

Физическая электроника

Научная статья

УДК 533.9.01

DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.15105>

АНОМАЛЬНЫЙ РАЗОГРЕВ ЧАСТИЦ В ПЛАЗМЕННО-ПЫЛЕВЫХ СТРУКТУРАХ

С. И. Мольков ✉, **А. С. Штыков**

Петрозаводский государственный университет, г. Петрозаводск, Россия

✉ tandem@onego.ru

Аннотация. С целью объяснения природы аномального разогрева пылевых частиц в плазменно-пылевых структурах (ППС) на основе инертных газов, в работе исследуются экспериментально и теоретически кинетические характеристики ППС. Для инжектирования пылевого компонента применялся контейнер с частицами полидисперсных материалов разной природы (оксид алюминия и цинк). Визуализация и мониторинг поведения ППС, а также измерение параметров плазмы осуществлялись с помощью специально созданного программно-аппаратного комплекса. Экспериментально определены скорости и температуры различных пылевых частиц в зависимости от условий разряда. Анализ полученных результатов позволил выявить особенности процессов и предложить объяснение механизма разогрева и диссипации энергии частиц в упорядоченной и хаотической ППС.

Ключевые слова: плазменно-пылевая структура, аномальный разогрев, свободномолекулярный режим, среднеквадратичное смещение

Для цитирования: Мольков С. И., Штыков А. С. Аномальный разогрев частиц в плазменно-пылевых структурах // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2022. Т. 15. № 1. С 52–61. DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.15105>

Статья открытого доступа, распространяемая по лицензии CC BY-NC 4.0 (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

Original article

DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.15105>

ABNORMAL PARTICLE HEATING IN THE PLASMA DUST STRUCTURES

S. I. Mol'kov ✉, **A. S. Shtykov**

Petrozavodsk State University, Petrozavodsk, Russia

✉ tandem@onego.ru

Abstract. In order to explain the nature of abnormal particle heating in the plasma dust structures (PDS) based on helium-group gases, kinetic characteristics of PDS have been studied experimentally and theoretically. To inject the dust component, a container with particles of dispersed materials of different nature was used. The visualization and monitoring of PDS behavior as well as measuring of plasma parameters were carried out via specially designed hardware and software complex. The rates and temperatures of dust particles depending on the discharge conditions were determined experimentally. An analysis of the obtained results made it possible to reveal the process peculiarities and to put forward the explanation of mechanism of heating and dissipation of particle energy in the ordered and chaotic PDSs.



Keywords: plasma dust structure, abnormal particle heating, free-molecular condition, RMS-bias

For citation: Mol'kov S. I., Shtykov A. S., Abnormal particle heating in the plasma dust structures, St. Petersburg Polytechnical State University Journal. Physics and Mathematics. 15 (1) (2022) 52–61. DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.15105>

This is an open access article under the CC BY-NC 4.0 license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

Введение

Пылевая плазма может служить примером открытой неравновесной системы, в которой происходит процесс самоорганизации с образованием диссипативных структур [1]. Массивные пылевые частицы в слабоионизованной плазме эффективно рассеивают свою кинетическую энергию за счет столкновений с нейтральными атомами с частотой ν_{da} , поэтому предполагается, что они находятся в равновесии с атомной компонентой и их температура T_d равна температуре атомов T_a ($T_a = 300 \text{ К} = 0,026 \text{ эВ}$). Реально в эксперименте средняя скорость частиц v_d достигает значения примерно $0,5 \text{ мм/с}$ при массе $m \approx 0,1 \text{ мкг}$. При этом кинетическая энергия частицы пылевой компоненты составляет около 10 аДж (10^{-17} Дж), что соответствует температуре порядка $10^3 T_a$. Природу аномального разогрева пылевой компоненты связывают со стохастическими флуктуациями их заряда [2, 3]. Оценки значений T_d по формулам, приведенным в монографии [4], не соответствуют нашим экспериментальным данным (см. результаты, приведенные далее), поэтому истинную природу разогрева пылевых частиц в плазменно-пылевых структурах (ППС) нельзя считать окончательно установленной.

