

ПЫЛЕВАЯ ПЛАЗМА, ИНДУЦИРОВАННАЯ СОЛНЕЧНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ, В УСЛОВИЯХ МИКРОГРАВИТАЦИИ: ЭКСПЕРИМЕНТ НА БОРТУ ОРБИТАЛЬНОЙ СТАНЦИИ «МИР»

В. Е. Фортон, А. П. Нефедов, О. С. Ваулина, А. М. Липаев, В. И. Молотков, А. А. Самарян, В. П. Никитский, А. И. Иванов, С. Ф. Савин, А. В. Калмыков, А. Я. Соловьев, П. В. Виноградов*

*Научно-исследовательский центр теплофизики импульсных воздействий
Российской академии наук
127412, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 22 июня 1998 г.

Экспериментально и теоретически изучалась динамика формирования упорядоченных структур макрочастиц, заряженных путем фотоэмиссии под воздействием солнечного излучения в условиях микрогравитации без использования электрических ловушек для удержания частиц. В результате численного решения поставленной задачи были выбраны рабочие условия, необходимые для формирования структур заряженных макрочастиц, определены заряды частиц и параметр межчастичного взаимодействия, рассчитаны характерные времена динамики формирования упорядоченной системы макрочастиц. Экспериментальное наблюдение поведения ансамбля макрочастиц под воздействием солнечного излучения проводилось на борту космической станции «Мир». Анализ и сопоставление результатов экспериментального и теоретического исследований позволяют сделать вывод о возможности существования протяженных упорядоченных образований макрочастиц, заряженных путем фотоэмиссии в условиях микрогравитации.

1. ВВЕДЕНИЕ

С развитием космических исследований выяснилась большая роль пыли и пылевых структур в образовании звезд, планетных систем, планетарных колец в процессах, протекающих в верхних слоях атмосферы (магнитосфере, ионосфере), и т. д. [1–3]. Одним из механизмов зарядки пылевых частиц в условиях космического пространства при наличии интенсивных потоков ультрафиолетового излучения является фотоэмиссия. При этом макрочастицы с размерами несколько микрон могут приобретать положительный заряд порядка 10^2 – 10^5 заряда электрона [4]. Как известно, в условиях газового разряда низкого давления вследствие больших величин заряда макрочастиц (порядка 10^2 – 10^5 зарядов электрона) сильная межчастичная корреляция приводит к образованию упорядоченных структур в расположении макроскопических частиц аналогичных структурам в жидкости или твердом теле [5–11]. Основным механизмом зарядки частиц, помещенных в высокочастотный разряд или разряд постоянного тока, являются потоки электронов и ионов. Вследствие более высокой температуры и подвижности электронов заряд частиц является отрицательным.

* E-mail: ipdustp@redline.ru

Общей чертой данной группы экспериментов является то, что наблюдаемые упорядоченные структуры не имеют свободной границы, так как удерживаются электрическим полем страты или электродов в поле тяжести Земли и, соответственно, потенциальной ямой, образованной полем ВЧ разряда или плавающим потенциалом стенок газоразрядной колбы, в горизонтальном направлении. Исключение составляют эксперименты по наблюдению упорядоченных структур положительно заряженных частиц окиси церия в ламинарной струе слабоионизованной термической плазмы [11–14].

Плазма с положительно заряженными частицами также может образовываться за счет эффекта фотоэмиссии при облучении частиц в буферном газе потоком фотонов с энергией, превосходящей работу выхода фотоэлектрона с их поверхности. При определенных условиях (размерах и концентрации частиц, длине волны и интенсивности УФ излучения, работе выхода фотоэлектрона) в такой системе могут возникать кристаллические структуры [4, 11]. Характерная величина работы выхода фотоэлектрона для большинства веществ не превышает 6 эВ, поэтому фотоны с энергией ≤ 12 эВ могут зарядить частицы, не ионизируя при этом буферный газ, такой как He или Ag.

Среди механизмов приобретения пылью положительных зарядов, можно выделить три основных: термо-, фото- и вторичная эмиссия электронов с поверхности пылевых частиц, которые наряду с зарядкой электронами могут играть значительную роль как в образовании космических пылевых структур, так и в процессах, протекающих в верхних слоях атмосферы. Существование различных механизмов зарядки пыли в космическом пространстве может вызывать агломерацию и рост частиц за счет электрического притяжения пыли с разноименными зарядами [15, 16] или приводить к образованию плазменно-пылевых структур при преимущественном вкладе одного из рассматриваемых механизмов зарядки макрочастиц. Исследование таких структур перспективно как с точки зрения фундаментальной науки, так и технологических приложений. Следует отметить, что возможность изучения плазменно-пылевых кристаллов со свободными границами наиболее полно может реализоваться лишь в условиях невесомости или микрогравитации [17]. Изучение процессов формирования упорядоченных структур заряженных макрочастиц в условиях микрогравитации позволяет получить новую информацию, которую невозможно получить в лабораторных условиях на Земле.

Целью проведения космического эксперимента являлось изучение возможности существования плазменно-пылевых структур в верхних слоях атмосферы Земли при зарядке частиц солнечным излучением путем фотоэмиссии электронов с их поверхности. В результате предварительного численного анализа поставленной задачи были выбраны рабочие условия, необходимые для формирования структур заряженных макрочастиц в экспериментальной камере (тип буферного газа и его давление, концентрация, материал и размеры частиц); определены заряды частиц, индуцированные солнечным излучением, и параметр межчастичного взаимодействия, рассчитаны времена динамики формирования упорядоченной системы макрочастиц (время зарядки, время торможения, времена разлета частиц в рабочей камере и времена установления упорядоченных пылевых структур) в условиях микрогравитации без использования электрических ловушек для удержания частиц. Расчеты были выполнены для частиц различных материалов и размеров (1–100 мкм) при варьировании их концентрации и давления буферного газа.

Экспериментальные исследования поведения ансамбля заряженных макрочастиц, заряженных солнечным излучением, в условиях микрогравитации проводились на борту космической станции «Мир».

2. ОБРАЗОВАНИЕ УПОРЯДОЧЕННЫХ СТРУКТУР МАКРОЧАСТИЦ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

2.1. Фотоэмиссионная зарядка частиц

Рассмотрим макрочастицы в нейтральном газе при облучении их источником, интенсивность и спектральный состав излучения которого соответствуют характеристикам солнечного излучения с учетом спектрального коэффициента пропускания иллюминатора, воздушного слоя и окна рабочей камеры (рис. 1) с исследуемыми частицами.

