

# КУЛОНОВСКИЙ РАЗЛЕТ ДИАМАГНИТНЫХ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В АНТИПРОБКОТРОННОЙ МАГНИТНОЙ ЛОВУШКЕ В УСЛОВИЯХ МИКРОГРАВИТАЦИИ

*М. И. Мясников<sup>a\*</sup>, Л. Г. Дьячков<sup>a</sup>, О. Ф. Петров<sup>a</sup>, М. М. Васильев<sup>a\*\*</sup>,*

*В. Е. Фортвов<sup>a</sup>, С. Ф. Савин<sup>b</sup>, Е. О. Серова<sup>b</sup>*

<sup>a</sup> *Объединенный институт высоких температур Российской академии наук  
125412, Москва, Россия*

<sup>b</sup> *РКК «Энергия» им. С. П. Королева  
141070, Королев, Россия*

Поступила в редакцию 18 июня 2016 г.

На борту Российского сегмента Международной космической станции в рамках эксперимента «Кулоновский кристалл» выполнены исследования эффектов воздействия постоянного электрического поля на сильнонеидеальные кулоновские системы из большого числа ( $\sim 10^4$ ) заряженных диамагнитных пылевых частиц в магнитной ловушке антипробкотронного типа. Использовались частицы графита размером от 100 до 400 мкм. Экспериментально наблюдался кулоновский разлет пылевого кластера и формирование нитевидных цепочек пылевых частиц. Методом молекулярной динамики выполнено моделирование наблюдаемых процессов.

DOI: 10.7868/S004445101702016X

В качестве физической модели сильнонеидеальных кулоновских систем часто рассматриваются упорядоченные пылевые структуры жидкостного и кристаллического типов в газоразрядной плазме [1–6], что позволяет экспериментально изучать различные явления (фазовые переходы, волновые процессы, возникновение неустойчивостей) в таких системах на кинетическом уровне. Одной из проблем в экспериментах с плазменно-пылевыми структурами в условиях земной гравитации является сложность получения однородных и протяженных трехмерных пылевых структур из тысяч частиц. Эта проблема может быть решена при выполнении экспериментов в условиях микрогравитации на борту космических аппаратов [7, 8].

В наших работах [9–11] предложен метод формирования кулоновских систем на основе известной способности диамагнитных тел выталкиваться в область минимальной магнитной индукции  $\mathbf{B}$ . В магнитном поле любая частица приобретает магнитный

момент  $\mathbf{M} = \chi m \mathbf{B}$ , где  $\chi$  — удельная магнитная восприимчивость вещества частицы,  $m$  — ее масса. В результате на частицу действует эффективная сила [12]

$$\mathbf{F}_B = \frac{\chi m}{2} \nabla(\mathbf{B}^2). \quad (1)$$

Для парамагнетиков  $\chi > 0$ , для диамагнетиков  $\chi < 0$ , поэтому диамагнитные тела выталкиваются в сторону локального минимума поля — «магнитной ямы» [13]. В работах [9–11] реализована ловушка с магнитным полем  $B \sim 1$  Тл для удержания малых кулоновских кластеров из нескольких диамагнитных частиц в наземных условиях. В наших работах [14, 15] представлены первые результаты экспериментальных и численных исследований по формированию сильнонеидеальных кулоновских систем из порядка  $10^3$  диамагнитных частиц (графита) в антипробкотронной магнитной ловушке в условиях микрогравитации.

Данная работа посвящена изучению воздействия постоянного электрического поля на сильнонеидеальные кулоновские системы из порядка  $10^4$  заряженных макрочастиц графита в антипробкотронной ловушке. Исследования выполнялись на борту Российского сегмента Международной космиче-

\* E-mail: miasnikovmi@mail.ru

\*\* E-mail: mixxy@mail.ru

ской станции (МКС) в рамках эксперимента «Кулоновский кристалл» во время проведения экспедиции МКС-41/42 (сентябрь 2014 г.–март 2015 г.).