Цель настоящей работы – выявить особенности поведения плазменно-пылевых структур и на этой основе предложить объяснение природы аномального разогрева пылевых частиц в таких структурах.

Описание эксперимента

Для проведения эксперимента была использована установка «плазменный кристалл», описание которой приведено в нашей статье [5]. Стеклообразная разрядная трубка радиусом $1,5 \text{ см}$, в которой индуцировалась плазма тлеющего разряда и формировалась ППС, заполнялась рабочим газом (гелий, неон или аргон) под давлением от $0,15$ до $3,0 \text{ Торр}$ при токе разряда $0,1 - 3,0 \text{ мА}$. Для инжестирования пылевого компонента применялся контейнер с частицами полидисперсных материалов разной природы:

- оксида алюминия Al_2O_3 со средним радиусом $a \approx 23 \text{ мкм}$ и массой $m \approx 0,20 \text{ мкг}$;
- полидисперсного цинка Zn со средним радиусом $a \approx 28 \text{ мкм}$ и $m \approx 0,65 \text{ мкг}$;
- той же природы (Zn), но $a \approx 8 \text{ мкм}$ и $m \approx 0,015 \text{ мкг}$.

Визуализация пылевой структуры осуществлялась с помощью импульсного полупроводникового лазера DTL-316 (рабочая длина волны $\lambda = 532 \text{ нм}$) и набора линз, формирующих «лазерный нож»; в рассеянном свете такого «ножа» возможно наблюдение ППС.

В состав программно-аппаратного комплекса для видеоизображений входила скоростная видеокамера «Hispec 1», а также программное обеспечение «Hispec Control Software»; система обеспечивала получение данных в течение 1 мин с разными скоростями (от 25 до 1500 кадр/с) в режиме реального времени. Экспериментальную установку собирали с учетом возможности одновременной регистрации электрических характеристик плазмы и давления плазмообразующего газа. Для измерения параметров плазмы (температура электронов, концентрация заряженных частиц) использовали автоматизированный комплекс для регистрации зондовых характеристик.

На рис. 1 представлены траектории движения частиц цинка для разряда в атмосфере неона под давлением $p = 1 \text{ Торр}$, при токе разряда $I = 1,5 \text{ мА}$ и на разных скоростях съемки скоростной камерой.

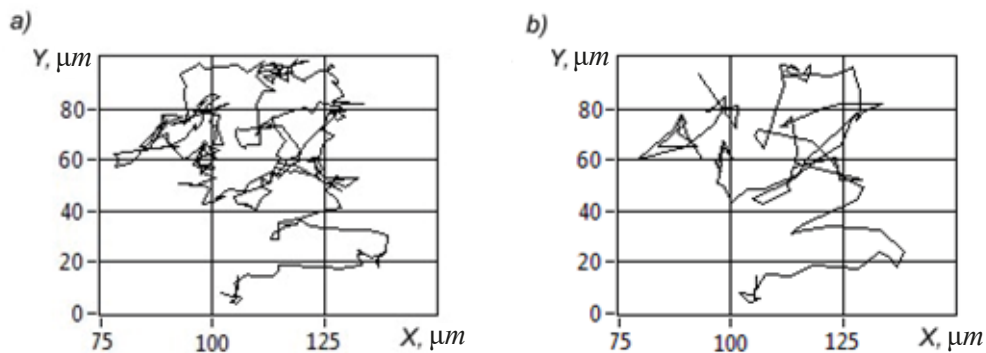


Рис. 1. Траектории движения пылевых частиц цинка в атмосфере неона, полученные на двух скоростях съемки, кадр/с: 1500 (а) и 250 (b); давление $p = 1$ Торр, ток разряда $I = 1,5$ мА

Скорость частицы определяется отношением расстояния между двумя положениями частицы к интервалу времени, равному обратной частоте кадров видеосъемки n . Ошибка в определении скорости сначала уменьшается с ростом частоты кадров n , а затем начинает нарастать по мере того, как расстояние, проходимое частицей между кадрами, становится сравнимым с ее размером. Оптимальный диапазон частот съемки скоростной камерой был определен экспериментальным путем и составил 250 – 500 кадр/с [5]; основанием послужили результаты измерений скоростей частиц для ППС в «жидком» фазовом состоянии, включающем частицы, левитирующие в плазме аргона, неона или гелия. При этом доверительный интервал для средней скорости v_d , определяемой по серии измерений, составил 90 %.

