

# САМОПОДДЕРЖИВАЮЩАЯСЯ ВРАЩАТЕЛЬНАЯ ДИНАМИКА ПАРЫ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В ПОТОКЕ ПЛАЗМЫ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА

*Д. А. Колотинский*<sup>a,b\*</sup>, *Р. А. Сыроватка*<sup>a,b</sup>, *И. В. Воронов*<sup>a,b</sup>, *Е. А. Лисин*<sup>a,b</sup>,  
*А. В. Тимофеев*<sup>a,b,c</sup>, *М. М. Васильев*<sup>a,b</sup>, *О. Ф. Петров*<sup>a,b</sup>

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

<sup>b</sup> *Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)  
141701, Долгопрудный, Московская обл., Россия*

<sup>c</sup> *Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»  
101000, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 3 ноября 2025 г.,  
после переработки 4 марта 2026 г.  
Принята к публикации 4 марта 2026 г.

Представлены экспериментальные и численные исследования спонтанного возникновения самоподдерживающегося вращательного движения двух заряженных сферических пылевых частиц, левитирующих в плазме газового разряда без внешнего магнитного поля и без поверхностной активности. В эксперименте наблюдается переход от стохастических колебаний к согласованной вращательной динамике по квазикруговым траекториям с устойчивым фазовым сдвигом между частицами. Многомасштабное моделирование плазменно-пылевой системы с использованием кода OpenDust воспроизводит устойчивое вращение пары частиц по квазикруговым траекториям и демонстрирует согласие с экспериментом как по форме траекторий, так и по характеру фазовой синхронизации. Показано, что устойчивое вращательное движение обусловлено двумя основными механизмами: асимметрией эффективного межчастичного взаимодействия, возникающей из-за формирования ионного следа, и различием жесткости эффективного горизонтального конфайнмента для двух пылевых частиц.

**Ключевые слова:** пылевая плазма, вращение пылевых частиц, ионный след, асимметрия эффективных взаимодействий, нелинейная динамика

DOI: 10.31857/S0044451026040077

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Пылевая плазма представляет собой слабоионизированный газ, в котором содержатся частицы конденсированного состояния микронных и субмикронных размеров [1, 2]. В условиях плазмы газового разряда такие пылевые частицы обычно приобретают значительный отрицательный заряд и зависают в приэлектродной области высокочастотного газового разряда или стратах разряда постоянного тока. Пылевые частицы в газоразрядной плазме мо-

гут формировать упорядоченные структуры и демонстрировать широкий спектр нелинейной динамики, включая коллективные эффекты, нелинейное распространение волн и автоколебательные режимы [3–9], которые доступны для прямого наблюдения с помощью оптической микроскопии.

Наличие плазменного окружения, особенно при наличии направленного потока плазмы, существенно усложняет природу взаимодействия пылевых частиц и механизм их зарядки. Это обусловлено открытостью системы и возможностью перекачки энергии из неравновесного плазменного окружения в пылевую подсистему. В частности, при наличии потока плазмы газового разряда за пылевой частицей формируется ионный след — локализованная об-

\* E-mail: kolotinskiy.da@phystech.edu

ласть избыточного положительного заряда, приводящая к нарушению симметрии эффективных взаимодействий в пылевой подсистеме. Асимметричные эффективные межчастичные взаимодействия делают динамику пылевой подсистемы негамильтоновой, открывая возможность реализации широкого спектра нелинейных коллективных эффектов, недоступных для консервативных систем [10]. Одним из наглядных проявлений открытости пылевой подсистемы является самопроизвольное вращение пылевых частиц и их кластеров в потоке плазмы в отсутствие магнитного поля.

Можно выделить два принципиально различных класса такой вращательной динамики. В первом случае вращается уединенная пылевая частица, а источник крутящего момента связан с геометрической или поверхностной асимметрией самой частицы и локальным взаимодействием плазмы с ее поверхностью [11–14]. Такое вращение связывают с рядом теоретических механизмов: асимметрией формы частицы и неравномерностью зарядового потока [15, 16], неоднородностью коэффициента присоединения ионов на поверхности [17], а также спонтанным нарушением симметрии при асимметричной зарядке частицы в ионном потоке [18] и реактивной силой, возникающей из-за ион-нейтральных столкновений [19]. Качественно такого рода механизмы родственны сценариям самопроизвольного вращения активных частиц, в частности янус-частиц [20, 21], где поверхностная асимметрия частиц также приводит к возникновению стационарного крутящего момента. Во втором случае самоподдерживающееся вращение возникает у кластеров пылевых частиц, где частицы являются сферическими и симметричными, а ключевую роль играет асимметрия эффективных межчастичных взаимодействий, обусловленная неравновесным плазменным окружением. Такой механизм сближает рассматриваемые системы с более общим классом систем, где самоподдерживающееся вращение связано с асимметрией эффективных взаимодействий [22]. В настоящей работе вращательное движение исследуется именно в рамках данного механизма.

Самоподдерживающееся вращение вертикально упорядоченных кластеров как сферических, так и геометрически асимметричных пылевых частиц в потоке плазмы газового разряда было зафиксировано в ряде работ [23–28].

В работе 2004 г. [23] ориентированная вертикально пара тяжелых агломерированных пылевых частиц, левитирующая под основным монослоем, вращалась в горизонтальной плоскости. Эти частицы

формировались из исходных сферических гранул и обладали выраженной геометрической асимметрией. При этом две частицы вращались в противоположных направлениях и с несколько различными угловыми скоростями. Такое поведение возможно интерпретировать как результат независимого вращения сильно асимметричных агломератов, возбуждаемого одним из механизмов [15–19], характерных для вращения уединенных частиц, а не как следствие асимметрии эффективного взаимодействия между двумя пылевыми частицами.

Качественно иной режим был обнаружен в работах [24, 25], где исследовались вертикально упорядоченные пары сферических частиц в плоскости плазменно-пылевого монослоя. В 2015 г. [24] было показано, что при снижении мощности газового разряда в монослое самопроизвольно формируются вращающиеся вертикальные пары: обе частицы пары вращаются синхронно в одном направлении. В плазменно-пылевом монослое вращающиеся пары самопроизвольно формировались при снижении мощности газового разряда. Также в этой же работе был предложен механизм, объясняющий формирование вращающихся пар, согласно которому вращение поддерживается за счет нарушения симметрии эффективного межчастичного взаимодействия пылевых частиц, вызванного формированием ионного следа. Предложенная гармоническая модель устойчивости вращающихся пар позволила определить минимальную частоту их вращения в 5 Гц для измеренных в эксперименте сил взаимодействия. В 2017 г. [25] было показано, что при давлениях 17.4 и 19.3 Па вращающиеся пары появляются ниже определенного порога мощности, а их угловая скорость близка к максимальной частоте продольной моды плазменно-пылевой кристаллической структуры. При меньших давлениях формирование вращающихся пар подавляется неустойчивостью связанных мод, что указывает на конкуренцию двух динамических режимов.