Экспериментальная установка «Кулоновский кристалл» подробно описана в работах [14, 15]. Она состоит из электромагнита специальной конструкции, создающего антипробкотронное магнитное поле, и сменных контейнеров, внутри которых установлены стеклянные ампулы с частицами графита и оптическая система для диагностики кулоновских структур. Антипробкотронное магнитное поле создается двумя соосными катушками, токи в которых циркулируют в противоположных направлениях. Корпус электромагнита диаметром 15 см, высотой 18 см является магнитопроводом, соединяющим сердечники катушек, расположенных на расстоянии 6 см друг от друга. На оси между катушками находится точка с нулевым магнитным полем (точка  $O_B$ ), при изменении тока в одной из катушек она смещается вдоль оси. Вокруг нее находится область радиусом не менее 2 см, в которой зависимость поля от координат является линейной (с точностью несколько процентов). При максимальном значении тока в обеих катушках  $i_m = 6.5$  А градиент поля вдоль оси электромагнита 400 Гс/см; в плоскости симметрии поля, проходящей через точку  $O_B$ , радиальный градиент в два раза меньше — 200 Гс/см, что характерно для антипробкотрона. Магнитное поле на оси симметрии  $z$  направлено вдоль этой оси и в линейном приближении [14, 15]

$$B_z = c(i_2 - i_1) - b(i_1 + i_2)z, \quad (2)$$

где  $i_1$  ( $i_2$ ) — ток в верхней (нижней) катушке, координата  $z$  отсчитывается от точки  $O_B$  при  $i_1 = i_2$ . При  $i_1 \neq i_2$  ее положение  $z_0 = c(i_2 - i_1)/b(i_1 + i_2)$ . По данным предварительных (наземных) измерений  $b = 400/13$  Гс/(А·см), коэффициент  $c = 115$  Гс/А определен по данным наблюдений за поведением ансамбля частиц в условиях микрогравитации [14, 15]. Радиальный градиент магнитного поля в линейном приближении пропорционален суммарному току обеих катушек с коэффициентом пропорциональности 200/13 Гс/А. Ток в катушках электромагнита изменяется дискретно и может принимать (помимо нулевого) четыре значения: 30, 50, 70 и 100 % от  $i_m = 6.5$  А. В рабочую зону между катушками электромагнита устанавливаются один из сменных контейнеров с пылевыми частицами графита.

Для изучения эффектов влияния электрического поля на кулоновские структуры в условиях микрогравитации используются сменные контейнеры, фо-

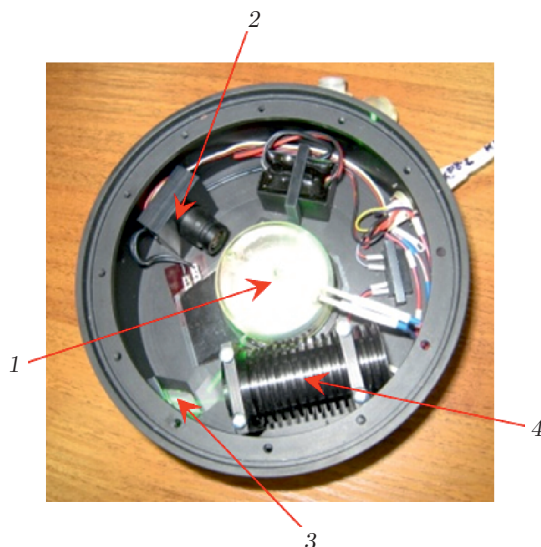


Рис. 1. Оптическая схема внутри нового сменного контейнера: 1 — стеклянная ампула с частицами графита, 2 — ПЗС-камера, 3 — зеркало, 4 — целевой лазер

тография одного из них представлена на рис. 1. Внутри каждого контейнера установлена стеклянная цилиндрическая ампула диаметром 52 мм и высотой 40 мм, заполненная аргоном при атмосферном давлении и содержащая частицы графита. В контейнерах использовались частицы размером  $d = 100, 200, 300$  и  $400$  мкм в количестве около  $3 \cdot 10^4$  в каждой ампуле. Частицы заряжались при контакте с центральным проволочным электродом из молибдена диаметром  $2R_1 = 200$  мкм на оси ампулы. Внешний электрод располагался полукругом с диаметром  $2R_2 = 51$  мм около стеклянной цилиндрической стенки, другая половина стенки оставалась свободной для проведения наблюдений. Максимальное напряжение между электродами составляло 150 В. Внутри каждого контейнера предусмотрены два типа подсветки: электролюминесцентная панель и плоский лазерный пучок. Для видеозаписи поведения структуры частиц использовалась ПЗС-камера.

