический институт защиты окружающей среды и человека, г. Одесса.
E-mail: eksvar@ukr.net*

Самоорганизация первичных частиц сварочного аэрозоля

Рассмотрено дальнейшее взаимодействие конденсированных частиц сварочного аэрозоля. Показано, что источником дальнего взаимодействия является смещение ионизационного равновесия у поверхности заряженных частиц. Дальнее взаимодействие, наряду с электрическими силами отталкивания, приводит к образованию упорядоченных структур конденсированных частиц, что приводит к увеличению их локальной концентрации и, как следствие этого, быстрой их коагуляции.

Введение. Формирование твердой составляющей сварочного аэрозоля (ТССА) происходит в несколько этапов [1-5]. Вначале происходит конденсационное образование зародышей и рост жидких капелек. По мере остывания паровоздушной смеси жидкие капли претерпевают фазовый переход, в результате чего образуются твердые, так называемые, первичные частицы. В предыдущей нашей статье [5] было высказано предположение, что коагуляции первичных частиц предшествует их самоорганизация, в результате которой увеличивается локальная концентрация частиц. В настоящей статье мы рассмотрим подробнее этот процесс формирования упорядоченных структур первичных частиц ТССА.

Прежде всего, напомним, что сварочный аэрозоль представляет собой квазиравновесную пылевую плазму, где за счет интенсивного межфазного взаимодействия происходит зарядка пылевых частиц (в данном случае первичных частиц ТССА). Газовая фаза плазмы состоит из электронов и однозарядных положительных ионов, находящихся в нейтральном буферном газе атмосферного давления. Поле заряженной частицы отталкивает от частицы носители заряда одноименного знака и притягивает носители противоположного знака, что приводит к формированию области пространственного заряда (ОПЗ) у поверхности этой частицы.

Смещение ионизационного равновесия. Легко показать, что в ОПЗ происходит смещение ионизационного равновесия газовой фазы плазмы, которое в термической плазме определяется уравнением Саха [6]:

$$\frac{n_{e0}n_{i0}}{n_{a0}} = \frac{g_i}{g_a} v_e \exp \frac{-I_0}{kT} \equiv K_S, \quad (1)$$

где g_i , g_a – статистический вес ионов и атомов соответственно, I_0 – потенциал ионизации атомов, k – постоянная Больцмана, T – равновесная температура

плазмы, которая в данном случае является изотермической системой, $v_e = 2(m_e kT / 2\pi\hbar^2)^{3/2}$ – эффективная плотность состояний электронов, m_e – масса электрона, \hbar – постоянная Планка, K_S – константа Саха, n_{e0}, n_{i0}, n_{a0} – равновесные концентрации электронов, ионов и атомов соответственно, для которых справедливы условие нейтральности (при отсутствии частиц)

$$n_{e0} = n_{i0} = n_0, \quad (2)$$

и условие сохранения массы

$$n_{i0} + n_{a0} = n_A, \quad (3)$$

где n_0 – невозмущенная концентрация носителей заряда, n_A – начальная концентрация ионизируемых атомов, которыми в плазме сварочного аэрозоля являются атомы щелочных металлов.

Когда в плазме присутствуют частицы, условие (2) оказывается несправедливым и вместо него следует использовать

$$\bar{n}_e - \bar{n}_i = Z\bar{n}_p, \quad (4)$$

где n_p – концентрация частиц, Z – их средний заряд, исчисленный в элементарных зарядах.

Уравнения неразрывности для электронов и ионов запишем в следующем виде

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j}_e = G_e, \quad \frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j}_i = G_i, \quad (5)$$

где \mathbf{j}_e и \mathbf{j}_i – плотности потоков электронов и ионов соответственно, функции источника G_e и G_i в любой области плазмы, не содержащей межфазную границу, определяются темпами ионизации и рекомбинации:

$$G_e = G_i = G = \beta n_e n_a - \gamma n_e n_i = \beta n_e n_A - (\beta + \gamma) n_e n_i, \quad (6)$$

где β – коэффициент ударной ионизации атомов, γ – коэффициент электрон-ионной рекомбинации, причем в равновесной плазме степень ионизации остается постоянной, т.е.

$$G_0 = \beta n_0 n_A - (\beta + \gamma) n_0^2 = 0. \quad (7)$$

Допустим, что носители заряда в ОПЗ подчиняются распределению Больцмана:

$$n_e(r) = n_0 \exp\left(\frac{e\varphi(r)}{kT}\right), \quad n_i(r) = n_0 \exp\left(\frac{-e\varphi(r)}{kT}\right), \quad (8)$$

где φ – потенциал электрического поля заряженной частицы.