Таблица 1

Радиус r_p и начальная n_p концентрация частиц с материалом плотностью ρ , квантовым выходом Y и работой выхода W , предельный заряд Z_{max} (4) частиц, параметр Γ_{max} (2) и число эффективных квантов J (6) солнечного излучения

Частицы	r_p , мкм	ρ , г/см ³	W , эВ	Y	J , квант/см ²	n_p , 1/см ³	Z_{max}, e	Γ_{max}
CeO ₂	0.5–1.5	7.3	3	10 ⁻²	1.33 · 10 ¹⁶	7.0 · 10 ⁶	7.8 · 10 ²	4.2 · 10 ²
LaV ₆	1–5	2.6	2	10 ⁻²	9.16 · 10 ¹⁶	7.2 · 10 ⁶	4.5 · 10 ³	1.4 · 10 ⁴
Бронза	25–50	8.2	1.5	10 ⁻⁴	1.72 · 10 ¹⁷	5.6 · 10 ³	6.9 · 10 ⁴	6.5 · 10 ⁵

Для исследования условий формирования упорядоченных структур макрочастиц, индуцированных воздействием солнечного излучения, выберем частицы окиси церия CeO₂, борида лантана LaV₆ и сферические частицы бронзы с цезиевым покрытием. Выбор материала частиц определяется эффективностью их фотоэмиссионной зарядки и низкой адгезией, для того чтобы исследуемые частицы не слипались между собой и не выседали на стенки рабочей камеры. Справочные данные по квантовому выходу Y материала частиц в ближнем УФ и в видимом диапазонах спектра, работе выхода W электронов за счет фотоэмиссии и плотности ρ материала частиц приведены в табл. 1, там же указан размер (радиус) r_p и начальная концентрация n_p частиц. Величина начальной концентрации n_p частиц определяется условием прозрачности дисперсной среды для внешнего фотоиндуцирующего излучения, с одной стороны, и возможностью достичь максимальных значений параметра межчастичного взаимодействия Γ — с другой. Принимая во внимание оптические характеристики (показатель преломления и размеры) исследуемых частиц, оптическую плотность дисперсного слоя τ можно оценить как

$$\tau \approx 2\pi r_p^2 n_p H, \quad (1)$$

где r_p — радиус частицы, H — высота колбы с частицами. Параметр межчастичного взаимодействия Γ можно записать как функцию концентрации частиц n_p в виде

$$\Gamma = (Ze)^2 (4\pi n_p / 3)^{1/3} / T_g. \quad (2)$$

Здесь $l = (4\pi n_p / 3)^{-1/3}$ — среднее расстояние между частицами, Z — заряд частиц, а T_g — температура частиц, равная температуре буферного газа (≈ 0.03 эВ). Таким образом, в качестве критерия для величины n_p была выбрана оптическая плотность $\tau \approx 1$, позволяющая получить максимальные Γ при снижении интенсивности излучения

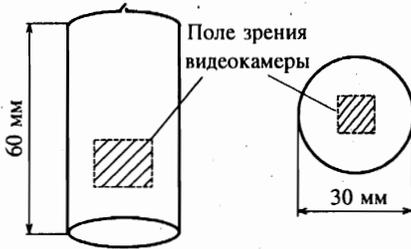


Рис. 1. Геометрические размеры рабочей камеры

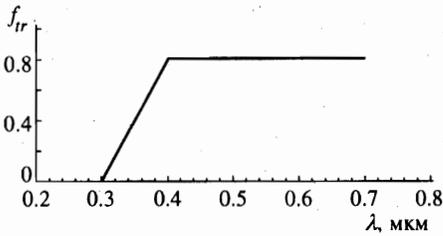


Рис. 2. Спектральная функция $f_{tr}(\lambda)$ пропускания прибора

примерно в $e \approx 2.78$ раз. Величина начальной концентрации частиц определялась из (1) как

$$n_p \approx 1/2\pi r_p^2 H. \quad (3)$$

Масса загрузки частиц в колбу вычислялась по объему колбы (см. рис. 1), необходимой концентрации n_p и массе отдельной частицы со средним размером r_p (табл. 1). При этом учитывались экспериментальные исследования поведения частиц CeO_2 , LaB_6 и бронзы в условиях низкого давления (0.01–100 Торр). А именно, вследствие агломерации частиц CeO_2 и LaB_6 и выседания их на стенки колбы концентрация частиц в рабочем объеме уменьшается примерно на порядок. Для оценок начального среднего расстояния между этими частицами (CeO_2 , LaB_6) и параметра Γ_{max} (табл. 1) использовалась величина n_p в десять раз меньше табличной. Частицы бронзы при вакуумировании колбы не слипаются, и табличная величина концентрации частиц соответствует базовому расчетному параметру n_p .

Предельные (максимальные) заряды Z_{max} частиц при фотоэмиссии электронов с их поверхности и величину параметра межчастичного взаимодействия Γ_{max} можно оценить из условия равенства потенциала поверхности ϕ_s величине $h\nu_{max} - W$ как

$$Z_{max} = (h\nu_{max} - W)r_p/e, \quad (4)$$

где $h\nu_{max}$ — максимальная энергия кванта, которая в нашем случае соответствует длине волны $\lambda_{min} \approx 0.3$ мкм и определяется функцией пропускания f_{tr} экспериментальной камеры (пропусканием кварцевого иллюминатора, слоя воздуха и стеклом рабочего окошка колбы). Зависимость аппроксимирующей функции пропускания прибора f_{tr} от длины волны λ , применяемая для дальнейших расчетов, показана на рис. 2. Значения Z_{max} , полученные по формуле (4), и Γ_{max} , полученные по формуле (2), приведены в табл. 1. Нетрудно увидеть, что с ростом размера частиц растет и их заряд, и параметр

Г. Однако выбор более крупных частиц, с $r_p > 100$ мкм, для проведения экспериментов нецелесообразен, так как требует уменьшения начальной концентрации n_p (см. (3)) частиц до величин, неподходящих для наблюдения.

Оценим величину заряда частиц при облучении их источником с солнечным спектром, принимая во внимание, что рассматриваемая плазменно-пылевая система состоит из положительно заряженных макрочастиц и эмитированных ими фотоэлектронов. Положительный потенциал частиц устанавливается в результате баланса между рекомбинацией электронов на поверхности частицы и фотоэмиссионным потоком электронов с поверхности частицы. В случае разреженной плазмы (концентрация нейтралов $n_n \leq 10^{14}$ см $^{-3}$), для которой длина свободного пробега l_e фотоэлектронов при столкновениях с нейтралами намного превосходит радиус частицы r_p ($l_e \gg r_p$), уравнение баланса можно записать в следующем виде [4]:

$$4n_e \left(\frac{T_e}{2\pi m_e} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{e\phi_s}{T_e} \right) = YJ \exp \left(-\frac{e\phi_s}{T_{pe}} \right), \quad (5)$$

где m_e — масса электрона, n_e и T_e — концентрация электронов в объеме плазмы и их температура, J — поток фотонов, Y — квантовый выход фотоэлектронов и T_{pe} — их средняя энергия. Здесь предполагается, что эффективность поглощения $Y\Phi$ излучения близка к единице. Температура T_{pe} электронов, покидающих поверхность частиц при фотоэмиссии, зависит от материала частиц и в большинстве случаев находится в диапазоне от 1 до 2 эВ [18, 19]. Полагая, что скорость рекомбинации электронов на частицах превосходит скорость тепловых потерь энергии за счет столкновений с нейтралами, можно принять $T_{pe} \simeq T_e$.