Частицы графита в исходном состоянии находились на стенках стеклянной ампулы, а после встряхивания заполняли ее объем. Включение электромагнитов приводило к их вытеснению в центральную область вблизи точки с нулевым магнитным полем, где при контакте с центральным электродом под потенциалом от 24 В до 150 В частицы получали электрический заряд. При подаче потенциала на центральный электрод до включения магнитного поля процесс зарядки частиц происходил плавно, в результате формировался кулоновский ан-

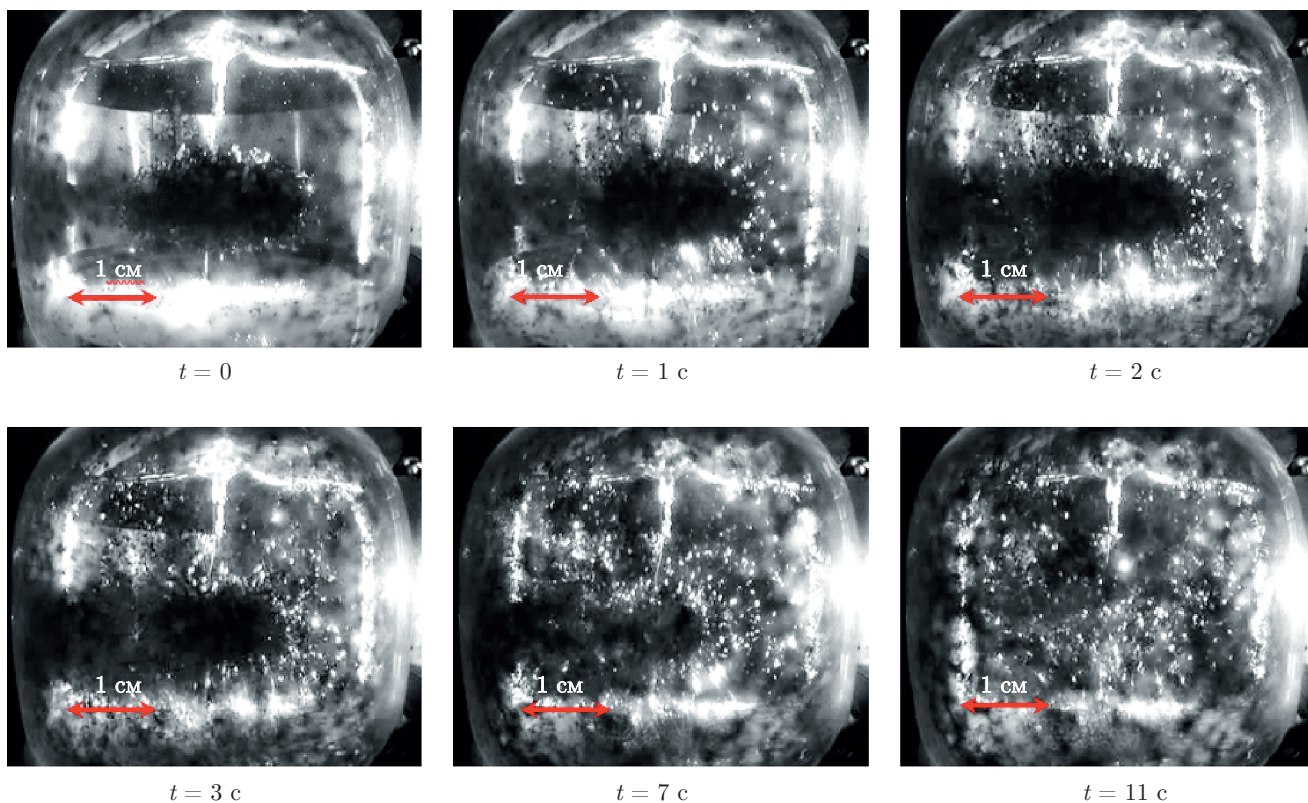


Рис. 2. Последовательность кадров видеосъемки, демонстрирующая распад кластера из  $3 \cdot 10^4$  частиц при подаче потенциала 150 В на центральный электрод. Диаметр частиц 200 мкм, ток в верхней катушке электромагнита  $0.7i_m = 4.55$  А, в нижней —  $0.5i_m = 3.25$  А

самбль в форме сплюсненного эллипсоида вращения с отношением полуосей близким к теоретическому значению 0.2934 для однородно заряженного эллипсоида [15]. Если при включении магнитного поля потенциал на центральном электроде был нулевым, то в магнитной яме формировался кластер из незаряженных частиц в форме эллипсоида вращения с отношением полуосей близким к теоретическому значению 1/2. При подаче на центральный электрод потенциала 150 В в результате зарядки пылевых частиц происходил их интенсивный разлет к стенкам ампулы, вначале внешних частиц кластера, а затем и внутренних, по мере того как они оказывались на поверхности. Процесс разлета продолжался до полного распада кластера за время около 10 с. Скорость разлета частиц была порядка 1–5 см/с и уменьшалась по мере распада кластера. На рис. 2 представлена последовательность кадров видеосъемки, демонстрирующая разрушение кластера. Такой эффект можно объяснить тем, что при отсутствии электрического поля между электродами незаряженные частицы графита могут соприка-