Тогда, в ОПЗ нарушается баланс (7), так как, исходя из распределений (8), скорость рекомбинации остается прежней: $\gamma n_e n_i = \gamma n_0^2$, в то время как скорость ионизации зависит от потенциала: $\beta n_e n_a = \beta n_0 n_A \exp(e\varphi / kT) - \beta n_0^2$, т.е. изменяется по мере приближения к частице. В такой ситуации вместо (7) следует использовать выражение

$$G = \beta n_q n_A \left(\exp\left(\frac{e\varphi}{kT}\right) - 1 \right), \quad (9)$$

где n_q – квазиравновесная концентрация, которую следует использовать вместо n_0 , т.к. уравнение Саха в виде (1) уже не применимо в ОПЗ (подробно рассмотрим ниже).

Ненулевое значение G вызывает смещение ионизационного равновесия в ОПЗ и образование неравновесных носителей заряда, причем у поверхности положительно заряженной частицы степень ионизации растет, а у поверхности отрицательно заряженной частицы – падает. Это приводит к нарушению баланса между диффузионными и дрейфовыми потоками:

$$j_e = b_e n_e^* \nabla \varphi - D_e \nabla n_e^* \neq 0, \quad j_i = -b_i n_i^* \nabla \varphi - D_i \nabla n_i^* \neq 0, \quad (10)$$

где «*» означает неравновесный характер концентрации носителей заряда, $b_{e(i)}$ – подвижность, $D_{e(i)}$ – коэффициент диффузии, которые связаны соотношением Эйнштейна $b_{e(i)} kT = eD_{e(i)}$.

Смещение ионизационного равновесия в ОПЗ можно описать в виде некоторого изменения концентрации носителей заряда δn , одинакового для электронов и ионов при однократной ионизации атомов: $n_e^* = n_e + \delta n$, $n_i^* = n_i + \delta n$. Тогда, равенство электронного и ионного потоков (10) обеспечивается полем амбиполярной диффузии:

$$\frac{eE_a}{kT} = -\frac{e(D_e - D_i)}{kT(b_e + b_i)\delta n} \nabla \delta n = \frac{D_e - D_i}{D_e + D_i} \frac{\nabla \delta n}{\delta n}, \quad (11)$$

и, соответственно, поток неравновесных носителей заряда:

$$j^* = -D \nabla \delta n. \quad (12)$$

где $D = 2D_e D_i / (D_e + D_i)$ - коэффициент амбиполярной диффузии.

Поток амбиполярной диффузии обеспечивает перемещение неравновесных носителей заряда. При положительном поле избыточные электроны и ионы диффундируют за пределы ОПЗ. Если частица заряжена отрицательно, то поле отрицательно – направлено к частице. В этом случае степень ионизации в ОПЗ уменьшается, и поток неравновесных носителей направлен к частице.

Изменение концентрации неравновесных носителей определяется уравнением неразрывности

$$\frac{\partial \delta n}{\partial t} - D \Delta \delta n = \beta n_A n_e^* \left(1 - \frac{n_i^*}{n_0} \right). \quad (13)$$

Решение этого уравнения для стационарного случая плазмы атмосферного давления приведено в [7]:

$$\delta n = n_q \frac{\exp \frac{e\varphi}{kT} - 1}{2 \operatorname{ch} \frac{e\varphi}{kT} - 1} \left[1 + \frac{\lambda_R}{r_D} \exp \left(\frac{-r}{\lambda_R} \sqrt{2 \operatorname{ch} \frac{e\varphi}{kT} - 1} \right) \right], \quad (14)$$

где $\lambda_R = \sqrt{D / \beta n_A}$ – длина рекомбинации, $r_D = \sqrt{kT / 8\pi e^2 n_q}$ – длина экранирования, причем $\lambda_R \ll r_D$.