Последующие исследования вращающихся пар, проведенные в 2024 г. [26, 27], показали, что одиночная вращающаяся пара существенно влияет на свое окружение в плазменно-пылевом монослое: увеличивает кинетическую энергию соседних пылевых частиц, нарушает локальный порядок и увеличивает межчастичные расстояния. При наличии двух вращающихся пар между ними возникает зона с максимальным возмущением, приводящим к трехкратному росту колебаний и локальному плавлению структуры. В 2025 г. [28] было проведено численное моделирование возникновения и динамики вращаю-

щихся пар в плазменно-пылевом монослое с использованием модифицированной модели точечного ионного фокуса.

В работе 2018 г. [29] изучалось возникновение самопроизвольного вращения асимметричных кластеров пылевых частиц с угловой скоростью, зависящей от степени их асимметрии. Для объяснения проводились расчеты динамики пылевых частиц с использованием модели точечного ионного фокуса, параметризованной на основе расчетов СОПТИС [30], в которых воспроизводилась вращательная динамика кластеров.

Несмотря на существенный прогресс в понимании механизмов самопроизвольного вращения пылевых частиц в плазме без внешнего магнитного поля, до последнего времени не существовало экспериментального и теоретического подтверждения устойчивого вращения, обусловленного именно асимметрией эффективных межчастичных взаимодействий в минимально возможной системе такого типа — вертикально упорядоченной паре из двух сферических частиц. Все ранее зарегистрированные случаи относились либо к одиночным (геометрически или поверхностно асимметричным) частицам, вращение которых объясняется локальными механизмами, либо к более сложным многочастичным структурам и асимметричным кластерам. Однако, с учетом современного представления о природе асимметричных эффективных взаимодействий в ионном потоке, возникающие крутящие моменты должны проявляться и в системе из двух вертикально упорядоченных сферических частиц. В настоящей работе мы представляем экспериментальные и теоретические доказательства существования устойчивого самопроизвольного возникновения вращения в такой системе, демонстрируя, что даже простейшая упорядоченная конфигурация способна реализовать вращательную нелинейную негамильтонову динамику, обусловленную наличием ионного следа.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Нелинейная динамика исследовалась в системе двух пылевых частиц, левитирующих в плазме аргона емкостного высокочастотного газового разряда (13.56 МГц). В разрядной камере располагались два плоских горизонтальных электрода, разделенных расстоянием 3 см. На нижний электрод подавался ВЧ-сигнал, верхний электрод с круговым отверстием в центре был заземлен. Под отверстием на поверхности нижнего электрода размещалась стек-

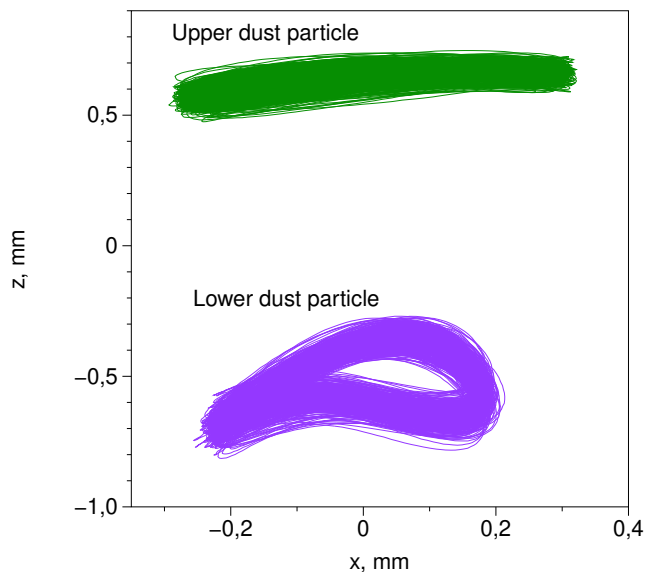


Рис. 1. Траектории движения двух пылевых частиц при возникновении устойчивого во времени периодического движения, записанные в эксперименте в течение 280 с

лянная коробочка в форме прямоугольного параллелепипеда высотой 1.5 см и поперечным размером  $1 \times 1 \text{ см}^2$ , обеспечивавшая вертикальный конфайнмент, достаточный для формирования вертикальной пары частиц.

Пылевые частицы подсвечивались 3-В-лазером с длиной волны 520 нм. Запись проводилась одной высокоскоростной видеокамерой, установленной сбоку от плазменной камеры, обеспечивая визуализацию динамики частиц в вертикальной плоскости  $xz$ . Пространственное положение частиц определялось методом субпиксельной локализации по распределению интенсивности в окрестности изображения частицы [31].

При давлении 8 Па и мощности газового разряда 7 Вт в системе наблюдался переход от режима малых колебаний вертикальной пары пылевых частиц около положений равновесия в вертикальном упорядочении к режиму с резко возрастающей горизонтальной амплитудой нелинейных колебаний. В установившемся состоянии траектории движения частиц приобретали четко выраженный периодический характер с частотой  $\nu \approx 1.7 \text{ Гц}$ , визуально напоминающий движение по квазикруговым траекториям. Расстояние по вертикали между пылевыми частицами составляло примерно 1.2 мм. На рис. 1 приведены проекции экспериментальных траекторий верхней (зеленый цвет) и нижней (фиолетовый цвет) пылевых частиц в координатах  $x-z$  на плоскость изображения видеокамеры.

Поскольку регистрация движения частиц велась одной камерой в вертикальной плоскости, прямое наблюдение квазикруговой траектории было недоступно. Для проверки характера траекторий по экспериментальным данным построена плотность вероятности положения частицы вдоль оси  $x$  и проведено сравнение с теоретическим распределением, соответствующим равномерному движению по окружности.

Экспериментальная плотность вероятности  $p_{\text{exp}}(x)$  нормировалась так, чтобы интеграл по оси  $x$  давал единицу. Теоретическая зависимость имеет вид

$$p_{\text{circ}}(x) = \frac{1}{\pi \sqrt{R^2 - (x - x_0)^2}}, \quad (1)$$

где  $R$  — радиус траектории,  $x_0$  — положение ее центра. Полученное распределение  $p_{\text{exp}}(x)$  показано на рис. 2 совместно с теоретической кривой  $p_{\text{circ}}(x)$ . Сопоставление этих зависимостей показывает их близкую форму, что подтверждает квазикруговой характер движения частиц.