На рис. 2 представлены типичные зависимости средней скорости частиц оксида алюминия от тока разряда в атмосфере неона при различных давлениях.

Анализ полученных экспериментальных данных для средней скорости частиц v_d и связанной со скоростью температурой $T_d = m_d v_d^2 / 3k$ (k – постоянная Больцмана) показывает, что они слабо зависят от тока и определяются давлением. Кроме скорости перемещения частиц, в эксперименте определяли расстояния между ними r_d в зависимости от условий разряда. В рассмотренном диапазоне разрядных условий справедливы

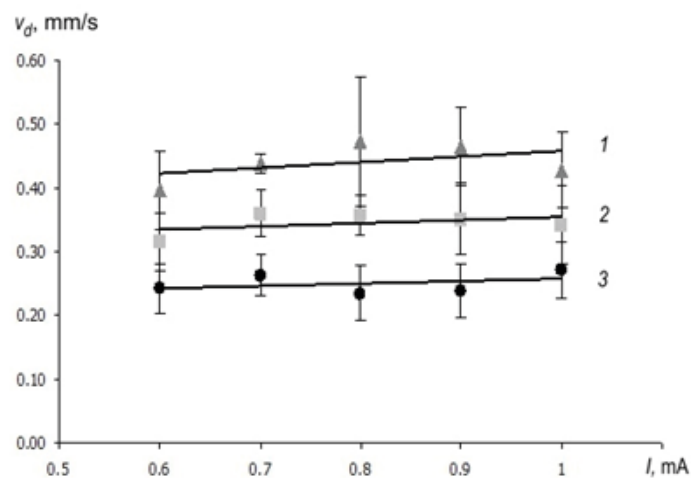


Рис. 2. Экспериментальные зависимости средней скорости перемещения частиц Al_2O_3 в атмосфере неона от тока разряда при различных давлениях неона p , Торр: 0,3 (1), 0,6 (2) и 0,9 (3)



следующие приближенные формулы:

$$v_d \approx v_0 \sqrt{\frac{p_0}{p}}, \quad T_d \approx T_0 \frac{p_0}{p} = \frac{m_d v_0^2}{3k} \frac{p_0}{p}, \quad r_d \approx r_0 (1 + \mu I) \sqrt{\frac{p}{p_0}}, \quad (1)$$

где v_0 , мм/с, – скорость при $p = p_0 = 0,3$ Торр; T_0 , К, – соответствующая температура; I , мА, – ток.

Величины v_0 , r_0 и постоянная μ зависят от рода газа и характеристик частиц. Так например, для ППС Ne – Al₂O₃ они имеют следующие значения:

$$v_0 = 0,44 \text{ мм/с}, \quad T_0 = 9,4 \cdot 10^5 \text{ К}, \quad r_0 = 130 \text{ мкм}, \quad \mu = 0,38.$$

Давление определяет эффективную температуру электронов T_e , а ток разряда – их концентрацию n_0 . Чем легче плазмообразующий газ, тем меньше величина r_d . Например, при $p = 0,6$ Торр наблюдается следующая зависимость:

Газ	r_d , мкм
Ar	330
Ne	200
He	140

Это, возможно, связано с различием в температурах электронов T_e при одинаковых давлениях и токах. В частности, при $I = 1$ мА, $pR = 0,9$ Торр·см (R , см, – радиус трубки) наблюдается такая зависимость:

Газ	T_e , эВ
Ar	1,4
Ne	2,8
He	3,7

В самом деле, согласно формуле (10) (см. далее), отношение зарядов $|Z_d|$ частиц одинакового размера для различных газов Ar : Ne : He определяется как 1,0 : 2,0 : 2,6, что хорошо коррелирует с отношением обратных расстояний $(r_d)^{-1}$ между частицами: 1,0 : 1,7 : 2,3.