саться, создавая электрический контакт. При включении электрического поля заряд «перетекал» от центрального электрода на частицы, расположенные на внешней оболочке кластера. Если их заряд оказывался достаточно большим и силы электростатического отталкивания между ними и взаимодействия с электрическим полем превышали удерживающие их силы, то частицы покидали кластер, разлетаясь к стенкам ампулы. После разлета внешнего слоя заряжался следующий слой, который также разлетался, что в конечном итоге приводило к полному разрушению кластера.

Другой эффект обнаружен при включении плоской электролюминесцентной панели, расположенной в нижней части экспериментальной ампулы. При потенциале над поверхностью панели приблизительно 2 В наблюдалось формирование нитевидных цепочек пылевых частиц, вытянутых от кластера к нижней поверхности стеклянной ампулы (рис. 3).

Оценим заряд частиц, полагая для простоты их форму сферической, а также равномерное распре-



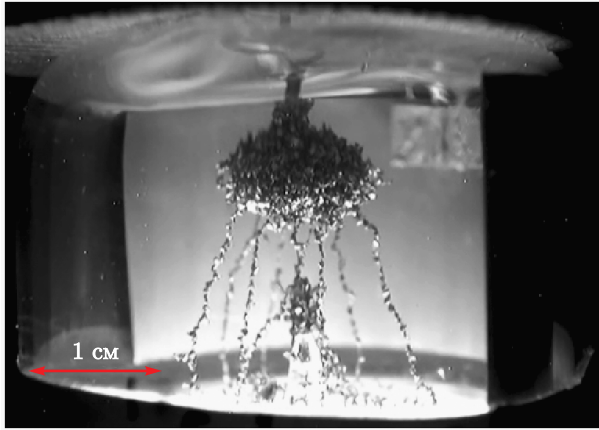


Рис. 3. Формирование цепочечных структур из графитовых частиц диаметром 300 мкм в магнитной ловушке под воздействием поля электролюминесцентной панели в нижней части экспериментальной ампулы

ление по объему кластера, имеющего форму сплюснутого эллипсоида вращения (сфероида). Последовательный разлет вначале внешних частиц, затем внутренних позволяет рассматривать кластер как проводящее тело с зарядом, распределенным по поверхности, и потенциалом, равным потенциалу центрального электрода относительно внешнего. Потенциал кластера  $\phi_0$  и поверхностная плотность заряда  $\sigma$  сплюснутого сфероида определяются формулами [16]

$$\phi_0 = \frac{Q}{\sqrt{a^2 - c^2}} \arccos \frac{c}{a}, \quad (3)$$

$$\sigma(\rho, z) = \frac{Q}{4\pi a^2 c \sqrt{\rho^2/a^4 + z^2/c^4}}, \quad (4)$$

где  $Q$  — его полный заряд,  $a$  — радиус в плоскости  $x-y$ ,  $c$  — полуось по оси симметрии  $z$  ( $c < a$ ),  $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$ . Поскольку радиальная  $\rho$  и осевая  $z$  координаты связаны уравнением эллипсоида вращения  $\rho^2/a^2 + z^2/c^2 = 1$ , плотность заряда (4) можно представить как функцию одной переменной, например,  $\rho$ . С учетом (3) получим

$$\sigma(\rho) = \frac{\phi_0}{4\pi \left( \frac{a^4}{a^2 - c^2} + \rho^2 \right)^{1/2} \arccos \frac{c}{a}}.$$

Для кластера в антипробкотронной ловушке из первоначально незаряженных частиц  $c = a/2$ . Тогда

$$\sigma(\rho) = \frac{3\sqrt{3}\phi_0}{4\pi^2\sqrt{4a^2 - 3\rho^2}}. \quad (5)$$

Наличие центрального проволочного электрода, пронизывающего кластер, очевидно, искажает его форму и распределение заряда по его поверхности, в основном вблизи электрода. Но для оценок можно пренебречь этими искажениями, так как при  $\rho \approx a$ ,  $z < c$  (где начинается разлет кластера) поле кластера  $E_c \approx 4\pi\sigma$  значительно превышает поле между электродами  $E_e = \phi_0/\rho \ln(R_2/R_1)$ . В условиях нашего эксперимента  $E_c(a, 0)/E_e(a) \approx 9$ .