Чтобы определить равновесный заряд $Z = \phi_s r_p / e$ исследуемых частиц в рабочей камере и оценить времена зарядки пыли, необходимо рассчитать интегральное число J квантов солнечного излучения, способных вызвать фотоэмиссию электронов с поверхности частицы и оценить концентрацию электронов n_e , возвращающихся на поверхность частицы. Для расчета потока фотонов J солнечное излучение моделировалось абсолютно черным излучателем с температурой 5800 К [19]. Расчет проводился по формуле

$$J = \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} \frac{f_{tr} c_1 \lambda^{-4} d\lambda}{\{\exp(c_2/\lambda T_c) - 1\} hc}, \quad (6)$$

где f_{tr} — функция пропускания экспериментальной камеры (рис. 2), $\lambda_{min} = 0.3$ мкм, а λ_{max} — красная граница фотоэффекта, определяется работой выхода W материала частиц. Результаты расчетов числа квантов J для исследуемых частиц приведены в табл. 1.

Концентрация n_e электронов, возвращающихся на поверхность частицы, может быть получена из решения задачи о бесконечном равномерно заряженном по объему цилиндре. Распределения поля $E(r)$ и потенциала $\phi(r)$ в таком цилиндре определяются следующими соотношениями:

$$E(r) = 2\pi\sigma r, \quad (7a)$$

$$\phi(r) = \pi\sigma(R_{cyl}^2 - r^2) + \phi_{wall}, \quad (7b)$$

где $\sigma = e(Zn_p - n_e) = en_e^{wall}$ — плотность объемного заряда, ϕ_{wall} — потенциал стенки цилиндра радиусом R_{cyl} . При этом плавающий потенциал поверхности стенок колбы ϕ_{wall} будет определяться фотоэлектронами, уходящими с частиц, и поле, возникающее в ампуле, не позволит всем эмитированным электронам покинуть систему частиц. Концентрацию электронов n_e^{wall} , ушедших на стенки ампулы, можно оценить из соотношения $T_{pe} \simeq e\Delta\phi$, где $e\Delta\phi = e\phi_{av} - e\phi_{wall}$ — средняя энергия, теряемая электронами в электрическом поле колбы. По теореме о среднем из (76) имеем

$$\phi_{av} = \phi_{wall} - \pi\sigma R_{cyl}^2/3.$$

Тогда концентрацию электронов n_e , оставшихся в исследуемом объеме, можно записать как

$$n_e = Zn_p - n_e^{wall} \simeq Zn_p - 3T_{pe}/\pi e^2 R_{cyl}^2. \quad (8)$$

Оценка величины n_e^{wall} для фотоэлектронов с температурой $T_{pe} = 1-2$ эВ дает $n_e^{wall} \simeq \simeq 5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$ в колбе с радиусом $R_{cyl} = 1.5$ см. Величины заряда Z и параметра Γ , рассчитанные на основании полученных величин n_e^{wall} и J , даны в табл. 2 в первой строке для каждого типа частиц, которая соответствует концентрации $n_p = n_0$ частиц в колбе. Следует отметить, что $n_e \neq 0$ только при условии, если начальная концентрация n_0 частиц удовлетворяет условию

$$n_0 Z_{max} < n_e^{wall}.$$

В противном случае плотность объемного заряда в формулах (7а), (7б) определяется как $\sigma = eZ_{max}n_0$.

Таблица 2

Параметр Γ и заряд частиц Z_p , рассчитанные из уравнения баланса (5) при различных концентрациях n_0 макрочастиц

Частицы	$n_0, \text{ см}^{-3}$	Z, e	Γ
CeO ₂	10 ⁶	3	10 ⁻²
	10 ⁵	28	3.0 · 10 ⁻²
	10 ⁴	212	7.5
LaB ₆	10 ⁶	14	1.5 · 10 ⁻¹
	10 ⁵	131	6.2
	10 ⁴	785	10 ²
	10 ³	2672	5.5 · 10 ²
Бронза	10 ³	5090	2.0 · 10 ³
	10 ²	50070	9.0 · 10 ⁴

Результаты расчетов, приведенные в данном разделе, позволяют предположить возможность формирования упорядоченных структур макрочастиц кристаллического или

жидкостного типа при заданных условиях освещения ($h\nu_{max}, J$) и параметрах макро-частиц (W, Y, r_p, n_0). Однако следует отметить, что наличие электронов внешней плазмы или фотоэлектронов, возвращающихся на поверхность частиц, может существенно снизить заряд Z макрочастиц и параметр Γ . В общем случае условие прозрачности облака макрочастиц для эмитированных или «внешних» электронов близко к условию прозрачности дисперсной среды для внешнего источника излучения, вызывающего фотоэлектронную эмиссию с поверхности частиц.

2.2. Характерные времена динамики формирования пылевых структур

Возможность наблюдения упорядоченных структур макрочастиц, индуцированных солнечным излучением в экспериментальной камере с конечными размерами (рис. 1), определяется характерными временами динамики формирования упорядоченной системы макрочастиц. Проведем оценку времени зарядки, времени торможения, времени установления упорядоченной структуры макрочастиц и времени разлета частиц в рабочей камере с буферным газом при двух различных давлениях. В качестве буферного газа для проведения исследований был выбран неон вследствие своей химической инертности к материалу и цезиевому покрытию частиц, спектральной прозрачности и высокого потенциала ионизации. Выбор двух различных давлений буферного газа (0.01 и 40–70 Торр) определялся возможностью наблюдения динамики формирования упорядоченных структур при различных величинах заряда частиц (см. разд. 2.1).

Время зарядки τ_{ch} макрочастиц можно определить по времени достижения частицей заряда $Z = Z_{max}$ путем решения следующего дифференциального уравнения:

$$\frac{dZ}{dt} = \pi r^2 \left\{ 4n_e \left(\frac{T_e}{2\pi m_e} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{e\phi_s}{T_e} \right) - YJ \exp \left(-\frac{e\phi_s}{T_{pe}} \right) \right\}. \quad (9)$$

Решение (9) как для $n_e^{wall} \simeq 5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$, так и в случае $n_e \simeq 0$ при зарядке частиц до $Z = Z_{max}$ дает для наших условий времена $\tau_{ch} < 10^{-5}$ с.

Времена торможения τ_{br} макрочастиц в колбе с двумя различными давлениями P приведены в табл. 3. Времена торможения τ_{br} для всех частиц, кроме частиц бронзы при «высоком» давлении, рассчитывались в свободномолекулярном приближении [20]. Для определения τ_{br} частиц бронзы при $P = 40$ Торр использовалось приближение Стокса (вязкостный режим) [21].