Распределение по проекциям скорости по горизонтальной оси (Ox) и по вертикальной оси (Oy), определенное как для отдельной пылевой частицы, так и для их ансамбля, соответствует нормальному распределению, что согласуется с результатами, полученными в работе [6].

Определение скорости и температуры пылевых частиц

Функция распределения (ФР) по компонентам скорости пылевых частиц аппроксимируется ФР Максвелла [7]:

$$f(v_i) = \sqrt{\frac{\beta}{\pi}} \exp(-\beta v_i^2), \quad (2)$$

где $\beta = m_d / 2kT_{di}$ (T_{di} – температуры пылевых частиц в вертикальной ($i = y$) и горизонтальной ($i = x$) плоскостях; m_d – масса пылевых частиц).

Тогда для T_{di} (К) получаем выражение

$$T_{di} = \frac{m_d}{(2 \ln 2)k} \left(\frac{\Delta v_i}{2} \right)^2, \quad (3)$$

или

$$T_{di} [\text{К}] = 1,3 \cdot 10^{16} m_d \Delta v_i^2,$$

где Δv_i – ширина ФР по уровню 0,5; m_d в кг, а Δv_i – в мм/с.

Из анализа экспериментальных данных, например, для разряда в аргоне с пылевыми частицами Al_2O_3 массой $m_d = 0,2$ мкг, при $p = 0,6$ Торр, $I = 0,6$ мА, получаем, что $\Delta v_x = 0,35$ мм/с, $\Delta v_y = 0,53$ мм/с. Расчет по формуле (2) дает значения температуры по осям x и y :

$$T_{dx} \approx 3,2 \cdot 10^5 \text{ К} \approx 27 \text{ эВ}; \quad T_{dy} \approx 7,3 \cdot 10^5 \text{ К} \approx 63 \text{ эВ}.$$

Таким образом, ФР пылевых частиц является анизотропной.

Хаотическая скорость пылевой компоненты v_d связана с температурой пылевых частиц как

$$m_d v_d^2 / 2 = 3 T_d / 2,$$

где $T_d = (2 T_{dx} + T_{dy}) / 3$.

Тогда температура T_d (К) пылевых частиц следует выражению

$$T_d = 2,4 \cdot 10^{16} m_d v_d^2, \quad (4)$$

где m_d в кг, а v_d – в мм/с.

Уравнение баланса энергии и температуры пылевых частиц

Для определения механизма разогрева пылевых частиц до температур порядка десятков электронвольт и последующего охлаждения необходимо рассмотреть уравнение движения частиц:

$$m_d \frac{d\mathbf{u}}{dt} = eZ_d \mathbf{E} - m_d v_{da} \mathbf{u} + \mathbf{f}_r, \quad (5)$$

где eZ_d – заряд пылевой частицы; \mathbf{u} – мгновенная скорость частицы; v_{da} – частота передачи импульса при столкновении частицы с атомами; \mathbf{E} – локальная напряженность электрического поля; \mathbf{f}_r – случайная сила Ланжевена, вызванная столкновениями с атомами, ионами и электронами.

Частота передачи импульса v_{da} с учетом того, что число Кнудсена $\text{Kn} = \lambda_a / a \gg 1$ (λ_a – длина свободного пробега атома, a – радиус частицы), для свободномолекулярного режима выражается следующим образом [4]:

$$v_{da} = \frac{8\sqrt{2\pi}\gamma a^2 n_a T_a}{3 m_d v_{T_a}}, \quad (6)$$

или

$$v_{da} = 1,16 \cdot 10^{-11} a^2 (p/m_d) (m_a/T_a)^{1/2},$$

где a , мкм, – радиус пылевой частицы; p , Торр, – давление, m_d , кг, – масса пылевой частицы, m_a , а. е. м., – масса атома плазмообразующего газа; $v_{T_a} = \sqrt{T_a/m_a}$ – тепловая скорость атомов; γ – коэффициент, зависящий от характера аккомодации атомов при столкновении с пылевой частицей, $1 < \gamma < 1,39$ (в расчетной формуле $\gamma = 1,2$).