При равномерном распределении частиц по объему кластера в его поверхностном слое толщиной, равной их диаметру  $d$  (при  $d \ll a$ ), находится число частиц  $N_S = NSd/V$ , где  $N$  — полное число частиц в кластере,  $S$  — площадь его поверхности,  $V = (4/3)\pi a^2 c = (2/3)\pi a^3$  — его объем. В результате находим заряд частицы в поверхностном слое кластера:

$$q(\rho) = \sigma(\rho) \frac{S}{N_S} = \sigma(\rho) \frac{V}{Nd} = \frac{2\pi a^3 \sigma(\rho)}{3Nd}. \quad (6)$$

На краю кластера — в области максимальной кривизны его поверхности ( $\rho = a$ ,  $z = 0$ ), подставляя (5) в (6), для заряда частицы получим

$$q(a) = \frac{\sqrt{3} a^2 \phi_0}{2\pi Nd}. \quad (7)$$

При  $a = 1$  см,  $d = 200$  мкм,  $\phi_0 = 150$  В,  $N = 3 \cdot 10^4$  заряд частицы  $q(a) = 5 \cdot 10^5 e$  ( $e$  — элементарный заряд).

Сравним силу кулоновского отталкивания частицы от кластера, которую приближенно можно оценить как  $F_c = qE_c$ , и силу ее магнитного удержания в ловушке (1). При плотности графита 2.1 г/см<sup>3</sup> сферическая частица диаметром 200 мкм имеет массу  $m_p = 9 \cdot 10^{-6}$  г. Для удельной магнитной восприимчивости графита примем значение  $\chi = -4 \cdot 10^{-6}$  см<sup>3</sup>/г, полученное нами в работе [15]. Тогда даже при  $\phi_0 = 24$  В и максимальном токе в обеих катушках имеем  $F_c/F_B \approx 3.4$ . Это означает, что уже при таком потенциале кластер должен был разрушиться, если бы между частицами не было сил адгезионного сцепления (но при отсутствии контакта между частицами кластер нельзя было бы полагать проводящим телом). Таким образом, при увеличении потенциала на центральном электроде и, соответственно, заряда на частицах графита разрушение кластера происходит, когда силы кулоновского отталкивания между частицами превысят не только силы удержания магнитной ловушки, но главным образом силы молекулярного сцепления между частицами. Важность последних подтверждается также тем фактом, что при зарядке кластера, сформированного в магнитной ловушке из первоначально

незаряженных частиц, не происходит изменения его формы. Соотношение между осями сфероида остается таким же, как для кластера из незаряженных частиц,  $c/a \approx 1/2$ .

Для моделирования методом молекулярной динамики (МД) формирования кластера из частиц графита в антипробкотронном магнитном поле и его последующего разрушения вследствие кулоновского разлета пылевых частиц при включении постоянного электрического поля численно решалась система уравнений Ньютона

$$m_p \frac{d^2 \mathbf{r}_k}{dt^2} = \sum_l F(|\mathbf{r}_{kl}|) \frac{\mathbf{r}_{kl}}{|\mathbf{r}_{kl}|} + \mathbf{F}_{kB} + q \mathbf{E}_e(\mathbf{r}_k) + \mathbf{f}_k, \quad (8)$$

где  $m_p$  — масса частицы;  $\mathbf{r}_k$  — радиус-вектор центра  $k$ -й частицы относительно начала координат (точки  $O_B$  при  $i_1 = i_2$ );  $\mathbf{r}_{kl} = \mathbf{r}_k - \mathbf{r}_l$ ;  $F(r)$  — сила взаимодействия между частицами, которая на стадии формирования кластера и при его разрушении задавалась различным образом;  $\mathbf{F}_{kB} = (\chi m_p / 2) \nabla(\mathbf{B}^2(\mathbf{r}_k))$  — сила удержания частицы магнитным полем (1). Электрическое поле между электродами  $\mathbf{E}_e$  приближенно считаем цилиндрически-симметричным, что допустимо вблизи центрального электрода вне кластера, где, как показано выше, оно только и может быть существенным. В этом случае напряженность поля можно представить в виде

$$\mathbf{E}_e(\mathbf{r}_k) = \frac{\phi_0 \boldsymbol{\rho}_k}{\rho_k^2 \ln(R_2/R_1)}, \quad (9)$$

где  $\boldsymbol{\rho}_k$  — составляющая вектора  $\mathbf{r}_k$ , перпендикулярная оси  $z$ . При моделировании формирования кластера из незаряженных частиц электрическое поле не включалось. Сила вязкого трения, действующая на частицу при движении в буферном газе, определяется по формуле Стокса  $\mathbf{f}_k = -3\pi d \eta (d\mathbf{r}_k/dt)$  [17], где  $\eta$  — динамическая вязкость газа.