Дополнительно, для подтверждения синхронизации вращательной динамики двух пылевых частиц, был проведен анализ относительной разности фаз их периодического движения в горизонтальном направлении. Для этого анализировались экспериментально полученные зависимости координат в горизонтальном направлении,  $x_1(t)$  и  $x_2(t)$ . Разность фаз между движением верхней и нижней частиц вычислялась следующим образом. Для временных сигналов  $x_1(t)$  и  $x_2(t)$  строилось преобразование Гилберта  $H(x(t))$ , после чего определялись комплексные сигналы

$$x_1(t) + iH(x_1(t)), \quad x_2(t) + iH(x_2(t)).$$

Фазы для траекторий двух пылевых частиц,  $\varphi_1(t)$  и  $\varphi_2(t)$ , определялись как аргументы соответствующих комплексных функций. Поскольку аргумент комплексного сигнала по определению ограничен интервалом  $(-\pi, \pi]$ , при вычислении фаз возникают скачкообразные изменения на величину  $2\pi$ , не связанные с реальной динамикой системы. Для устранения таких скачков фазовые функции корректировались путем добавления целых кратных  $2\pi$ , что обеспечивало их непрерывный и монотонный рост во времени. Разность фаз вычислялась как

$$\Delta\varphi(t) = \varphi_1(t) - \varphi_2(t). \quad (2)$$

На рис. 3 показана временная зависимость  $\Delta\varphi(t)$ . Видно, что разность фаз колебаний двух пылевых

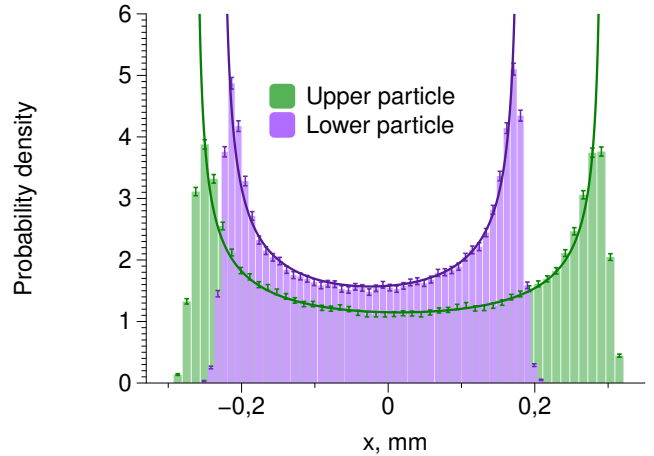


Рис. 2. Плотность вероятности положения частиц вдоль горизонтальной оси  $x$  для верхней (зеленый цвет) и нижней (фиолетовый цвет) частиц. Столбиками показаны экспериментальные данные с доверительными интервалами, линии соответствуют теоретическому распределению (1), описывающему равномерное движение по окружности

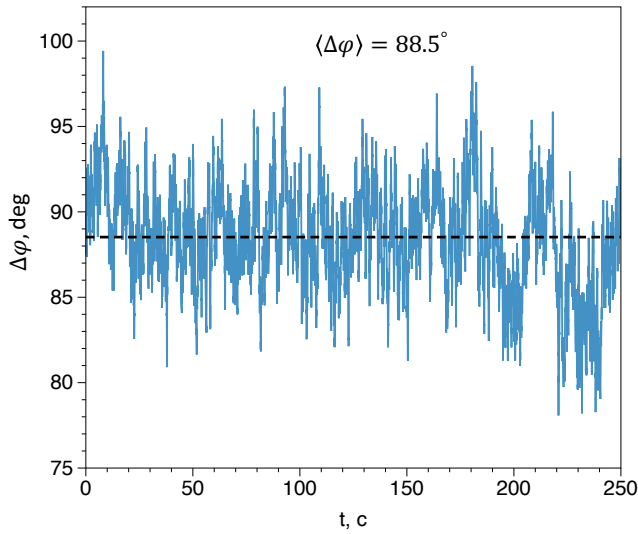
частиц блокируется: несмотря на наличие флуктуаций, величина  $\Delta\varphi(t)$  стабилизируется около среднего значения  $\langle \Delta\varphi \rangle \approx 88.5^\circ$ .

Это указывает на то, что частицы движутся по квазикруговым траекториям с постоянным запаздыванием нижней частицы относительно верхней. Хотя по записанным экспериментальным траекториям двух пылевых частиц невозможно однозначно восстановить направление вращения (по или против часовой стрелки), устойчивая синхронизация их движения и использование в эксперименте симметричных сферических частиц указывают на то, что вращение пары происходило в одном направлении. Такой режим согласуется с предполагаемой синхронизированной вращательной динамикой пары частиц, аналогичной той, которая характерна для вращающихся пар в плазменно-пылевом монослое [24, 25], в отличие от эксперимента [23], где две сильно асимметричные частицы вращались в противоположные стороны и с различными угловыми скоростями.

### 3. МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для моделирования нелинейной динамики системы из двух пылевых частиц численно решались их уравнения движения:

$$m \begin{pmatrix} \ddot{\mathbf{r}}_i \\ \ddot{\mathbf{z}}_i \end{pmatrix} + \mathbf{F}_i(\mathbf{r}, \mathbf{z}) + \gamma \begin{pmatrix} \dot{\mathbf{r}}_i \\ \dot{\mathbf{z}}_i \end{pmatrix} = \boldsymbol{\eta}_i(t), \quad (3)$$



**Рис. 3.** Рассчитанная из экспериментальных данных горизонтального положения пылевых частиц разница фаз во времени при движении по периодической траектории — синяя кривая. Среднее значение разности фаз — черная штриховая линия

где  $m = 5.4 \cdot 10^{-13}$  кг и  $\gamma = 2.4 \cdot 10^{-12}$  кг/с — массы пылевых частиц и коэффициенты их трения о нейтральный газ,  $t$  — время,  $\eta_i(t)$  — вектор независимых случайных гауссовых величин для  $i$ -й частицы, описывающих воздействие стохастической среды. Для компонент случайной силы выполняется корреляционное соотношение

$$\langle \eta_i(t) \eta_j(t') \rangle = 2\gamma T \delta(t - t') \delta_{ij}, \quad (4)$$

где  $\delta_{ij}$  — символ Кронекера,  $\delta(t - t')$  — дельта-функция Дирака,  $T$  — эффективная температура стохастических возбуждений, которая в моделировании принимается равной температуре нейтрального газа (290 К). Вектор  $\begin{pmatrix} \mathbf{r}_i \\ \mathbf{z}_i \end{pmatrix}$  задает координаты  $i$ -й пылевой частицы в трехмерном декартовом пространстве, где  $\mathbf{r}_i$  — радиус-вектор в горизонтальном направлении, а  $\mathbf{z}_i$  — вектор в вертикальном направлении. Точки обозначают производные по времени.