Домножая уравнение (5) на \mathbf{u} и усредняя его по ансамблю пылевых частиц в пределах единицы объема, получаем:

$$n_d \frac{d}{dt} \frac{m_d \langle u^2 \rangle}{2} = \langle \mathbf{j}_d \mathbf{E} \rangle - 2v_{da} n_d \frac{m_d \langle u^2 \rangle}{2} + n_d \langle \mathbf{u} \mathbf{f}_r \rangle, \quad (7)$$

где последний член после усреднения заменяем нулем (в силу отсутствия корреляции между \mathbf{f}_r и \mathbf{u}); \mathbf{j}_d – плотность тока пылевых частиц; \mathbf{E} – локальная напряженность электрического поля вблизи частицы; n_d – концентрация пылевых частиц; $\langle \mathbf{j}_d \mathbf{E} \rangle = W_d$ – плот-



ность мощности, выделяемой в разряде и идущей на разогрев пылевых частиц при условии усреднения не только по ансамблю, но и по времени, так как величины \mathbf{j}_d и \mathbf{E} колеблются вблизи средних значений.

Учитывая, что $\langle u^2 \rangle = v_d^2$ а также связь температуры и скорости пылевых частиц, получаем уравнение для температуры пылевых частиц:

$$\frac{dT_d}{dt} + 2v_{da}T_d = \frac{2W_d}{3n_d k}. \quad (8)$$

Решая данное уравнение с начальным условием $T_d = T_a$, получаем временную зависимость (t – время) для температуры пылевых частиц:

$$T_d = T_a \exp(-2v_{da}t) + \frac{W_d}{3n_d v_{da} k} [1 - \exp(-2v_{da}t)]. \quad (9)$$

Разогрев пылевой компоненты происходит за характерное время $\tau \approx (2v_{da})^{-1}$ до температуры, определяемой множителем $W_d / 3n_d v_{da} k$. При учете выражения (1) зависимость W_d от давления принимает вид $W_d \sim 1/p^{3/2}$, что приблизительно соответствует экспериментальным данным (см. таблицу). Величину W_d можно оценить, если использовать значе-

Таблица

Полученные экспериментальные и расчетные характеристики плазменно-пылевой структуры Ne – Al₂O₃

Параметр	Значение при давлении p , Торр			Расчетная формула (либо эксперимент)
	0,3	0,6	0,9	
T_e , эВ	3,4	2,8	2,5	Эксперимент, расчет (см. [10])
v_d , мм/с	0,44	0,35	0,25	Эксперимент
T_d , 10 ³ К	940	590	300	$T_d = 3m_d v_d^2 / k$
	270	193	155	Расчет (см. [4])
r_d , мкм	160	225	280	Эксперимент
n_d , 10 ⁵ см ⁻³	2,44	0,88	0,46	$n_d = 10^{12} / r_d^3$
Γ	≈ 100	≈ 120	≈ 180	$\Gamma = (eZ_d)^2 / r_d T_d$ (для оценки)
W_d , 10 ⁻¹¹ Вт·см ⁻³	2,28	1,03	0,41	$W_d = 3n_d v_{da} k T_d$
r_c , мкм	22,0	17,5	12,5	$r_c = \sqrt{3kT_d / \alpha}$
E_d , В/см	3,67	2,92	2,09	$E_d = \alpha r_c / e Z_d $
j_d , 10 ⁻¹¹ А·см ⁻²	0,62	0,35	0,196	$j_d = W_d / E_d$
r_c / r_d	0,14	0,08	0,045	Критерий Линдемана

Обозначения: T_e , T_d – эффективная температура электронов и температура пылевых частиц (ПЧ), соответственно; v_d , r_d – средняя скорость ПЧ и расстояние между ними; n_d – концентрация ПЧ; r_c – среднеквадратичное смещение ПЧ из положения равновесия в условной кристаллической решетке; Γ – параметр неидеальности системы; W_d – плотность мощности, выделяемой в разряде и идущей на разогрев пылевых частиц; E_d – усредненная напряженность электрического поля; j_d – плотность тока ПЧ; m_d , eZ_d – масса и заряд ПЧ; v_{da} – частота столкновений ПЧ с нейтральными атомами; α – коэффициент упругости; k – постоянная Больцмана.