Формирование кластера происходило из случайно распределенных по объему ампулы незаряженных частиц под воздействием антипробкотронного магнитного поля. Кластер, показанный на рис. 2 ( $t = 0$ ), формировался при токах в верхней и нижней катушках соответственно  $i_1 = 0.7i_m$  и  $i_2 = 0.5i_m$ , в этом случае в линейном приближении радиальная составляющая магнитного поля  $B_\rho$  [Гс] =  $0.6 \cdot 200\rho$  [см], а нормальная к ней составляющая  $B_z$  определяется по формуле (2). Для упрощения расчетов число частиц полагалось равным  $N = 1000$ . При этом воспроизводилось соответствующее эксперименту среднее межчастичное расстояние  $\lambda = (V/N)^{1/3} = (2\pi a^3/3N)^{1/3} \approx 2d$ , что может быть достигнуто моделированием взаимодействия между незаряженными частицами различны-

ми короткодействующими потенциалами, сочетающими притяжение на больших расстояниях и отталкивание на малых, при соответствующем выборе их параметров. В данном расчете для этой цели использовался потенциал Леннарда-Джонса [18].

Процесс зарядки при подаче на центральный электрод потенциала  $\phi_0 = 150$  В моделировался следующим образом. Строился сфероид  $\rho^2/a^2 + z^2/c^2 = 1$  ( $c = a/2$ ) с минимальным значением  $a$ , но так, чтобы центры всех частиц сформированного кластера находились внутри него или на его поверхности. Затем строился подобный ему сфероид  $\rho^2/(as)^2 + z^2/(cs)^2 = 1$ ,  $s = (a - p)/a$ . Все частицы, центры которых находились в слое между этими сфероидами, получали одинаковый заряд  $q = 10^6 e$  в пренебрежении зависимостью (6) от положения частицы на поверхности эллипсоида и несколько меньший, чем максимальное при  $N = 1000$  и  $\lambda = 0.04$  см значение  $q(a) = 1.5 \cdot 10^6 e$ . Для заряженных частиц возникало кулоновское отталкивание и в (8) полагалось  $F(r) = q^2/r^2$ . Происходил разлет заряженных частиц из кластера. Через интервал времени  $\Delta t$  заряжался следующий слой частиц, центры которых располагались между подобными эллипсоидами с параметром  $s = (a - p)/a$  и  $s = (a - 2p)/a$ , затем через время  $\Delta t$  заряжался следующий слой и т. д. Процесс продолжался до полного разрушения кластера. Для параметров  $p$  и  $\Delta t$  выбраны значения  $p = d/5$  и  $\Delta t = 0.04$  с, при которых дискретизация зарядки и вылета частиц практически не заметна.

Результат МД-моделирования воздействия электрического поля на кластер показан на рис. 4. Время полного разлета кластера из  $10^3$  частиц составило около 2.5 с, что, естественно, меньше времени разлета ( $\approx 10$  с) кластера из  $N = 3 \cdot 10^4$  частиц в эксперименте.

На рис. 5 представлены нормированные на единицу диаграммы распределения частиц графита по скорости, полученные МД-моделированием, для моментов времени  $t > 0$ , соответствующих рис. 4. Крайний левый столбец каждой диаграммы отражает почти неподвижное состояние внутренних частиц кластера. Начальный момент времени  $t_0 = 0$  соответствует включению максимального потенциала на центральном электроде, при этом все частицы неподвижны. Спустя 0.12 с максимум в распределении по скоростям частиц, «сброшенных» с внешней оболочки кластера, лежит вблизи значения 11 см/с. Далее, в процессе разрушения кластера количество взаимодействующих частиц на его внешней оболочке сокращалось, вследствие чего скорость частиц уменьшалась и при  $t = 1.2$  с составляла 1–2 см/с.