Вектор  $\mathbf{F}_i(\mathbf{r}, \mathbf{z})$  описывает совокупность сил, действующих на пылевые частицы, включая силу тяжести, влияние плазменного окружения, удерживающий конфайнмент и межчастичные взаимодействия:

$$\mathbf{F}_i(\mathbf{r}, \mathbf{z}) = m\mathbf{g} + Q_i(\mathbf{r}, \mathbf{z}) \frac{\partial E_r}{\partial r} \mathbf{r} - Q_i(\mathbf{r}, \mathbf{z}) E_0 \frac{\mathbf{z}}{|\mathbf{z}|} + Q_i(\mathbf{r}, \mathbf{z}) \frac{\partial E_z}{\partial z} \mathbf{z} + \mathbf{F}_i^{\text{plasma}}(\mathbf{r}, \mathbf{z}) + \mathbf{F}_i^{\text{dust}}(\mathbf{r}, \mathbf{z}), \quad (5)$$

где  $\mathbf{g}$  — вектор ускорения свободного падения,  $Q_i(\mathbf{r}, \mathbf{z})$  — заряд  $i$ -й пылевой частицы,  $\partial E_r / \partial r$  — «жесткость» радиальной электрической ловушки, которая в моделировании считается гармонической и не зависящей от вертикального положения пылевой частицы. Величины  $E_0 \approx 5 \cdot 10^3$  В/м и  $\partial E_z / \partial z \approx 1 \cdot 10^6$  В/м соответствуют постоянной составляющей и жесткости вертикальной электрической ловушки, удерживающей пылевые частицы в вертикальном направлении. Вектор  $\mathbf{F}_i^{\text{dust}}(\mathbf{r}, \mathbf{z})$  описывает кулоновское взаимодействие между пылевыми частицами, а  $\mathbf{F}_i^{\text{plasma}}(\mathbf{r}, \mathbf{z})$  — силу, действующую на пылевые частицы со стороны плазменного окружения.

Силы, действующие на пылевые частицы со стороны неравновесного плазменного окружения при их заданном расположении в пространстве, а также их заряды, определяются путем моделирования динамики плазмы методом асимметричной молекулярной динамики [32] с использованием программного кода OpenDust [33]. В рамках моделирования предполагается, что электроны имеют распределение Больцмана, и рассчитывается динамика макрочастиц, каждая из которых содержит 172 реальных иона и имеет то же отношение заряда к массе, что и реальные ионы.

Уравнение Пуассона–Больцмана для плазменно-пылевой системы решается интегрально с нулевыми граничными условиями на бесконечности. В результате сила  $\mathbf{F}_i^{\text{ion-ion}}$ , действующая на  $i$ -й ион со стороны остальных ионов, рассчитывается как

$$\mathbf{F}_i^{\text{ion-ion}} = -q_i \sum_{j \neq i} \nabla_{\mathbf{r}_i} \left[ q_j \frac{\exp\left(-\frac{|\mathbf{r}_i^{\text{ion}} - \mathbf{r}_j^{\text{ion}}|}{r_{\text{De}}}\right)}{|\mathbf{r}_i^{\text{ion}} - \mathbf{r}_j^{\text{ion}}|} \right], \quad (6)$$

где  $\nabla_{\mathbf{r}_i}$  — оператор набла,  $q_i$  — заряд иона,  $\mathbf{r}_i^{\text{ion}}$  — радиус-вектор  $i$ -го иона, а  $r_{\text{De}}$  — электронный радиус Дебая. Сила, действующая на ионы со стороны пылевой частицы, рассчитывается через кулоновский потенциал для учета нелинейности уравнения Пуассона–Больцмана вблизи пылевых частиц [32].

Зарядка пылевых частиц рассчитывается непосредственно в процессе моделирования плазмы. Каждый ион, пересекающий поверхность пылевой частицы, вносит вклад в ее заряд. Поток электронов на поверхность пылевой частицы рассчитывается в приближении ограниченного орбитального движения. Сила, действующая на пылевые частицы, определяется как сумма слагаемых, аналогичных (6),

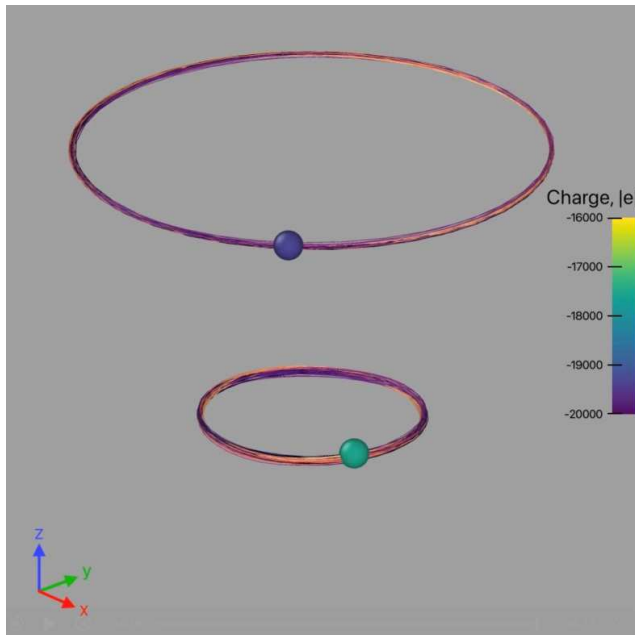


Рис. 4. Траектории движения двух пылевых частиц при возникновении устойчивого во времени периодического движения, полученные в моделировании. Цветом пылевых частиц указан их заряд

т. е. ионы воздействуют на пылевые частицы через экранированный кулоновский потенциал.

В моделировании потока плазмы учитываются столкновения ионов с нейтральными частицами по механизму резонансной перезарядки. Для поддержания стационарного потока ионов на систему накладывается внешнее электрическое поле величины  $E_{ext}$ , компенсирующее потери импульса ионов, возникающие при столкновениях с атомами нейтрального газа. В рамках данной модели вертикальное электрическое поле предполагается однородным на масштабах расстояния между пылевыми частицами.

Поскольку параметры плазмы газового разряда в эксперименте не измерялись, в численных расчетах использовались типичные значения параметров плазмы и пылевых частиц, характерные для плазменно-пылевых экспериментов в высокочастотном газовом разряде, в которых исследуются вертикально упорядоченные пылевые структуры [34]. Таким образом, рассматриваемая численная задача является модельной и направлена на выявление физических механизмов формирования самоподдерживающегося вращения, а не на количественное воспроизведение конкретных параметров проведенного эксперимента. Соответствующие параметры приведены в таблице.

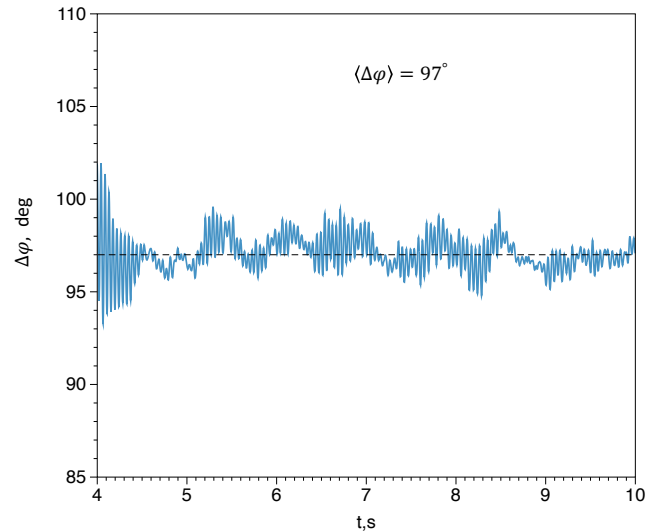


Рис. 5. Рассчитанная в моделировании разница фаз во времени при движении по периодической траектории — синяя кривая. Среднее значение разности фаз — черная штриховая линия

Более подробное описание используемого подхода к моделированию потока плазмы приведено в работе [33].