Время разлета частиц в колбе может быть получено путем численного анализа динамики системы частиц методом молекулярной динамики. Для исследования изменения концентрации заряженных макрочастиц от времени было решено уравнение движения с учетом и без учета теплового (броуновского) движения частиц:

$$m_d \frac{d^2 \mathbf{r}_k}{dt^2} = \sum_j \Phi(r) \Big|_{r=|\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_j|} \frac{\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_j}{|\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_j|} - m_d \nu \frac{d\mathbf{r}_k}{dt} + \mathbf{F}_B. \quad (10)$$

Здесь m_d — масса частицы, $\Phi(r)$ — параметр взаимодействия между частицами. Для кулоновского взаимодействия данную величину можно представить в виде

$$\Phi(r) = \frac{(eZ)^2}{r^2}, \quad (11)$$

где r — расстояние между парой взаимодействующих частиц. В нашем случае дебаевской экранировкой частиц можно пренебречь, так как рассматриваемая система не

Таблица 3

Собственная частота ω_0 заряженных макрочастиц для начальной концентрации n_0 , время торможения τ_{br} , время ухода частиц на стенки колбы при снижении концентрации n_0 в 10 (t_{td1}) и в 100 раз (t_{td2}) t_{str} для различных давлений P

Частицы	P , Торр	n_0 , см ⁻³	ω_0 , с ⁻¹	τ_{br} , с	t_{td1} , с	t_{td2} , с	t_{str} , с
CeO ₂	0.01	10 ⁶	67.7	1.25	0.023	0.061	0.015
		10 ⁵	21.4		0.074	0.192	0.047
	70	10 ⁶	67.7	1.8 · 10 ⁻⁴	3.64	40	0.12
		10 ⁵	27.4		36.4	400	1.21
LaB ₆	0.01	10 ⁶	124.8	1.32	0.013	0.033	0.008
		10 ⁵	39.5		0.040	0.110	0.025
	70	10 ⁶	124.8	1.9 · 10 ⁻⁴	1.01	11.14	0.034
		10 ⁵	39.5		10.1	111.4	0.337
Бронза	0.01	10 ³	0.778	52	2.00	5.28	1.28
		10 ²	0.246		6.41	16.71	4.06
	40	10 ³	0.778	0.13	38.11	419.1	1.27
		10 ²	0.246		381.1	4191	12.7

является электронейтральной, а дебаевский радиус больше среднего расстояния между частицами. Система (10), (11) решалась для поперечного сечения цилиндрической колбы с учетом поглощения заряженных макрочастиц на стенках и при условии равенства нулю скорости частиц в начальный момент времени. Анализ решения уравнений (10), (11) для случая высоких ($\nu = (\tau_{br})^{-1} \gg 1$) и низких ($\nu \leq 1$) давлений буферного газа позволил заключить, что зависимость относительного изменения концентрации $n(t)/n_0$ частиц от времени t определяется величиной собственной частоты ω_0 при $t = 0$:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{(Ze)^2 n_0}{m_d}}, \quad (12)$$

где $n_0 = n(t = 0)$. Значения ω_0 даны в табл. 3 для разных начальных концентраций макрочастиц различных материалов с зарядом $Z = Z_{max}$. Кроме того, было получено, что тепловое движение частиц не оказывает существенного влияния на их динамические характеристики (времена разлета, корреляционные функции) при кинетических температурах K частиц вплоть до $K = 10-50$ эВ. Зависимости n/n_0 от времени приведены на рис. 3а, б для различных ω_0 частиц бронзы с зарядом $Z = Z_{max}$ в газе с высоким $P = 40$ Торр (рис. 3а) и низким $P = 0.01$ Торр (рис. 3б) давлениями.

Для того чтобы найти аппроксимацию функции $n(t)/n_0$ при различных значениях

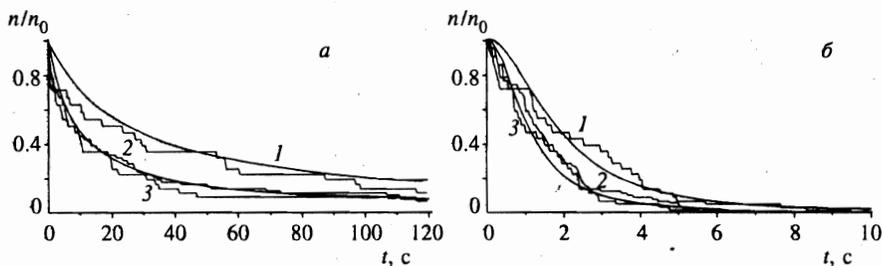


Рис. 3. Зависимости концентрации $n(t)/n_0$ (сплошная линия) от времени t при давлении $P = 40$ (а) и 0.01 (б) Торр, полученные методом молекулярной динамики для различных значений начальной частоты ω_0 : 1 — $\omega_0 = 0.32 \text{ с}^{-1}$, $n_0 = 165 \text{ см}^{-3}$, $Z = 69000$; 2 — $\omega_0 = 0.53 \text{ с}^{-1}$, $n_0 = 465 \text{ см}^{-3}$, $Z = 69000$; 3 — $\omega_0 = 0.53 \text{ с}^{-1}$, $n_0 = 165 \text{ см}^{-3}$, $Z = 110400$. Плавными линиями показаны аппроксимации по формулам (14а) (а) и (14б) (б)

ω_0 было решено уравнение движения для двух заряженных частиц:

$$\frac{d^2r}{dt^2} = -\nu \frac{dr}{dt} + \left(\frac{Ze}{r}\right)^2 \frac{1}{m_d}. \tag{13}$$

Здесь $\nu = (\tau_{br})^{-1}$ — коэффициент трения. Для случая высоких давлений ($\nu \gg 1$) уравнение (13) решалось в диффузионном приближении при равенстве нулю его левой части. Для случая низких давлений ($\nu \leq 1$) коэффициент трения в (13) принимался равным нулю ($\nu = 0$). Это позволило получить следующие соотношения для аппроксимации зависимости $n(t)/n_0$:

$$n(t)/n_0 = (1 + 3\omega_0^2 t/\nu)^{-1}, \quad \nu \gg 1, \tag{14a}$$

$$n(t)/n_0 = 8 \left(1 + \sqrt{1 + 4\omega_0^2 t^2}\right)^{-1}, \quad \nu \leq 1. \tag{14б}$$

Найденные аппроксимации $n(t)/n_0$ также приведены на рис. 3а, б для соответствующих значений ω_0 . Полученные функции (14а), (14б) позволяют определять ω_0 по результатам эксперимента, откуда может быть получен заряд макрочастиц при их известной концентрации n_0 в некоторый момент времени $t = 0$. На основе полученных зависимостей была сделана оценка минимального времени разлета частиц различных материалов с зарядом $Z = Z_{max}$. Времена ухода частиц на стенки колбы при снижении начальной концентрации частиц n_0 в 10 (t_{id1}) и в 100 раз (t_{id2}), определенные по формулам (14а), (14б), приведены в табл. 3 для различных начальных условий.