Неравновесные носители заряда обеспечивают дополнительные потоки электронов и ионов, плотность которых равна

$$j^* = \frac{Dn_q}{r_D} \frac{\exp\left(\frac{e\varphi}{kT} - 1\right)}{\sqrt{2 \operatorname{ch}\left(\frac{e\varphi}{kT} - 1\right)}} \exp\left(\frac{-r}{\lambda_R} \sqrt{2 \operatorname{ch}\left(\frac{e\varphi}{kT} - 1\right)}\right). \quad (15)$$

Итак, у поверхности заряженной пылевой частицы существуют потоки электронов и ионов (15), поэтому плазма в ОПЗ не является равновесной и не описывается уравнением Саха (1). В этом случае предлагается [7-9], как начало отсчета потенциала, ввести понятие обобщенного потенциала плазмы φ_{pl} , который определяется объемным зарядом газовой фазы. При этом потенциал ионизации атомов в (1) заменяется эффективным значением $I_{eff} = I_0 + e\varphi_{pl}$. В результате, вместо уравнения (1) получаем,

$$\frac{n_q^2}{n_a} = K_s \exp\left(\frac{-e\varphi_{pl}}{kT}\right), \quad (16)$$

где вместо невозмущенной концентрации n_0 , справедливой для равновесной плазмы, используется квазиравновесная концентрация n_q , что подчеркивает неравновесный характер плазмы в ОПЗ.

Обобщенный потенциал плазмы определяется величиной работы, которую необходимо совершить для того, чтобы плазма приобрела объемный заряд, определяемый условием нейтральности (4). Локальное значение потенциала плазмы у поверхности частицы равно [10]:

$$\varphi_{pl}^s = -2 \frac{kT}{e} \operatorname{th} \frac{V_b}{4kT}, \quad (17)$$

где V_b – потенциальный барьер на границе плазма – частица.

Тогда, для определения квазиравновесной концентрации у поверхности частицы (а именно это значение нас будет интересовать в дальнейшем) можно, учитывая (16), использовать выражение:

$$n_{qs} = n_0 \exp\left(\operatorname{th} \frac{V_b}{4kT}\right). \quad (18)$$

Сила дальнего взаимодействия. Возмущение, вызванной одной частицей, не может распространяться на весь объем плазмы, но должно затухать по мере удаления от частицы. Обобщенный потенциал плазмы является тривиальным решением уравнения Пуассона [11], т.е. решением уравнения Лапласа. Таким решением является не только $\varphi_{pl} = \text{const}$, но и гиперболическая функция $\varphi_{pl}(r) = \varphi_{pl}^s a / r$, где a – радиус частицы. Следовательно, гиперболической изменением локального значения потенциала плазмы может описать затухание возмущения, вносимого заряженной частицей. В таком случае существует пространственное распределение квазиравновесной концентрации:

$$n_q(r) = n_0 \exp\left(\frac{a}{r} \operatorname{th} \frac{V_b}{4kT}\right). \quad (19)$$

Возмущение, создаваемое одной выбранной частицей, достигает соседних частиц, ослабленное по закону (19). Это возмущение вызывает дополнительное смещение ионизационного равновесия у поверхности соседних частиц. Допустим, некоторые две положительно заряженные частицы случайным образом оказались на расстоянии меньшем, чем расстояние до других соседних, также положительно заряженных, частиц. Тогда, согласно (19), степень ионизации между этими двумя частицами окажется выше, чем снаружи, т.е. со стороны других частиц. Частицы заряжены положительно, значит ОПЗ обеднен ионами. Анизотропия степени ионизации в окрестности этих частиц приводит к анизотропии концентрации ионизируемых атомов, причем между частицами этих атомов оказывается меньше, чем снаружи. В результате спорадических столкновений атомов с частицами, возникает избыточный импульс, направленный на сближение выбранных частиц.

Аналогичная ситуация возникает и при отрицательном заряде частиц. В этом случае ОПЗ обогащен ионами, причем ионов между выбранными частицами меньше, чем снаружи, т.к. отрицательный заряд частиц вызывает уменьшение степени ионизации. Импульс, сближающий частицы, возникает за счет избыточных ионов, ускоренных в поле частицы.

Таким образом, смещение ионизационного равновесия в ОПЗ является источником силы, сближающей одноименно заряженные пылевые частиц. Как мы видим, речь не идет о притяжении одноименно заряженных частиц. Сближение таких частиц есть результат взаимодействия частиц со средой.