Примечание. Для всех данных ток разряда $I = 0,6$ мА.

ния экспериментально измеренных температур. В нашем случае она зависит от давления и силы тока и составляет величину порядка $W_d \sim 10^{-11}$ Вт/см³, что значительно меньше плотности мощности, рассеиваемой в разряде (10^{-5} Вт/см³). Источник разогрева пылевых частиц $W_d = \langle \mathbf{j}_d \mathbf{E} \rangle$ связан с их температурой T_d соотношением $W_d = 3n_d v_{da} kT_d$. Диссипация энергии пылевых частиц происходит при торможении за счет столкновения с атомами газа.

В таблице представлены полученные нами экспериментальные и расчетные результаты для ППС Ne–Al₂O₃ при различных давлениях и токе разряда $I = 0,6$ мА. Приведенные характеристики ППС необходимы для обоснования предлагаемых выводов. Заряд частицы, измеряемый в элементарных зарядах, определяется балансом потоков ионов и электронов плазмы с учетом эмиссионных процессов на поверхности [8]:

$$|Z_d| = \frac{4\pi\epsilon_0 a}{e^2} T_e \eta_W (\tau_e) = 694 a T_e \eta_W (\tau_e), \quad (10)$$

где τ_e – нормированная электронная температура ($\tau_e = T_e / T_d$); η_W – безразмерный потенциал частицы, зависящий от τ_e ; величина a в мкм, T_e – в эВ.

С ростом температуры T_e потенциал η_W падает, так что $\eta_W T_e \approx \text{const}$ [9].

Расчет значения Z_d с учетом неопределенности свойств поверхности частицы (степень шероховатости, виды эмиссии) дает $|Z_d| = (3 \pm 0,6) 10^4$ (в элементарных единицах заряда).

При описании ППС используем параметр неидеальности системы Γ , равный отношению энергии электростатического взаимодействия частиц к их кинетической энергии, т. е. $\Gamma = (eZ_d)^2 / r_d T_d$. При $p = 0,3$ Торр получаем значение $\Gamma \approx 100$; при этом визуальное регистрируется плавление нижней части ППС. Критический параметр неидеальности Γ_c , соответствующий фазовому равновесию при $r_d / \lambda_D \approx 1$, составляет $\Gamma_c = 106$ [1] (λ_D – дебаевский радиус экранирования). При $\Gamma < \Gamma_c$ плазменно-пылевая система представляет собой жидкость; при повышении давления плавление прекращается, а величина Γ становится выше Γ_c (см. соответствующую строку таблицы) и ППС формируется как кристалл (в нашем случае это фаза с объемноцентрированной кубической решеткой (*bcc*)).

В таблице приведены среди прочих параметров значения T_d , найденные нами расчетным путем с использованием формул, приведенных в работе [4]; они существенно отличаются от наших результатов (приведены строкой выше). Таким образом, мощность источника разогрева пылевых частиц, связанного с флуктуацией их заряда, которая вызвана дискретностью тока зарядки [4], оказывается явно недостаточной для наблюдаемого разогрева частиц.

Рассмотрим величину $W_d = \langle \mathbf{j}_d \mathbf{E} \rangle$. Плотность тока пылевых частиц j_d обусловлена элементарными токами $eZ_d v_d / r_d$ вблизи узлов кристаллической решетки. Проводя усреднение в пределах единицы объема, получаем оценку максимальной характерной плотности тока пылевых частиц: $j_d^{\max} \sim eZ_d n_d v_d$. Минимальная напряженность поля, соответствующая величине W_d , равна $E_d^{\max} \sim W_d / j_d^{\max}$.

Более точное значение напряженности поля вблизи узла кристаллической решетки можно оценить, если использовать частоту электростатических колебаний ω_E . Для частиц различного материала и размера в разряде неона при $\omega_E \sim 1/\sqrt{m_d} \sim 10 - 80$ с⁻¹, и тогда коэффициент упругости $\alpha = \omega_E^2 m_d \sim (8 \pm 2) 10^{-8}$ кг/с². Упругая сила, действующая на частицу, позволяет оценить напряженность поля по формуле $E_r = \alpha r / e |Z_d|$, где r – радиальная координата.