Время установления t_{str} упорядоченных структур макрочастиц в колбе при низких и высоких давлениях буферного газа можно определить из решения (10), (13) следующими условиями:

$$t_{str} \gg \omega, \quad \nu \leq 1, \tag{15a}$$

$$t_{str} \approx \nu/\omega^2, \quad \nu \gg 1, \tag{15б}$$

где $\omega = \sqrt{(Ze)^2 n/m_d}$ — собственная частота заряженных частиц в структуре. Расчеты, выполненные методом молекулярной динамики, показывают, что времена установления ближних порядков соответствуют $t_{str} \propto \omega_0$ ($\nu \leq 1$) и $t_{str} \propto 0.1\nu/\omega_0^2$ ($\nu \gg 1$). Данные

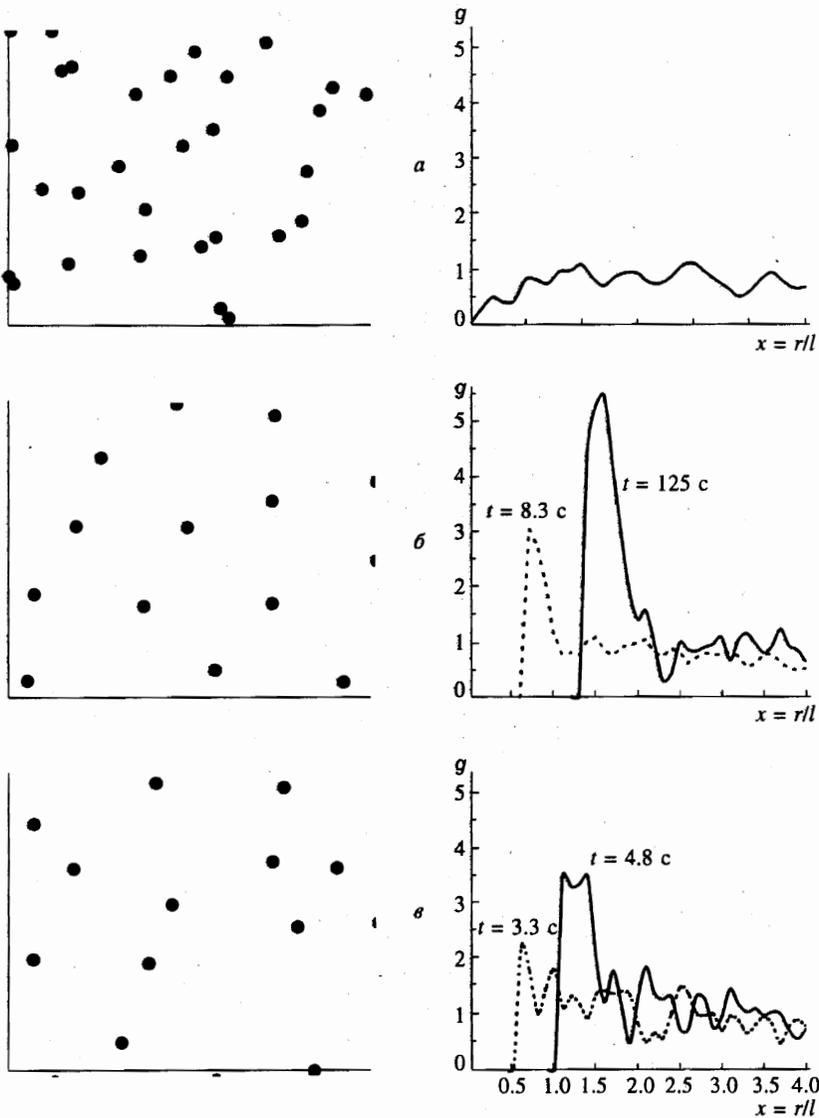


Рис. 4. Фрагменты пространственного расположения частиц и парные корреляционные функции $g(x)$ (где $x = r/l$) для частиц бронзы с $Z = 69000$ в буферном газе с различным давлением P в разные моменты времени t : а — $t = 0$ с; б — $P = 40$ Торр, $t = 125$ с; в — $P = 0.01$ Торр, $t = 4.8$ с. Штриховыми линиями обозначены корреляционные функции, соответствующие времени t_{str} формирования ближних порядков

величины t_{str} приведены в табл. 3 для различных начальных концентраций частиц с зарядом $Z = Z_{max}$ и давлений P буферного газа.

Результаты расчетов показывают, что время t_{td} ухода частиц на стенки колбы во всех рассмотренных случаях много меньше, чем время t_{ch} фотоэмиссионной зарядки частиц и чем время t_{str} установления жидкостной структуры макрочастиц. Таким обра-

зом, можно сделать вывод о возможности наблюдения ближних порядков корреляции межчастичных расстояний (пылевых структур типа жидкости) в условиях микрогравитации без использования электрических ловушек для удержания частиц. Для иллюстрации динамики формирования упорядоченных структур макрочастиц в данных условиях на рис. 4а, б, в приведены результаты расчета парных корреляционных функций, выполненные методом молекулярной динамики для частиц бронзы с зарядом $Z_{max} = 69000$ в буферном газе (неон) с различным давлением. Штриховой линией обозначены корреляционные функции, соответствующие времени t_{str} формирования ближних порядков. Там же показаны фрагменты пространственного расположения частиц в начальный момент времени и для времени $t(n_0/n = 10)$ уменьшения начальной концентрации частиц $n_0 = 165 \text{ см}^{-3}$ на порядок.

3. ЭКСПЕРИМЕНТ

3.1. Экспериментальная установка

Эксперимент проводился на установке, состоящей из следующих основных узлов (рис. 5):

1. рабочая камера;
2. сменные стеклянные ампулы, содержащие частицы борида лантана LaB_6 (2 шт.), бронзы с монослоем цезия (2 шт.), оксида церия CeO_2 (2 шт.) в буферном газе (неон) при различных давлениях;

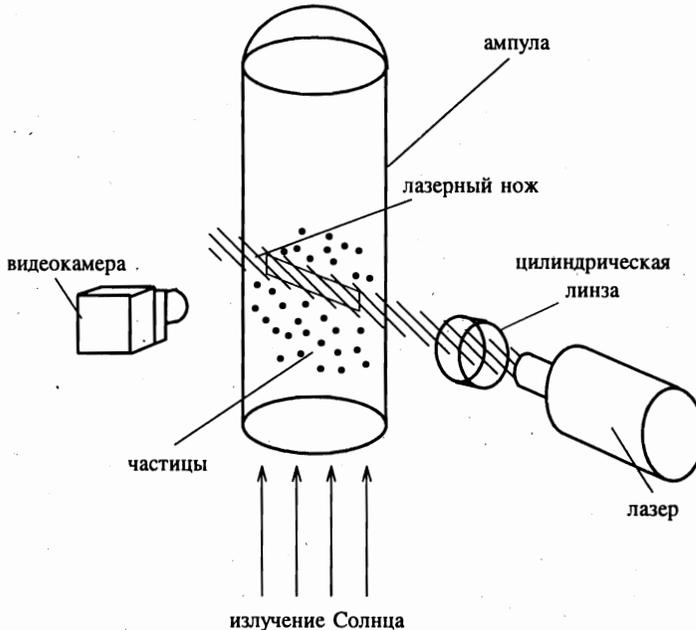


Рис. 5. Схематическое изображение экспериментальной установки

3. источник излучения — полупроводниковый лазер с рабочей длиной волны 0.67 мкм, мощностью 30 мВт;
4. видеокомплекс «Глиссер» в составе: блок питания; штатная ПЗС-камера с объективом; магнитофонный модуль и пульт дистанционного управления;
5. крепежные элементы.