Перед началом моделирования динамики пылевых частиц были рассчитаны силы, действующие на пылевые частицы со стороны плазменного потока, а также их заряды для нескольких десятков тысяч конфигураций взаимного расположения пылевых частиц. Полученные данные аппроксимировались для построения функций  $Q_i(\mathbf{r}, \mathbf{z})$  и  $\mathbf{F}_i^{plasma}(\mathbf{r}, \mathbf{z})$ , которые затем использовались при численном моделировании динамики пылевых частиц. Детальное описание процедуры предварительного расчета сил и зарядов приведено в [35].

Начальные положения пылевых частиц в численном моделировании задавались так, чтобы частицы располагались строго одна под другой вдоль направления потока плазмы газового разряда. Чтобы гарантировать вертикальное выстраивание пылевых частиц, система также помещалась в горизонтальную ловушку. Параметры этой ловушки подбирались таким образом, чтобы частицы оставались в вертикальном упорядочении, а не занимали также возможное горизонтальное расположение [36]. В такой конфигурации удерживающих полей формировалась вертикально упорядоченная структура, в которой пылевые частицы совершали малые колебания около положений равновесия под действием стохастических возмущений. Дальнейший анализ был направлен на выявление условий, при которых

**Таблица.** Параметры плазменно-пылевой системы, использованные в численном моделировании

Параметры плазмы	
Температура электронов, $T_e$	5 эВ
Температура нейтральных частиц, $T_n$	290 К
Концентрация заряженных компонентов плазмы в квазинейтральной области, $n_\infty$	$1 \cdot 10^{14} \text{ м}^{-3}$
Давление нейтрального газа, $P$	18 Па
Постоянная составляющая внешнего вертикального электрического поля, $E_{ext}$	2.6 В/мм
Скорость потока ионов, $v_H$	1138 м/с
Радиус Дебая электронов, $r_{De}$	1.66 мм
Длина свободного пробега ионов, $\lambda_{in}$	0.2 мм
Скорость Бома, $v_B$	3475 м/с
Заряд верхней пылевой частицы (в режиме стационарного вращения), $Q_1$	$1.9 \cdot 10^4 e$
Заряд нижней пылевой частицы (в режиме стационарного вращения), $Q_2$	$1.6 \cdot 10^4 e$
Параметры пылевых частиц	
Радиус пылевых частиц, $r_d$	4.445 мкм
Плотность материала частиц (меламин-формальдегид), $\rho_d$	$1500 \text{ кг/м}^3$
Сила тяжести, действующая на пылевую частицу, $mg$	5.4 пН
Сила ионного увлечения, действующая на уединенную пылевую частицу, $F_{id}$	0.6 пН
Сила от электрического поля, уравнивающая пылевую частицу по вертикали, $F_{el}$	6.0 пН

система переходит к коллективному вращательному движению. Для этого постепенно увеличивалась жесткость горизонтальной ловушки. Подобный подход мотивирован аналогией с вращающимися парами в пылевых монослоях, для которых известно существование минимальной пороговой устойчивой частоты вращения [24]. При достижении некоторого критического значения силы горизонтального конфайнмента в системе наблюдалось спонтанное усиление колебаний пылевых частиц, амплитуда которых возрастала с течением времени.

Однако это возмущение не приводило к хаотическому поведению: напротив, через некоторый переходный период в системе устанавливалось регулярное, упорядоченное движение. Частицы начинали двигаться по квазикруговым траекториям с постоянной частотой 11.4 Гц в горизонтальной плоскости, следуя одна за другой с фиксированным фазовым сдвигом, при этом расстояние между ними по вертикали оставалось неизменным. Пример траектории устойчивого вращательного движения, реализующегося в такой конфигурации, представлен на рис. 4.

Для количественной оценки синхронизации была построена временная зависимость разности фаз между горизонтальными координатами частиц. Она приведена на рис. 5. Разность фаз флуктуировала около среднего значения в  $97^\circ$ , которое оставалось

стационарным в течение всего наблюдаемого интервала времени. Таким образом, моделирование продемонстрировало существование устойчивого вращения двух вертикально упорядоченных пылевых частиц в условиях неравновесной плазмы.

#### 4. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

Перейдем к теоретическому объяснению механизма возникновения вращательного движения в системе из двух пылевых частиц. Сформулируем необходимые условия, которым должны удовлетворять силы, действующие между частицами, для поддержания устойчивого стационарного движения по квазикруговым траекториям. В первую очередь рассмотрим проекции сил в направлении вращения, т. е. тангенциальные компоненты, направленные по касательной к траекториям частиц.

Для того чтобы пылевые частицы могли двигаться с постоянной угловой скоростью  $\omega$  по круговым траекториям радиусами  $R_1$  и  $R_2$ , необходимо, чтобы тангенциальные компоненты сил, действующих на них, компенсировали сопротивление со стороны нейтрального газа. Последнее моделируется вязким трением, пропорциональным скорости, с коэффициентом трения  $\gamma$ . Таким образом, в стационарном режиме вращения силы, приводящие частицы в движение, должны точно уравнивать силы трения.

В рамках рассматриваемой модели единственным источником таких тангенциальных сил является эффективное взаимодействие между самими пылевыми частицами, возникающее вследствие модификации плазменного окружения. Проекция этих взаимодействий на направление движения обозначим как  $F_{12}^T$  (эффективная сила, действующая на частицу 1 со стороны частицы 2) и  $F_{21}^T$  (эффективная сила, действующая на частицу 2 со стороны частицы 1). Таким образом, условие стационарного вращения сводится к выполнению уравнений баланса тангенциальных сил для каждой из частиц:

$$\gamma\omega R_1 = F_{12}^T, \quad \gamma\omega R_2 = F_{21}^T.$$

При этом принципиально важно, чтобы касательные проекции сил  $F_{12}^T$  и  $F_{21}^T$  имели одинаковые знаки. Это означает, что верхняя частица должна эффективно притягивать нижнюю в направлении вращения, в то время как нижняя, наоборот, должна отталкивать верхнюю. Такая асимметрия эффективного силового воздействия становится возможной из-за наличия неравновесного плазменного окружения.

В проведенном моделировании подобная картина возникает из-за формирования ионного следа за верхней пылевой частицей. Этот след представляет собой локализованную область избыточного положительного заряда. Отрицательно заряженная нижняя частица притягивается к этой области, в результате чего на нее действует направленная тангенциальная сила [19, 37, 38], сонаправленная силе отталкивания, действующей на верхнюю частицу со стороны нижней. В результате возникает ненулевой крутящий момент. Пространственное распределение электрического потенциала вокруг одиночной пылевой частицы, полученное в рамках моделирования, представлено на рис. 6. На нем видно наличие положительной области за частицей по направлению потока ионов, которая и отвечает за возникновение эффективного притяжения нижней пылевой частицы к верхней. При этом вклад диполь-дипольного взаимодействия, обусловленного поляризацией облака связанных ионов [19], для используемых параметров моделирования оказывается пренебрежимо малым, несмотря на то что в рассматриваемой области характерное число связанных ионов порядка  $10^5$ .