Потенциал ϕ на расстоянии r от частицы определяется выражением:

$$\phi = - \int E_r dr = \alpha r^2 / 2e |Z_d|.$$

Предполагая термодинамическое равновесие пылевой компоненты и используя теорему о равномерном распределении кинетической энергии по степеням свободы, имеем:

$$e |Z_d| \langle \phi \rangle = \alpha \langle r^2 \rangle / 2 = 3kT_d / 2, \quad (11)$$



или

$$r_c = \sqrt{\langle r^2 \rangle} = \sqrt{3kT_d/\alpha}. \quad (11)$$

Так, при $T_d = 9,4 \cdot 10^5$ К получаем $r_c = 22$ мкм, что соответствует наблюдаемым отклонениям частиц от положения равновесия (см. рис. 1). Из выражения (11) становится понятным физический смысл величины r_c : это среднеквадратичное смещение частицы из положения равновесия в условной кристаллической решетке. В таблице приведены значения r_c и соответствующие усредненные величины $E_d = ar_c / e |Z_d|$ и $j_d = W_d / E_d$, обеспечивающие требуемое значение W_d . Согласно критерию плавления кристалла Линдемана [4], $r_c / r_d \geq 0,15$, что близко к нашим результатам: $r_c / r_d = 0,14$.

Таким образом, источник разогрева пылевых частиц лишь частично связан с флуктуацией их заряда, обусловленной дискретностью тока зарядки [2]. Данная пылевая частица в узле кристаллической решетки выводится из положения равновесия за счет случайных столкновений с атомами газа и благодаря силовому воздействию ближайших пылевых частиц, находящихся в непрерывном броуновском движении. При смещении из узла решетки потенциальная энергия возрастает в среднем на величину $ar_c^2 / 2$, которая преобразуется в кинетическую энергию направленного движения $3kT_d / 2$.

Заключение

В работе исследованы кинетические характеристики плазменно-пылевых структур (ППС) как экспериментально с помощью высокоскоростной видеосъемки, так и теоретически. Определены скорости и температуры пылевых частиц в зависимости от условий разряда. Получено неплохое соответствие между теоретическими и экспериментальными результатами. Предложен сценарий механизма разогрева и диссипации энергии частиц в упорядоченной и хаотической плазменно-пылевой структуре.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Фортон В. Е., Храпак А. Г., Храпак С. А., Молотков В. И., Петров О. Ф. Пылевая плазма // Успехи физических наук. 2004. Т. 174. № 5. С. 494–544.
2. Morfill G. E., Thomas H. Plasma crystal // Journal of Vacuum Science & Technology. A. 1996. Vol. 14. No. 2. Pp. 490–495.
3. Ваулина О. С., Нефедов А. П., Петров О. Ф., Храпак С. А. Роль стохастических флуктуаций заряда макрочастиц в пылевой плазме // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1999. Т. 115. № 6. С. 2067–2079.
4. Ваулина О. С., Петров О. Ф., Фортон В. Е., Храпак А. Г., Храпак С. А. Пылевая плазма: эксперимент и теория. М.: Физматлит, 2009, 315 с.
5. Штыков А. С. Измерение значений кинетических характеристик плазменно-пылевых систем с помощью высокоскоростной видеосъемки // Ученые записки Петрозаводского государственного университета. Серия: Естественные и технические науки. 2015. № 6 (151). С. 121–123.
6. Жариков Н. Е., Пискунов А. А., Подрядчиков С. Ф., Семенов А. В., Хахаев А. Д., Щербина А. И. Модификация свойств плазменно-пылевых структур и микрочастиц в комплексной плазме // Ученые записки Петрозаводского государственного университета. Серия: Естественные и технические науки. 2010. № 6 (111). С. 99–108.
7. Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982, 376 с.
8. Мольков С. И., Савин В. Н. Механизмы зарядки пылевых частиц в плазме с учетом эмиссионных процессов // Физика плазмы. 2017. Т. 43. № 2. С. 193–202.
9. Савин В. Н., Мольков С. И. Учет влияния эмиссионных процессов на заряд микро- и наночастиц в пылевой плазме для технологических приложений // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2016. № 3(248) С. 78–87.
10. Прохорова Е. И., Платонов А. А., Мольков С. И., Игнахин В. С., Назаров А. И. Влияние материала и степени шероховатости поверхности зонда на зондовые характеристики // Физика плазмы. 2020. Т. 46. № 5. С. 435–440.