Сменные стеклянные ампулы представляли собой стеклянные цилиндры, один торец которых являлся плоским увиолевым окном и был предназначен для освещения частиц солнечным излучением (рис. 1). Непосредственно перед проведением эксперимента нужная ампула устанавливалась в лирики держателя рабочей камеры плоским торцом к иллюминатору. Для диагностики ансамбля частиц ампула освещалась плоским лазерным пучком («лазерным ножом», ширина «ножа» не более 200 мкм), для получения изображения использовалась ПЗС-камера, сигнал с которой записывался на магнитную ленту. Поле зрения видеокамеры представляло собой прямоугольник размером примерно 8×10 мм (рис. 1), видеокамера настраивалась на центр ампулы (см. рис. 1), глубина резкости при выбранном значении диафрагмы «16» составляла около 10 мм. Эксперименты проводились при трех значениях рабочего давления $P_1 = 0.01$ Торр (для всех типов исследуемых частиц) и $P_2 = 40$ Торр (для частиц бронзы) и $P_3 = 70$ Торр (для частиц LaV_6 и CeO_2).

3.2. Поведение структуры макрочастиц в условиях микрогравитации

Первый этап эксперимента заключался в наблюдении за поведением ансамбля макрочастиц, помещенных в рабочую камеру, при воздействии солнечного излучения. В исходном состоянии частицы находились на стенках ампулы, поэтому эксперимент проводился по следующей схеме: динамическое воздействие (толчок) на систему и релаксация к исходному состоянию — уход на стенки. Эксперименты показали, что проводить исследования возможно только с частицами бронзы, частицы окиси церия и бориды лантана плохо стряхиваются со стенок, быстро слипаются, налипают на стенки колбы, затеняя рабочую область. Поэтому дальнейший анализ проводится только для частиц бронзы.

На рис. 6а–г приведены последовательные состояния системы частиц в ампуле с давлением $P_1 = 0.01$ Торр после динамического воздействия на систему, на рис. 7а–г — состояние системы в ампуле с $P_2 = 40$ Торр. Наблюдения за движением частиц показали, что векторы скорости частиц на начальной стадии направлены хаотически и частицы уходят на стенки без выделенного направления; в дальнейшем обычно появляется выделенное направление, причем в колбе с высоким давлением движение по определенным траекториям проявляется больше (см. рис. 7). В некоторых экспериментах наблюдалось колебание частиц на фоне общего поступательного движения, при обработке траекторий частиц периодические изменения величины скорости частицы были обнаружены во всех экспериментах. Данные изменения скорости частиц могут быть связаны с флуктуациями заряда частиц или с динамическим воздействием микроускорений, имеющих место на борту космической станции. Наблюдалось изменение видности частиц (возможная причина — вращение). Еще один интересный факт — образование агломератов, количество частиц в которых варьируется от 3–4 до нескольких сотен (рис. 8а,б). При слабом динамическом воздействии агломераты могут слетать со стенок колбы. Результаты наблюдения за поведением частиц в колбе с высоким давлением показывают, что основная часть агломератов образуется в объеме колбы в течение нескольких секунд после динамического воздействия. Агломерация частиц в

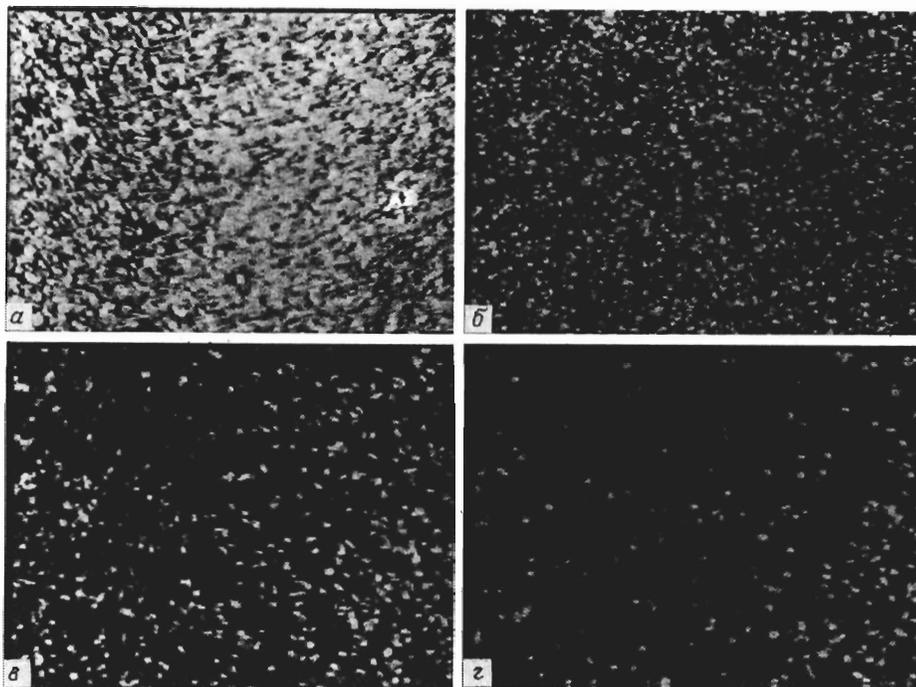


Рис. 6. Последовательные состояния системы частиц бронзы в ампуле с давлением $P_1 = 0.01$ Торр после динамического воздействия на систему

объеме колбы может быть связана с тем, что в начальные моменты освещения частицы приобретают разноименные заряды: положительные — за счет эмиссии фотоэлектронов, отрицательные — заряжаясь потоками электронов, эмитированных с соседних частиц. Аналогичный эффект наблюдался в работе [15].

На основании наблюдений за изменением траекторий частиц при их сближении (столкновения частиц) и при приближении к стенке был сделан вывод о зарядке частиц. Следует также отметить, что при перекрытии солнечного излучения в колбе с $P_2 = 40$ Торр частицы двигаются очень медленно, а при воздействии излучением на ансамбль частиц происходит ускорение движения. Анализируя динамическое поведение макрочастиц, можно оценить величину их заряда.

3.3. Определение заряда частиц

По наблюдениям за поведением ансамбля частиц при освещении время ухода частиц на стенки составляло около 5 с для $P_1 = 0.01$ Торр и от 3 до 5 мин в колбе с давлением буферного газа $P_2 = 40$ Торр. Это позволяет предположить (по данным табл. 3), что частицы бронзы заряжались до заряда близкого к расчетному $Z_{max} = 69000$. Заряд частиц можно оценить как по относительному изменению концентрации частиц, так и по траекториям их движения. В первом случае для определения заряда частиц могут быть использованы аппроксимации вида (14а), (14б), которые позволяют определять ω_0 по экспериментальным зависимостям относительного изменения concentra-