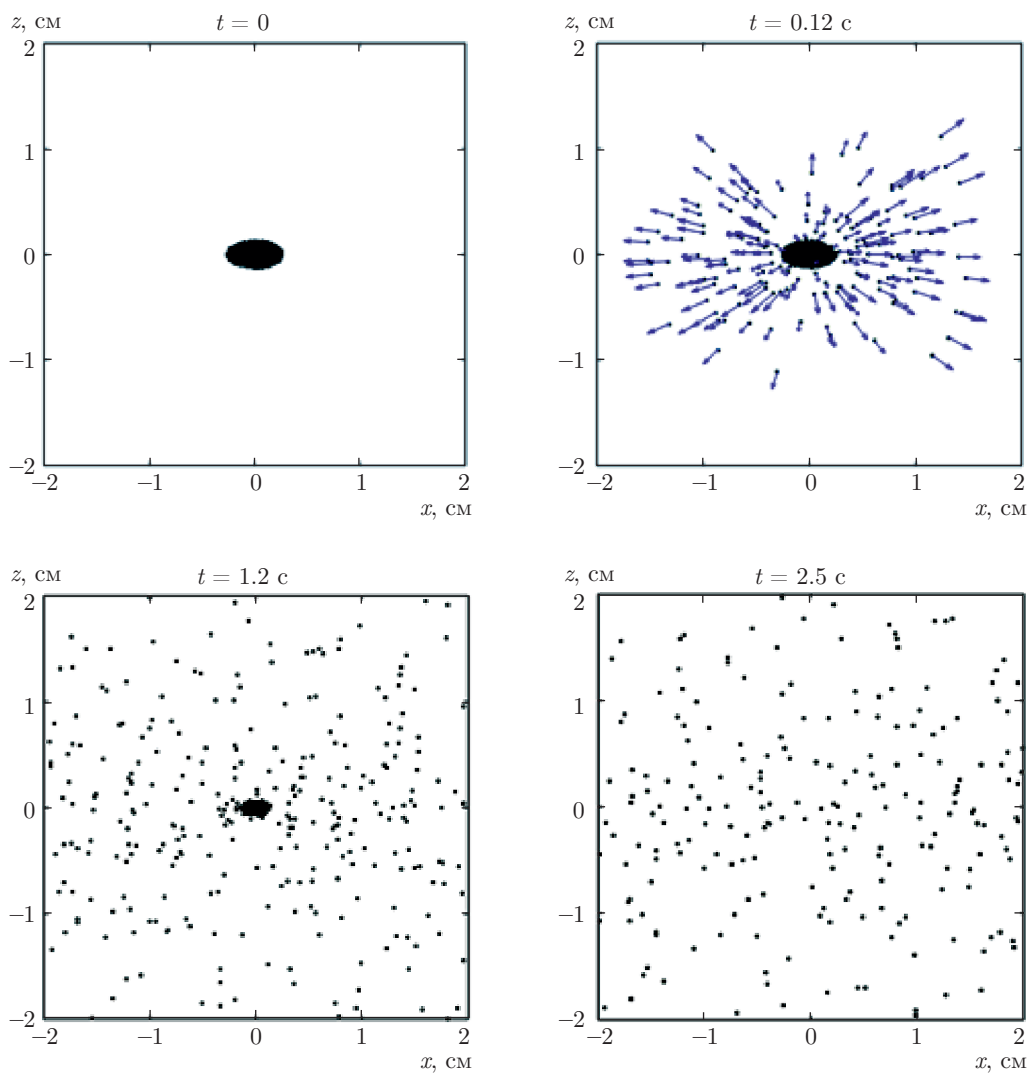


Рис. 4. МД-моделирование распада кластера из 1000 частиц диаметром 200 мкм в электрическом поле при  $\phi_0 = 150$  В. Для  $t = 0.12$  с стрелками показаны векторы скорости частиц