REFERENCES

1. Fortov V. E., Khrapak A. G., Khrapak S. A., et al., Dusty plasmas, *Physics-Uspekhi*. 47 (5) (2004) 447–492.
2. Morfill G. E., Thomas H., Plasma crystal, *J. Vacuum Sci. & Technol. A*. 14 (2) (1996) 490–495.
3. Vaulina O. S., Nefedov A. P., Petrov O. F., Khrapak S. A., Role of stochastic fluctuations in the charge on macroscopic particles in dusty plasmas, *JETP*. 88 (6) (1999) 1130–1136.
4. Vaulina O. S., Petrov O. F., Fortov V. E., et al., Pylevaya plazma: eksperiment i teoriya [Dusty plasmas: Experiment and theory], Fizmatlit, Moscow, 2009 (in Russian).
5. Shtykov A. S., The measuring of the kinetic characteristics values of dusty plasma using the high-speed video camera, *Proceedings of Petrozavodsk State University. Natural & Engineering Sciences*. (6 (151)) (2015) 121–123 (in Russian).
6. Zharikov N. E., Piskunov A. A., Podryadchikov S. F., et al., Dusty structure and microparticle properties modification in complex plasma, *Proceedings of Petrozavodsk State University. Natural & Engineering Sciences*. (6 (111)) (2010) 99–108 (in Russian).
7. Biberman, L. M., Vorob'ev V. S., Yakubov I. T., *Kinetika neravnovesnoy nizkotemperaturnoy plazmy* [Kinetics of nonequilibrium low temperature plasma], Nauka, Moscow, 1982 (in Russian).
8. Mol'kov S. I., Savin V. N., Mechanisms of dust grain charging in plasma with allowance for electron emission processes, *Plasma Physics Reports*. 43 (2) (2017) 202–212.
9. Savin V. N., Mol'kov S. I., The effect of electron emission processes on micro- and nanoparticle charges in the dusty plasma: the accounting for engineering, *St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics*. (3(248)) (2016) 78–87 (in Russian).
10. Prokhorova E. I., Platonov A. A., Mol'kov S. I., et al., The effect of material and roughness of the probe surface on probe characteristics, *Plasma Physics Reports*. 46 (5) (2020) 521–526.

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

МОЛЬКОВ Сергей Иванович – доктор физико-математических наук, профессор кафедры электроники и электроэнергетики Петрозаводского государственного университета, г. Петрозаводск, Россия.

185910, Россия, г. Петрозаводск, пр. Ленина, 33.

tandem@onego.ru, molkov@petysu.ru

ORCID: 0000-0002-2792-0320

ШТЫКОВ Алексей Сергеевич – старший преподаватель кафедры информационно-измерительных систем и физической электроники Петрозаводского государственного университета, г. Петрозаводск, Россия.

185910, Россия, г. Петрозаводск, пр. Ленина, 33.

shtykoff@petsu.ru

ORCID: 0000-0003-4693-8881

THE AUTHORS

MOL'KOV Sergey I.

Petrozavodsk State University

33, Lenin Ave., Petrozavodsk, 185910, Russia

tandem@onego.ru, molkov@petysu.ru

ORCID: 0000-0002-2792-0320

SHTYKOV Aleksey S.

Petrozavodsk State University

33, Lenin Ave., Petrozavodsk, 185910, Russia

shtykoff@petsu.ru

ORCID: 0000-0003-4693-8881



*Статья поступила в редакцию 13.12.2021. Одобрена после рецензирования 07.02.2022.
Принята 08.02.2022.*

Received 13.12.2021. Approved after reviewing 07.02.2022. Accepted 08.02.2022.