Импульс, передаваемый ионами и атомами (электронами пренебрегаем) единице площади пылевой частицы нормально к поверхности, равен:

$$p = \frac{1}{4} \lambda_a m_a v_{Ta} n_A - \lambda_R m_i j^*, \quad (20)$$

где учтено, что длины свободного пробега $\lambda_a \cong \lambda_i$, массы $m_i \cong m_a$ и концентрации $n_i + n_a = n_A$; также учтено, что неравновесные ионы распространяются не на длине свободного пробега λ_i , а на длине рекомбинации λ_R . Так как анизотропию взаимодействия определяют неравновесные ионы, давление газа на поверхность частицы следует определить как $P = p / \tau_R$, где $\tau_R = (\beta n_A)^{-1}$ – время жизни неравновесных ионов:

$$P = P_0 - \frac{m_i n_q \lambda_R D}{r_D \tau_R} \frac{\exp \frac{V_b}{kT} - 1}{\sqrt{2 \operatorname{ch} \frac{V_b}{kT} - 1}}. \quad (21)$$

Давление (21) анизотропно ввиду анизотропии n_q (19). Результирующая сила, действующая на частицу со стороны среды:

$$F_P = \int_S P ds = -\frac{m_i \lambda_R D}{r_D \tau_R} \frac{\exp \frac{V_b}{kT} - 1}{\sqrt{2 \operatorname{ch} \frac{V_b}{kT} - 1}} \int_S n_q ds, \quad (22)$$

или, с учетом дискретного расположения соседних частиц k , сила, действующая на частицу j :

$$F_P = C_P a_j^2 \frac{\exp \frac{V_{bj}}{kT} - 1}{\sqrt{2 \operatorname{ch} \frac{V_{bj}}{kT} - 1}} \sum_k \exp \left(\frac{a_k}{r_{k,j}} \operatorname{th} \frac{V_{bk}}{4kT} \right) \mathbf{e}_{k,j}, \quad (23)$$

где константа $C_P = 4\pi m_i n_0 D^2 / r_D \lambda_R$, $r_{k,j}$ – расстояние между частицами, $\mathbf{e}_{k,j}$ – единичный вектор.

Эта зависимость при $|V_{bj}|, |V_{bk}| \rightarrow \infty$ ведет себя различным образом для положительно и отрицательно заряженных частиц. А именно, для положительного значения поверхностного потенциала

$$F_{P+} \sim \exp \left(\frac{V_{bj}}{2kT} \right) \sum_k \exp \left(\frac{a_k}{r_{k,j}} \right) \rightarrow \infty,$$

и для отрицательного потенциала поверхности

$$F_{P-} \sim \exp \left(-\left| \frac{V_{bj}}{2kT} \right| \right) \sum_k \exp \left(-\frac{a_k}{r_{k,j}} \right) \rightarrow 0.$$