Рассмотрим теперь условия равновесия в направлении, перпендикулярном круговому движению пылевых частиц в горизонтальной плоскости, т.е. вдоль радиуса вращения. Для того чтобы радиусы орбит  $R_1$  и  $R_2$  оставались постоянными во времени, необходимо, чтобы результирующая сила,

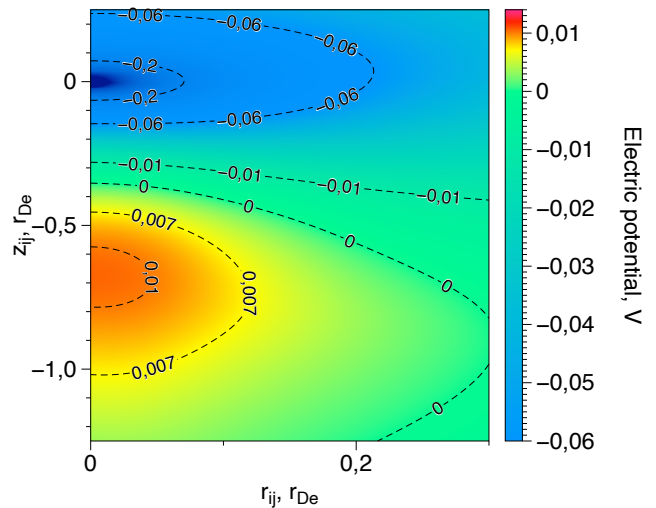


Рис. 6. Тепловая карта кильватерного потенциала, соответствующего параметрам плазменно-пылевой системы, использованным в моделировании (координаты нормированы на дебаевский радиус электрона)

действующая на каждую частицу в радиальном направлении, обращалась в нуль. Это означает, что центростремительная сила, обусловленная наличием квазикругового движения с частотой  $\omega$ , должна уравновешиваться суммарной силой, действующей на частицу со стороны удерживающего горизонтального электрического поля и взаимодействий с соседней частицей.

Приведенные ниже уравнения формализуют это условие баланса для верхней и нижней пылевых частиц соответственно:

$$R_1 \left( Q_1 \frac{\partial E_r}{\partial r} - m\omega^2 \right) = F_{12}^R,$$

$$R_2 \left( Q_2 \frac{\partial E_r}{\partial r} - m\omega^2 \right) = F_{21}^R,$$

где  $Q_1$  и  $Q_2$  — заряды пылевых частиц,  $\partial E_r / \partial r$  — градиент электрического поля в радиальном направлении, а  $F_{12}^R$  и  $F_{21}^R$  — проекции сил эффективных взаимодействий пылевых частиц в радиальном направлении. Следует отметить, что слагаемые  $E_r (\partial Q_1 / \partial r)$  и  $E_r (\partial Q_2 / \partial r)$ , возникающие при дифференцировании произведения  $Q_i E_r$ , рассматриваются как малые величины и в моделировании не учитываются.

Анализ показывает, что для используемых параметров плазменно-пылевой системы основной вклад в компенсацию центробежной силы вносит удерживающее электрическое поле, стремящееся вернуть частицы к оси симметрии вращения. Это позволяет оценить характерную частоту вращения па-

ры, исходя из соотношения между силой горизонтального конфайнмента и центробежной силой, даже без точного знания формы межчастичного взаимодействия:

$$\nu = \frac{1}{2\pi}\omega \approx \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{Q}{m} \frac{\partial E_r}{\partial r}}, \quad (7)$$

где  $Q$  — заряд верхней или нижней частицы.

Например, подставляя в выражение (7) параметры, использованные в моделировании, и заряд верхней частицы, получаем оценку частоты вращения  $\nu \approx 12.2$  Гц, что хорошо согласуется с фактической частотой вращения пары пылевых частиц, наблюдаемой в тех же расчетах ( $\nu \approx 11.4$  Гц).

Еще одним важным аспектом формирования вращательного движения в системе из двух вертикально упорядоченных пылевых частиц является самопроизвольный переход от малых колебаний к устойчивому вращению, наблюдаемый как в эксперименте, так и в численном моделировании. Для выявления причины такого перехода и установления условий неустойчивости проведен линейный анализ уравнений динамики системы двух пылевых частиц (3). Рассматривалась динамика в горизонтальном направлении ( $x$ ), при этом система уравнений раскладывалась по малым отклонениям  $\delta x_1$  и  $\delta x_2$  от вертикально упорядоченного состояния, когда частицы расположены одна под другой. В линейном приближении уравнения движения принимают вид

$$m\delta\ddot{x}_1 + Q_1 \frac{\partial E_r}{\partial r} \delta x_1 + f_{12}(\delta x_1 - \delta x_2) - \gamma \delta \dot{x}_1 = \eta_1^x(t), \quad (8)$$

$$m\delta\ddot{x}_2 + Q_2 \frac{\partial E_r}{\partial r} \delta x_2 + f_{21}(\delta x_2 - \delta x_1) - \gamma \delta \dot{x}_2 = \eta_2^x(t), \quad (9)$$

где  $f_{12}$  и  $f_{21}$  — производные эффективных сил взаимодействия между пылевыми частицами. Эти величины не равны друг другу и имеют противоположные знаки, что отражает асимметричный характер эффективных межчастичных взаимодействий. Для рассматриваемых параметров моделирования (см. таблицу)  $f_{12}/m = -873 \text{ с}^{-2}$ ,  $f_{21}/m = 2822 \text{ с}^{-2}$ ,  $\gamma/m = 4.32 \text{ с}^{-2}$ ,  $Q_1 = 19500e$ ,  $Q_2 = 16375e$ .