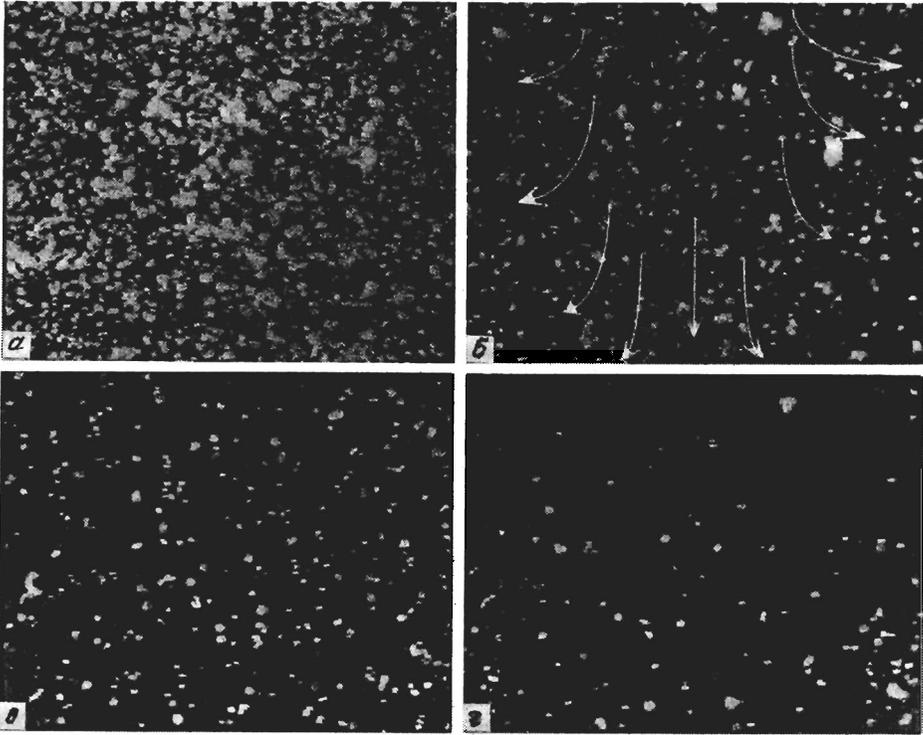


Рис. 7. Последовательные состояния системы частиц бронзы в ампуле с давлением $P_2 = 40$ Торр после динамического воздействия на систему

ции $n(t)/n_0$ частиц. На рис. 9а, б приведены экспериментальные зависимости $n(t)/n_0$ и аппроксимирующие функции (14а), (14б) с $\omega_0 = 0.315 \text{ с}^{-1}$, дающие наилучшее согласие с экспериментом как для случая $P_2 = 40$ Торр, так и для колбы с низким давлением $P_1 = 0.01$ Торр.

Зависимости $n(t)/n_0$ определялись при освещении их солнечным излучением после выдержки в темноте, когда частицы успевали снизить скорость, приобретенную от начального импульса (рис. 9а, б). Для случая встряхивания колбы при открытом солнечном излучении экспериментальные данные интерпретировать весьма сложно (см. рис. 9), поскольку начальную концентрацию n_0 частиц определить с требуемой точностью практически невозможно. Начальная концентрация n_0 определялась без солнечного излучения по частицам, попадающим в плоскость лазерного ножа, и находилась в пределах от 150 до 250 см^{-3} . Исходя из найденных величин $n_0 = 150\text{--}250 \text{ см}^{-3}$ и $\omega_0 = 0.315 \text{ с}^{-1}$ заряд частиц можно определить как

$$Z = (\omega_0/e)\sqrt{m_d/n_0} = (6.38 \pm 0.81) \cdot 10^4.$$

Таким образом, полученный заряд с точностью до 13% соответствует $Z_{max} = 69000$.

Второй способ определения заряда частиц основан на решении уравнения движения

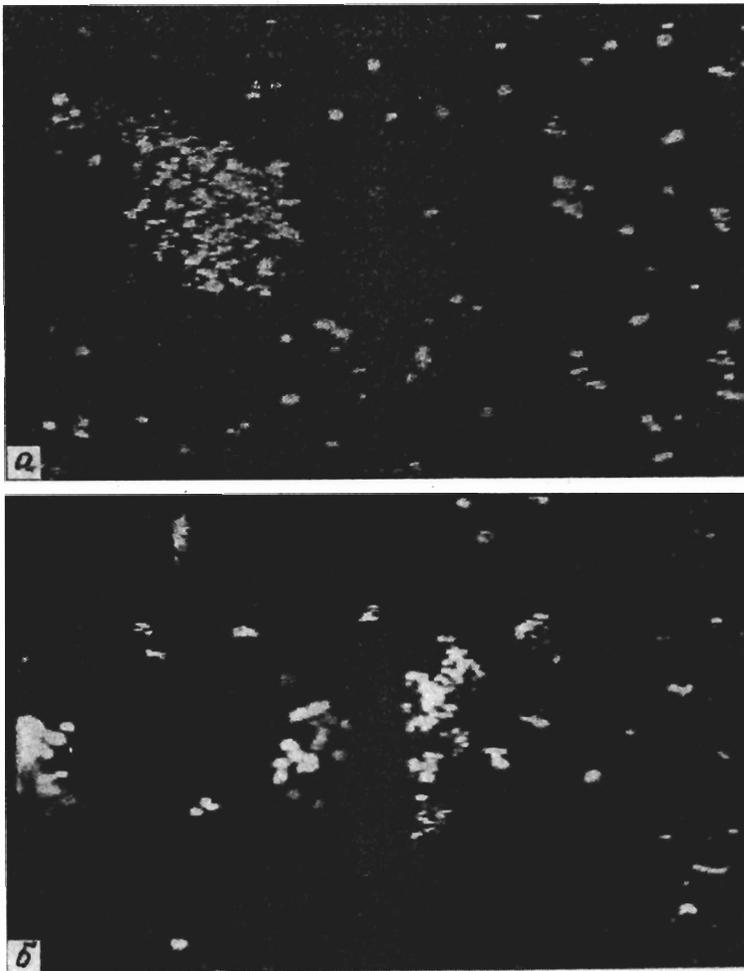


Рис. 8. Образование агломератов макрочастиц

частицы в известном электрическом поле $E(r)$:

$$\frac{d^2r}{dt^2} = -\nu \frac{dr}{dt} + E \frac{Ze}{m_d} \tag{16}$$

Величина напряженности поля E может быть задана формулой (7) с учетом усреднения по радиусу цилиндра как $E = \pi e Z n_p R_{cyl}$. Здесь мы учитываем, что плотность объемного заряда $\sigma = e Z n_p$ при $Z n_p < n_e^{wall}$ и $\sigma = e n_e^{wall}$ при $Z n_p > n_e^{wall}$, поскольку анализ движения частиц проводился при низких концентрациях ($n_p < 10^2$). Определив скорость V и ускорение a частиц по траекториям их движения, заряд частицы можно найти из уравнения (16):

$$Z^2 = a m_d / (e^2 \pi n_p R_{cyl}), \quad P_1 = 0.01 \text{ Торр}, \tag{17a}$$

$$Z^2 = (V + a) m_d / (e^2 \tau_{br} \pi n_p R_{cyl}), \quad P_2 = 40 \text{ Торр}. \tag{17b}$$

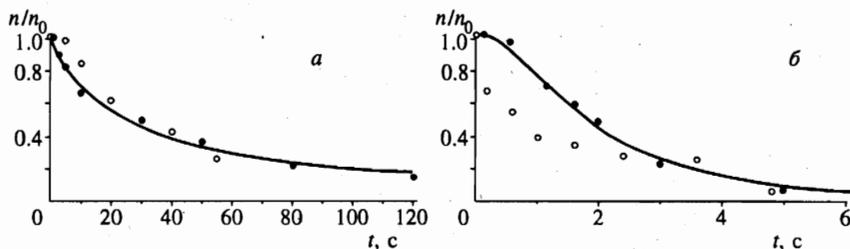


Рис. 9. Экспериментальные зависимости концентрации $n(t)/n_0$ от времени t в колбах с давлением 40 (а) и 0.01 (б) Торр, полученные спустя $t \gg \tau_{br}$ после динамического воздействия на колбу (темные кружки); непосредственно после взбалтывания колбы (светлые кружки). Сплошными линиями показаны аппроксимации (14а), (14б) для собственной частоты $\omega_0 = 0.315 \text{ с}^{-1}$