Под действием силы (23) частицы будут сближаться до тех пор, пока не

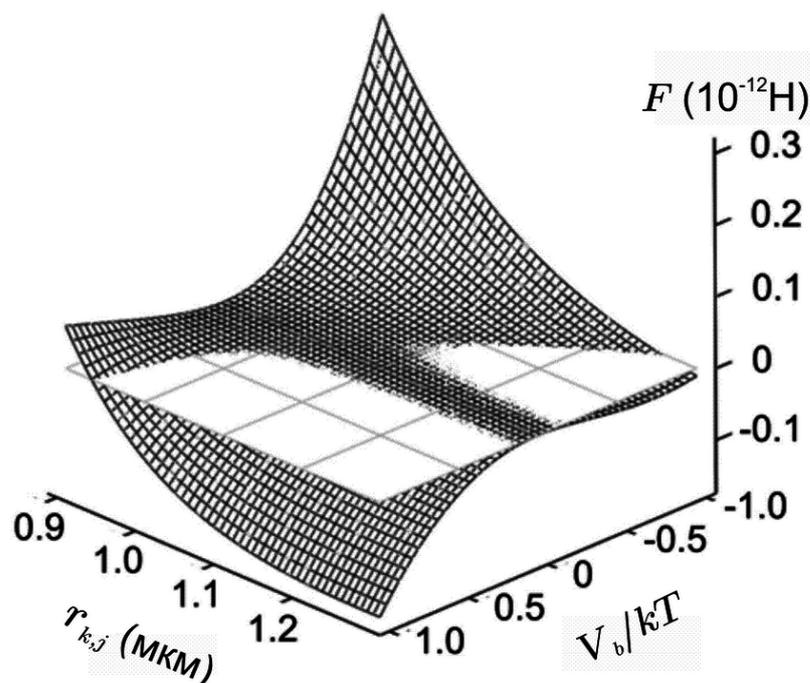


Рис. 1. Зависимость силы взаимодействия двух одинаковых частиц от расстояния между ними и потенциала поверхности.

вступят в действие силы электрического отталкивания, которые можно описать в виде $F_{j,k} = eZ_j E_k$, где поле частицы k описывается аппроксимационным выражением [9], пригодным для описания (с точностью не менее 5%) частиц любого размера и любого значения потенциала поверхности:

$$E_k(r_{k,j}) = \frac{-2 \operatorname{sgn}(V_b) \frac{a_k kT}{er_{k,j}} \left(\frac{1}{r_D} + \frac{1}{r_{k,j}} \right)}{\operatorname{sh} \left[\ln \left| \operatorname{th} \frac{V_{bk}}{4kT} + \frac{a_k - r_{k,j}}{r_D} \right| \right]} \cong 4 \frac{kT a_k (r_{k,j} + r_D)}{er_D r_{k,j}^2} \operatorname{th} \frac{V_{bk}}{4kT} e^{\frac{a_k - r_{k,j}}{r_D}}. \quad (24)$$

При этом заряд выбранной частицы определяется выражением [12]:

$$Z_j = \frac{2a_j(a_j + r_D)kT}{e^2 r_D} \operatorname{sh} \left(\frac{V_{bj}}{2kT} \right), \quad (25)$$

соответственно, сила электрического отталкивания:

$$F_E \cong 16 \frac{a_j a_k (a_j + r_D)(r_{k,j} + r_D)}{e^2} \left(\frac{kT}{r_D r_{k,j}} \right)^2 \operatorname{sh} \frac{V_{bj}}{2kT} \operatorname{th} \frac{V_{bk}}{4kT} e^{\frac{a_k - r_{k,j}}{r_D}}. \quad (26)$$

Баланс определяется разностью сил (23) и (26). 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 невозмущенной концентрации в этом случае составляет $n_0 = 4 \cdot 10^{19} \text{м}^{-3}$, длина экранирования $r_D = 0.4 \mu\text{м}$. На рис.1 представлена зависимость силы взаимодействия частиц от потенциала поверхности и расстояния между ними. Потенциал поверхности изменяется в пределах $-kT \leq V_b \leq kT$, при этом $kT = 0.2 \text{эВ}$. Положительной принята сила отталкивания.

Как и следовало ожидать, сила притяжения, в соответствии с рис.1, возрастает с увеличением положительного потенциала поверхности частицы. Поэтому равновесное расстояние для положительно заряженных частиц больше, чем для отрицательно заряженных частиц.

Таким образом, можно сделать вывод, что передача импульса неравновесными ионами (или ионизируемыми атомами) приводит к возникновению силы, направленной на сближение одноименно заряженных пылевых 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 $V_b > kT$. Однако, при большом отрицательном поверхностном потенциале $-V_b > kT$ равновесное расстояние увеличивается с увеличением заряда пылевых частиц (рис.2 [9]).