Для дальнейшего анализа устойчивости введем вектор состояния системы

$$\mathbf{X}(t) = (\delta x_1, \delta x_2, \delta \dot{x}_1, \delta \dot{x}_2)^T,$$

включающий координаты и скорости пылевых частиц, а также вектор случайных сил

$$\boldsymbol{\eta}_x(t) = (0, 0, \eta_1^x(t), \eta_2^x(t))^T.$$

Тогда система линейных уравнений (8), (9) может быть представлена в матричной форме,

$$\dot{\mathbf{X}} = \hat{A} \mathbf{X} + \boldsymbol{\eta}_x(t), \quad (10)$$

где матрица  $\hat{A}$  описывает динамические свойства линеаризованной системы и имеет вид

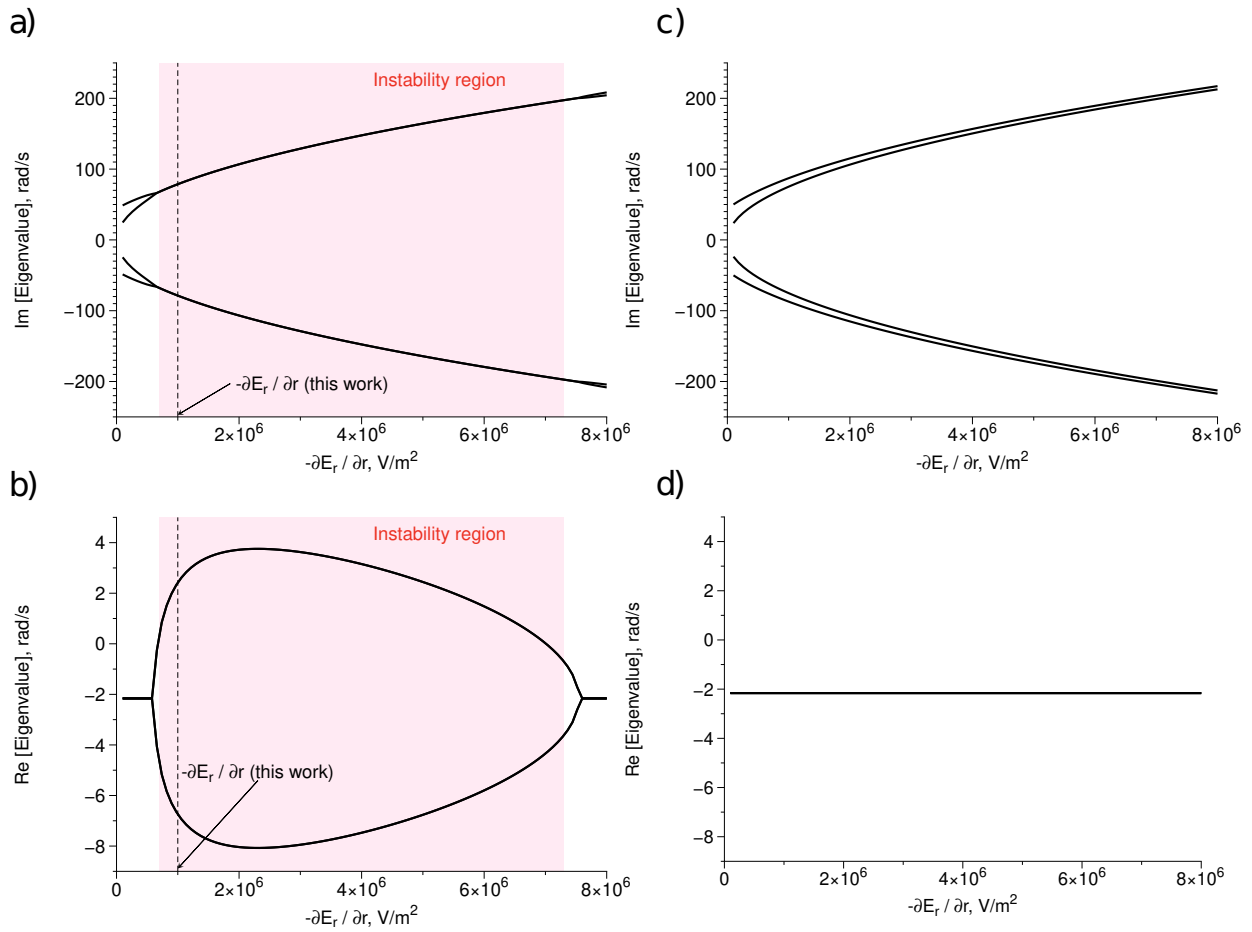
$$\hat{A} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ -Q_1 \frac{\partial E_r}{\partial r} - f_{12} & \frac{f_{12}}{M} & -\frac{\gamma}{M} & 0 \\ \frac{f_{21}}{M} & -Q_2 \frac{\partial E_r}{\partial r} - f_{21} & 0 & -\frac{\gamma}{M} \end{pmatrix}. \quad (11)$$

Устойчивость линеаризованной системы (8), (9) определяется знаками действительных частей собственных значений матрицы  $\hat{A}$ . Необходимым и достаточным условием динамической устойчивости является отрицательность всех действительных частей собственных значений.

На рис. 7 представлены зависимости действительных ( $b$ ) и мнимых ( $a$ ) частей собственных значений матрицы  $\hat{A}$ , рассчитанных при параметрах, использованных в моделировании динамики пылевых частиц, при варьировании модуля горизонтального градиента электрического поля  $\partial E_r / \partial r$ , удерживающего систему в горизонтальном направлении, в диапазоне от  $1 \cdot 10^5$  до  $8 \cdot 10^6 \text{ В/м}^2$ .

На рис. 7 видно, что при увеличении модуля градиента радиального электрического поля  $|\partial E_r / \partial r|$  в спектре собственных значений матрицы  $\hat{A}$  появляются особые точки, в которых происходит слияние мнимых частей собственных чисел. В этих же точках наблюдается расщепление действительных частей собственных значений, когда одна из ветвей пересекает нуль. Это приводит к появлению положительных действительных собственных значений в некотором диапазоне значений  $|\partial E_r / \partial r|$  и, как следствие, к потере устойчивости системы. При дальнейшем увеличении градиента поля, после прохождения соответствующей особой точки, снимающей вырождение действительных частей собственных значений, устойчивость системы восстанавливается.

Значение  $|\partial E_r / \partial r|$ , использованное при численном моделировании динамики двух пылевых частиц в данной работе ( $1 \cdot 10^6 \text{ В/м}^2$ ), попадает в область развития неустойчивости, что объясняет наблюдаемую в расчетах потерю устойчивости стационарного состояния. Как следует из проведенного анализа, возникновение неустойчивости связано со слиянием собственных значений матрицы  $\hat{A}$ , что возможно лишь при нарушении ее симметрии, обуслов-



**Рис. 7.** Зависимости мнимых (а, с) и действительных (b, d) частей собственных значений матрицы  $\hat{A}$  от величины горизонтального градиента электрического поля  $\partial E_r / \partial r$  для параметров, использованных в моделировании динамики пылевых частиц: а, b — случай различных зарядов частиц ( $Q_1 \neq Q_2$ ); с, d — случай равных зарядов ( $Q_1 = Q_2$ ). Выделение розовым цветом соответствует области неустойчивости системы линейных уравнений (8), (9)

ленном асимметрией эффективных межчастичных взаимодействий.

Еще одним важным фактором, способствующим развитию неустойчивости, является разность жесткостей горизонтального конфайнмента для двух пылевых частиц. В моделировании она возникает вследствие различия зарядов пылевых частиц, обусловленного эффектом ионного затенения, при котором заряд нижней частицы уменьшается. В эксперименте к формированию разности эффективного горизонтального конфайнмента могут дополнительно приводить неоднородность удерживающего пылевые частицы горизонтального электрического поля, а также неоднородность плазмы в приэлектродном слое, что, в свою очередь, может вызывать различие зарядов пылевых частиц на уровне 5–10% [34].