Таблица 4

Результаты измерений заряда Z частиц по траекториям их движения

№	P , Торр	n_p , см^{-3}	a , м/с^2	V , м/с	Z
1	0.01	10^1	$6 \cdot 10^{-4}$	$2.5 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^4$
2		$3 \cdot 10^1$	$1.2 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^{-3}$	10^5
3		$5 \cdot 10^1$	$1.6 \cdot 10^{-3}$	$1.2 \cdot 10^{-2}$	$8 \cdot 10^4$
4	40	$3 \cdot 10^1$	$1.5 \cdot 10^{-4}$	$7 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^4$

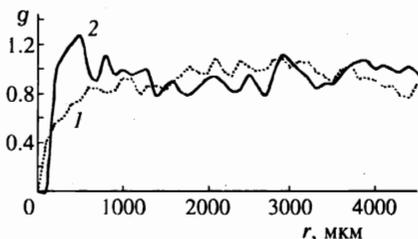


Рис. 10. Экспериментальные корреляционные функции $g(r)$, полученные при обработке изображений без освещения (1) и при солнечном облучении (2)

В табл. 4 приведены характерные значения зарядов макрочастиц, которые хорошо согласуются с величиной заряда, полученной по изменению относительной концентрации $n(t)/n_0$ частиц. Следует заметить, что некоторое превышение заряда в случае с низким давлением легко объяснить, так как в условиях малой вязкости первыми из колбы уходят более легкие и, соответственно, более мелкие частицы, имеющие меньший заряд. В случае большой вязкости время ухода частиц на стенки не должно сильно зависеть от их размера.

Несмотря на высокие заряды частиц и большую величину параметра взаимодействия $\Gamma \simeq 10^4$ (см. табл. 4), сильную корреляцию межчастичных расстояний наблюдать не удалось. Измеренные корреляционные функции имели заметное отличие от расчетных (рис. 4). Типичный вид корреляционных функций, полученных при обработке экспериментальных изображений без освещения (лазерный нож) и при солнечном облучении, показан на рис. 10. Различие экспериментальных и расчетных результатов может

определяться рядом причин: полидисперсностью исследуемого порошка частиц; образованием агломератов, количество частиц в которых варьируется от 3–4 до нескольких сотен. Последнее обстоятельство вносит наиболее существенный вклад в нарушение корреляции межчастичных расстояний.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе представлены результаты наблюдений за поведением ансамбля макрочастиц, заряжающихся путем фотоэмиссии при воздействии солнечного излучения в условиях микрогравитации. Проведена оценка зарядов частиц, установлено, что в условиях эксперимента частицы заряжаются до максимально возможных зарядов — несколько единиц на 10^4 . Результаты расчета фотоэмиссионных зарядов частиц соответствуют результатам наблюдений. Оценка зарядов частиц проводилась двумя способами, дающими хорошее согласие с расчетом: по траекториям движения частиц и с использованием полученных аппроксимаций изменения относительной концентрации частиц. Полученные величины зарядов и параметра межчастичного взаимодействия показывают возможность формирования в данных условиях упорядоченных структур макрочастиц кристаллического и жидкостного типа. Следует отметить, что в условиях открытого космоса эффективность зарядки частиц с низкой работой выхода фотоэлектронов будет выше за счет дополнительного воздействия УФ спектра солнечного излучения, а следовательно, увеличится и параметр межчастичного взаимодействия.

Несмотря на то что динамическое поведение частиц (изменение концентраций частиц в исследуемом объеме) хорошо соответствовало найденному в результате численного анализа, вид корреляционных функций, наблюдаемых в эксперименте, сильно отличается от расчетного и говорит о формировании в исследуемом объеме только слабокоррелированных структур жидкостного типа. Основной причиной данного отличия может быть агломерация разноименно заряженных частиц в процессе их зарядки. Тем не менее анализ и сопоставление результатов экспериментального и теоретического исследований подтверждает вывод о возможности существования протяженных упорядоченных образований макрочастиц, заряженных солнечным излучением, жидкостного типа в условиях микрогравитации даже при наличии существенного эффекта агломерации частиц.

Данная работа была частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 98-02-16828).

Литература

1. С. А. Каплан, *Межзвездная среда и происхождение звезд*, Знание, Москва (1977).
2. Н. Н. Горькавый, А. М. Фридман, УФН **160**, 169 (1990).
3. F. Melanso and O. Havnes, *J. Geophys. Res.* **95**, 5837 (1991).
4. M. Rosenberg and D. A. Mendis, *IEEE Trans. on Plasma Science* **23**, 177 (1995).
5. V. E. Fortov, A. P. Nefedov, V. M. Torchinsky, V. I. Molotkov, O. F. Petrov, A. A. Samarian, A. M. Lipaev, and A. G. Khrapak, *Phys. Lett. A* **229**, 317 (1997).
6. J. H. Chu and I. Lin, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 4009 (1994).

7. H. Thomas, G. E. Morfill, V. Demmel et al., Phys. Rev. Lett. **73**, 652 (1994).
8. Y. Hayashi and K. Tachibana, Jap. J. Appl. Phys. **33**, L 804 (1994).
9. A. Melzer, T. Trottenberg, and A. Piel, Phys. Lett. A **191**, 301 (1994).
10. В. Е. Фортвов, А. П. Нефедов, В. М. Торчинский, В. И. Молотков, А. Г. Храпак, О. Ф. Петров, К. Ф. Вольхин, Письма в ЖЭТФ **64**, 86 (1996).
11. А. П. Нефедов, О. Ф. Петров, В. Е. Фортвов, УФН **167**, 1215 (1997).
12. V. E. Fortov, A. P. Nefedov, O. F. Petrov, A. A. Samarian, and A. V. Chernyshev, Physical Review E: Rapid Communications. **54**, 2236 (1996).
13. V. E. Fortov, A. P. Nefedov, O. F. Petrov, A. A. Samarian, and A. V. Chernyshev, Phys. Lett. A **219**, 89 (1996).
14. В. Е. Фортвов, А. П. Нефедов, О. Ф. Петров, А. А. Самарян, А. В. Чернышев, ЖЭТФ **111**, 467 (1997).
15. T. Yokota and K. Honda, JQSRT **56**, 761 (1996).
16. C. Cui and J. Goree, IEEE Trans. on Plasma Science **22**, 151 (1994).
17. В. Н. Цытович, УФН **167**, 57 (1997).
18. C. K. Goertz, Geophys. Rev. **27**, 271 (1989).
19. В. А. Грилихис, П. П. Орлов, Л. Б. Попов, *Солнечная энергия и космические полеты*, Наука, Москва (1986).
20. I. T. Yakubov and A. G. Khrapak, Sov. Tech. Rev. B Therm. Phys. **2**, 269 (1989).
21. Д. В. Сивухин, *Общий курс физики*, Наука, Москва (1979), т. 1, с. 496.