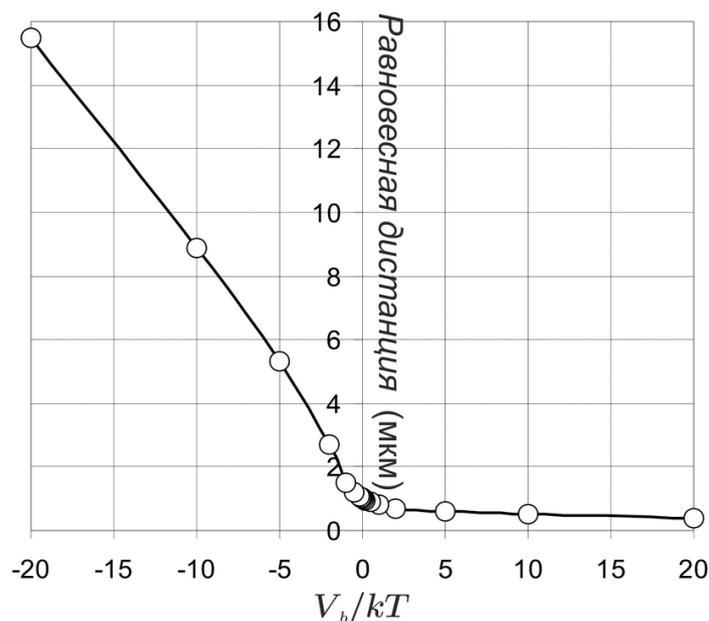


Рис. 2. Зависимость равновесной дистанции между двумя одинаковыми частицами от высоты потенциального барьера.

Самоорганизация первичных частиц ТССА. Фазовый переход, приводящий к образованию первичных частиц ТССА, происходит при температуре $T = 1330 - 1730$ К, так как точка плавления зависит от размера частиц. В работе [5] показано, что первичные частицы имеют бимодальное распределение по размерам: средний размер одной моды $d_1 \cong 2$ нм, размер второй моды $d_2 \cong 10$ нм. Температура фазового перехода для частиц первой моды составляет 1330 К, а для частиц второй моды – 1730 К [13]. Равновесная ионизация атомов щелочных металлов, присутствующих в сварочном аэрозоле, при такой температуре дает значение невозмущенной концентрации носителей заряда $n_0 \sim 10^{13} - 5 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Столь высокая степень ионизации обеспечивает поток электронов на поверхность первичных частиц, превышающий поток термоэлектронной эмиссии, поэтому частицы приобретают отрицательный заряд. Заряд частиц первой моды составляет в среднем $Z_1 \cong -1$, что соответствует высоте потенциального барьера на границе плазма-частица $V_{b1} \cong -3kT$. Концентрация частиц первой моды $n_{p1} \cong 5 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Заряд частиц второй моды составляет в среднем $Z_2 \cong -3$, что соответствует высоте потенциального барьера на границе плазма-частица $V_{b2} \cong -2kT$. Концентрация частиц второй моды $n_{p2} \cong 7 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

Силы дальнего взаимодействия (23) заставляют частицы сближаться, что приводит к росту локальной их концентрации. Результирующая сила, действующая на каждую частицу, определяется балансом сил (23) и (26), с учетом их размеров и потенциальных барьеров. Эта результирующая сила может быть разложена на координатные составляющие:

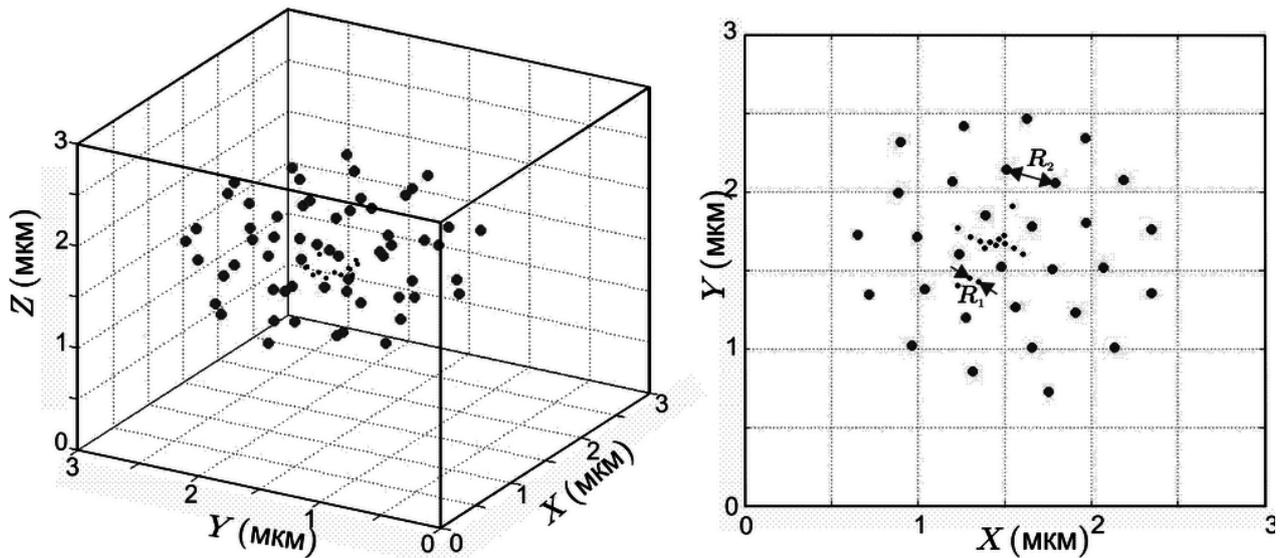


Рис. 3. 3D и 2D моделирование самоорганизации первичных частиц [5,14].

$$F_{x_j} = \sum_{k=1, k \neq j}^N F_{j,k} \frac{x_j - x_k}{r_{j,k}}, \quad F_{y_j} = \sum_{k=1, k \neq j}^N F_{j,k} \frac{y_j - y_k}{r_{j,k}}, \quad F_{z_j} = \sum_{k=1, k \neq j}^N F_{j,k} \frac{z_j - z_k}{r_{j,k}},$$

где $r_{j,k} = \sqrt{(x_j - x_k)^2 + (y_j - y_k)^2 + (z_j - z_k)^2}$, N – число частиц.

Частицы движутся в воздушной среде, поэтому следует учитывать силу Стокса:

$$F_s = -\frac{3\pi d \eta v}{S_c},$$

где η – динамическая вязкость, v – скорость движения частицы, S_c – поправка скольжения Каннингема [14]:

$$S_c = 1 + 2 \frac{\lambda}{d} \left(1,142 + 0,558 \exp \frac{-0,999d}{2\lambda} \right),$$

длина свободного пробега $\lambda = 67,3 \text{ нм}$.

За временной шаг Δt частица совершит перемещение:

$$\Delta x_j = \frac{F_{x_j} S_c(d_j)}{3\pi \eta d_j} \Delta t, \quad \Delta y_j = \frac{F_{y_j} S_c(d_j)}{3\pi \eta d_j} \Delta t, \quad \Delta z_j = \frac{F_{z_j} S_c(d_j)}{3\pi \eta d_j} \Delta t.$$

Расчет заканчивается, когда образуется устойчивая конфигурация частиц. Результаты таких расчетов представлены на рис.3.

Следует отметить, что здесь не учитываются возможные столкновения частиц, т.е. представленные расчеты следует рассматривать как тенденцию. Частицы второй моды ($d_2 \cong 10 \text{ нм}$) стремятся сформировать плазменный кристалл с постоянной решетки $R_2 \sim 250 \text{ нм}$, что соответствует увеличению их локальной концентрации до значения $n_{p2} \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Частицы первой моды ($d_1 \cong 2 \text{ нм}$) создают компактные цепочечные группы со средним расстоянием между частицами $R_1 \sim 50 \text{ нм}$, что соответствует увеличению их локальной концентрации до значения $n_{p1} \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Заклучение

Таким образом, самоорганизация первичных частиц ТССА может являться причиной их быстрой коагуляции, так как начальные концентрации этих частиц не могут обеспечить образование наблюдаемых экспериментально агломератов за время существования сварочного аэрозоля. Увеличение локальной концентрации частиц в результате их самоорганизации является необходимым условием коагуляции. Кроме того, характерные цепочечные структуры, образующиеся из частиц первой моды, хорошо согласуются с наблюдаемыми цепочечными агломератами [5,14].

Остается вопрос – возможна ли самоорганизация капелек растущих зародышей до того, как они претерпели фазовый переход? Нам представляется, что это вполне возможно, так как капельки заряжены и вносят в ионизационное равновесие газовой фазы такое же возмущение, как и твердые частицы. Однако следует учитывать, что результатом самоорганизации частиц является их быстрая коагуляция, а в случае капелек – коалесценция. Поэтому результатом самоорганизации капелек является увеличение числа частиц второй моды, температура фазового перехода которых выше, чем для частиц первой моды, т.е. результатом самоорганизации капелек является более ранний фазовый переход и превращение их в твердые частицы.