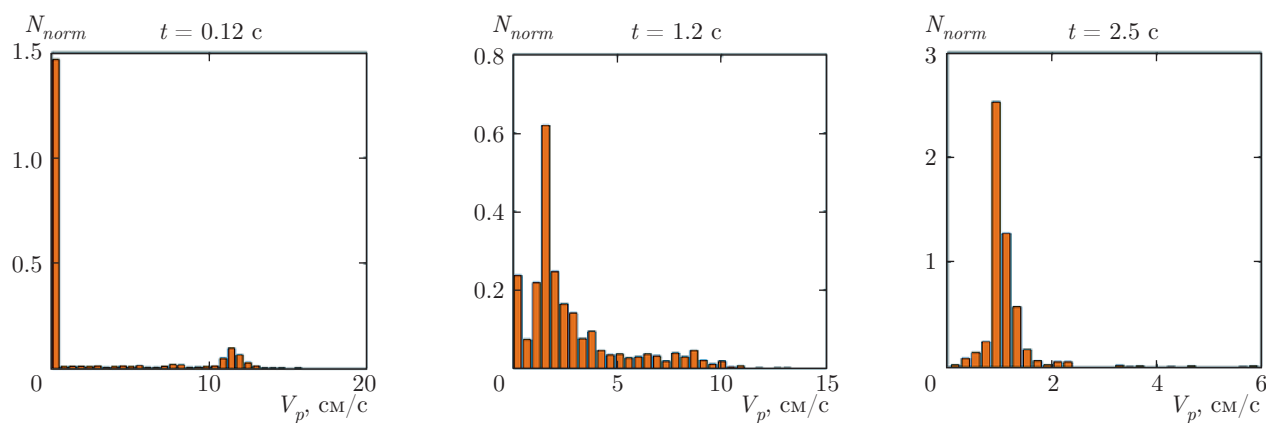


Рис. 5. Диаграммы распределения частиц графита по скорости для моментов времени  $t > 0$ , соответствующих рис. 4, по результатам МД-моделирования

МД-моделирование распада заряженного кластера было повторено с выключенным полем (9) в уравнениях (8), что показало незначительность его влияния на процесс распада и подтвердило результат соответствующих оценок.

Представлены результаты экспериментального и теоретического исследования эффектов воздействия постоянного электрического поля на сильнонеидеальную кулоновскую систему из большого числа ( $\sim 10^4$ ) заряженных диамагнитных пылевых частиц в магнитной ловушке антипробкотронного типа в условиях микрогравитации. Предложен механизм разлета кулоновского ансамбля макрочастиц. Проведено качественное сравнение экспериментальных данных с результатами МД-моделирования.

Работа поддержана Российским научным фондом (грант № 14-50-00124).

## ЛИТЕРАТУРА

1. V. E. Fortov, I. T. Iakubov, and A. G. Khrapak, *Physics of Strongly Coupled Plasma*, Oxford Univ. Press, Oxford (2006).
2. S. V. Vladimirov and K. Ostrikov, *Phys. Rep.* **393**, 175 (2004).
3. O. S. Vaulina, O. F. Petrov, V. E. Fortov, A. V. Chernyshev, A. V. Gavrikov, and O. A. Shakhova, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 035004 (2004).
4. G. E. Morfill, A. V. Ivlev, S. A. Khrapak, B. A. Klumov, M. Rubin-Zuzic, U. Konopka, and H. M. Thomas, *Contrib. Plasma Phys.* **44**, 450 (2004).
5. V. E. Fortov, O. F. Petrov, and O. S. Vaulina, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 195003 (2008).
6. P. K. Shukla and B. Eliasson, *Rev. Mod. Phys.* **81**, 25 (2009).
7. A. P. Nefedov, G. E. Morfill, V. E. Fortov et al., *New J. Phys.* **5**, 33 (2003).
8. V. E. Fortov, O. S. Vaulina, O. F. Petrov et al., *Phys. Rev. Lett.* **90**, 245005 (2003).
9. С. Ф. Савин, Л. Г. Дьячков, М. М. Васильев, О. Ф. Петров, В. Е. Фортов, Письма в ЖТФ **35**, 42 (2009).
10. S. F. Savin, L. G. D'yachkov, M. M. Vasiliev, O. F. Petrov, and V. E. Fortov, *Europhys. Lett.* **88**, 64002 (2009).
11. S. F. Savin, L. G. D'yachkov, M. I. Myasnikov, O. F. Petrov, and V. E. Fortov, *Phys. Scripta* **85**, 035403 (2012).
12. И. Е. Тамм, *Основы теории электричества*, Наука, Москва (1966).
13. Б. Б. Кадомцев, *Коллективные явления в плазме*, Наука, Москва (1976).
14. С. Ф. Савин, Л. Г. Дьячков, М. И. Мясников, О. Ф. Петров, М. М. Васильев, В. Е. Фортов, А. Ю. Калери, А. И. Борисенко, Г. Е. Морфилл, Письма в ЖЭТФ **94**, 548 (2011).
15. O. F. Petrov, M. I. Myasnikov, L. G. D'yachkov, M. M. Vasiliev, V. E. Fortov, S. F. Savin, A. Yu. Kaleri, A. I. Borisenko and G. E. Morfill, *Phys. Rev. E* **86**, 036404 (2012).
16. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Наука, Москва (1982).
17. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Гидродинамика*, Наука, Москва (1988).
18. J. E. Lennard-Jones, *Proc. Roy. Soc. A* **106**, 463 (1924).