Литература:

1. Вишняков В.И., Киро С.А., Эннан А.А. Конденсационное образование твердой составляющей сварочного аэрозоля. I. Конденсация ненасыщенных паров // Физика аеродисперсных систем. – 2011. – №. 48. – С.91-105.
2. Вишняков В.И., Киро С.А., Эннан А.А. Образование твердой составляющей сварочного аэрозоля. II. Формирование слоистых структур // Физика аеродисперсных систем. – 2012. – №. 49. – С.90-99.
3. Вишняков В.И., Киро С.А., Эннан А.А. Образование твердой составляющей сварочного аэрозоля. III. Рост и коалесценция зародышей. // Физика аеродисперсных систем. – 2013. – №. 50. – С.97-107.
4. Вишняков В.И., Длубовский Р.М., Киро С.А., Опря М.В., Эннан А.А. Образование твердой составляющей сварочного аэрозоля. IV. Многокомпонентная конденсация. // Физика аеродисперсных систем. – 2013. – №. 50. – С.105-118.
5. Вишняков В.И., Киро С.А., Опря М.В., Эннан А.А. Образование твердой составляющей сварочного аэрозоля. V. Формирование конечных агломератов. // Физика аеродисперсных систем. – 2014. – №. 51. – С.87-98.
6. Смирнов Б. М. Физика слабоионизованного газа. – М.: Наука, 1978. – 416 с.
7. Vishnyakov V.I. Interaction of dust grains in strong collision plasmas: Diffusion pressure of nonequilibrium charge carriers // Phys. Plasmas. – 2005. – V.12. – P.103502(1-6).
8. 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. – P.016411(1-9).

9. *Vishnyakov V.I., Dragan G.S.* Ordered spatial structures of dust grains in the thermal plasma. // *Phys. Rev. E.* – 2006. – V.73. – P.026403(1-7).
10. *Vishnyakov V.I.* The bulk plasma potential as a tool for the description of the interaction of dust grains. // *Ukr. J. Phys.* – 2005. – V.50, N.2. – P.198-202.
11. *Vishnyakov V.I., Dragan G.S., Evtuhov V.M.* Nonlinear Poisson-Boltzmann equation in spherical symmetry. // *Phys. Rev. E.* – 2007. – V.76. – P.036402(1-5).
12. *Yakubov I.T., Khrapak A.G.* Thermophysical and Electrophysical Properties of Low-Temperature Plasma with Condensed Disperse Phase. // *Sov. Tech. Rev. B. Therm. Phys.* – 1989. – V. 2. – P.269-337.
13. *Shu Q., Yang Y., Zhai Y., Sun D.M., Xiang H.J., Gong X.G.* Size-dependent melting behavior of iron nanoparticles by replica exchange molecular dynamics. // *Nanoscale.* – 2012. – V.4. – P.6304-6311.
14. *Allen M.D., Raabe O.G.* Slip correction measurements of spherical solid aerosol particles in an improved Millikan apparatuses. // *Aerosol Sci. and Techn.* – 1985. – V.4. – P.269-286.
15. *Vishnyakov V.I., Kiro S.A., Oprya M.V., Ennan A.A.* Coagulation of charged particles in self-organizing thermal plasmas of welding fumes. // *J. Aerosol Sci.* – 2014. – V.76. – P.138-147.

Vishnyakov V.I. , Kiro S.A., Oprya M.V., Ennan A.A.

Self-organization of primary particles of welding fume

SUMMARY

The long-range interaction of the condensed particles of welding fume is studied. It is demonstrated that the long-range interaction is the result of the ionization equilibrium displacement near the charged particle surface. The long-range interaction with the electrical repulsing force leads to formation of the ordered structures of condensed particles. As a result the local number density of the condensed particles is increased, and their fast coagulation is possible.

Вишняков В.І., Кіро С.А., Опря М.В., Еннан А.А.

Самоорганізація первинних частинок зварювального аерозолю

АНОТАЦІЯ

Розглянуто дальню взаємодію конденсованих частинок зварювального аерозолю. Показано, що джерелом дальньої взаємодії є зсув іонізаційної рівноваги біля поверхні заряджених частинок. Дальня взаємодія, разом з електричними силами відштовхування, приводить до утворення впорядкованих структур конденсованих частинок, що приводить до збільшення їх локальної концентрації і, як наслідок, швидкій коагуляції.