Для проверки гипотезы о том, что необходимым условием возникновения неустойчивости в моделировании является разность зарядов пылевых частиц, была дополнительно рассчитана зависимость действительных (рис. 7 d) и мнимых (рис. 7 c) частей собственных значений матрицы  $\hat{A}$  при условии равенства зарядов частиц ( $Q_2 = Q_1$ ). В этом случае в спектре отсутствуют особые точки слияния собственных значений, а все действительные части собственных значений остаются отрицательными, что указывает на устойчивость системы.

Анализ матрицы  $\hat{A}$  также позволяет определить диапазон значений модуля  $|\partial E_r / \partial r|$ , при которых возникает неустойчивость. Этот диапазон задается интервалом между особыми точками матрицы  $\hat{A}$ , соответствующими слиянию собственных значений. В случае, когда заряд нижней частицы

превышает заряд верхней ( $Q_2 > Q_1$ ), а характер горизонтальных межчастичных взаимодействий соответствует эффективному отталкиванию верхней частицы нижней и притяжению нижней частицы к верхней ( $f_{12} > 0, f_{21} < 0$ ), значения модуля жесткости горизонтального электрического поля, при которых возникают особые точки матрицы  $\hat{A}$ , определяются выражениями

$$\left| \frac{\partial E_r}{\partial r} \right| = \frac{f_{21}}{Q_2 - Q_1} \left( 1 - \frac{f_{12}}{f_{21}} \pm 2 \sqrt{-\frac{f_{12}}{f_{21}}} \right). \quad (12)$$

Отсюда следует, что при равенстве зарядов пылевых частиц система остается устойчивой при любых значениях производной эффективного горизонтального электрического поля. Дополнительно, необходимым условием возникновения особых точек и, следовательно, неустойчивости является асимметрия эффективных межчастичных взаимодействий, при которой верхняя частица эффективно притягивает нижнюю, а нижняя — отталкивает верхнюю в горизонтальном направлении.

Полученные аналитические выражения позволяют проанализировать зависимость минимальной жесткости радиального электрического поля, необходимой для возникновения неустойчивости, от параметров эффективного межчастичного взаимодействия и зарядов пылевых частиц. В частности, чем ближе значения зарядов пылевых частиц друг к другу, тем большее значение жесткости требуется для развития неустойчивости. Аналогично, при увеличении отклонения отношения  $-f_{12}/f_{21}$  от единицы также требуется более высокая жесткость конфайнмента. При этом минимальная жесткость, необходимая для возникновения неустойчивости в случае  $f_{12} = -f_{21}$ , т. е. при равенстве модулей сил эффективного притяжения и отталкивания, стремится к нулю.

Данная сильная зависимость минимальной жесткости радиального электрического поля от параметров взаимодействия позволяет объяснить наблюдаемое в эксперименте возникновение перехода от устойчивого вертикального упорядочения к вращательному квазикруговому движению при более низкой частоте (1.73 Гц), чем в численном моделировании (11.4 Гц). Это может быть связано с тем, что в эксперименте эффективные силы горизонтального притяжения и отталкивания оказываются ближе по величине, чем в моделировании. В частности, уменьшение величины  $f_{21}/m$  от 2822 до 1150  $\text{с}^{-2}$  уже позволяет воспроизвести развитие неустойчивости при

значениях жесткости горизонтального конфайнмента, соответствующих частоте вращения, близкой к 1.73 Гц.

Таким образом, формирование устойчивого вращательного движения в системе из двух пылевых частиц определяется двумя ключевыми физическими механизмами: 1) асимметрией эффективных межчастичных взаимодействий, связанной с формированием ионного следа, 2) разностью жесткостей эффективного горизонтального конфайнмента, удерживающего пылевые частицы. Оба указанных механизма естественным образом учитываются в используемой в работе самосогласованной модели.

## 5. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Проведенные экспериментальные и численные исследования выявили согласующиеся признаки возникновения упорядоченной нелинейной динамики в системе из двух вертикально упорядоченных пылевых частиц, левитирующих в плазме газового разряда. В обоих подходах наблюдался переход от режима малых стохастических колебаний к вращательной динамике, сопровождаемой устойчивой разностью фаз между частицами.

В эксперименте такой переход происходил при давлении 8 Па и мощности разряда 7 Вт. В течение длительного времени траектории пылевых частиц в плоскости  $xz$  оставались регулярными. Верхняя частица совершала колебания с большей амплитудой в горизонтальном направлении, нижняя — с меньшей. Пространственное поведение частиц оставалось стабильным, что видно на рис. 1. Сравнение плотности вероятности положения частиц вдоль оси  $x$ , построенной по экспериментальным данным, с теоретическим распределением, соответствующим равномерному движению по окружности (рис. 2), свидетельствует о квазикруговых траекториях движения пылевых частиц.

Анализ временной зависимости разности фаз между горизонтальными координатами частиц (рис. 3) показывает, что система устанавливается в синхронизированное состояние с устойчивым фазовым сдвигом  $\langle \Delta\varphi \rangle \approx 88.5^\circ$ , несмотря на наличие флуктуаций. Эти данные однозначно указывают на наличие нелинейных автоколебательных режимов с согласованной фазовой динамикой. Однако окончательное подтверждение вращательного характера движения требует дополнительных трехмерных измерений, недоступных в рамках данного эксперимента.

В численном моделировании при увеличении жесткости горизонтальной ловушки наблюдался аналогичный переход от стохастического к регулярному квазикруговому движению. После периода раскачки система выходила в режим устойчивого вращения: частицы двигались с постоянной угловой скоростью по круговым траекториям, сохраняя вертикальное упорядочение и фиксированную разность фаз (рис. 4). Частота вращения составляла 11.4 Гц, а фазовый сдвиг между частицами стабилизировался на уровне  $97^\circ$  (рис. 5), что находится в хорошем соответствии с экспериментом.

Сравнение экспериментальных и численных результатов показывает качественное согласие ключевых характеристик. В обоих случаях нижняя частица имеет меньший радиус движения, разность фаз горизонтального движения блокируется, а фазовый сдвиг  $\langle \Delta\varphi \rangle$  постоянен. Средние значения фазового сдвига в эксперименте и моделировании находятся в хорошем согласии.

Основное количественное расхождение между экспериментом и моделированием связано с частотой движения пылевых частиц по циклическим траекториям. В эксперименте характерная частота вращения составляет около 1.73 Гц, тогда как в численном моделировании она достигает 11.4 Гц. Как следует из проведенного анализа, данное различие обусловлено прежде всего различной жесткостью эффективного горизонтального конфайнмента. Следует также отметить, что в реальном приэлектродном слое вертикальная неоднородность электрического поля может приводить к различию средней энергии ионов вблизи верхней и нижней пылевых частиц, что в настоящей модельной постановке не учитывается и может дополнительно влиять на количественные характеристики режима вращения.

В рамках модели существует нижний порог жесткости горизонтального электрического поля, определяемый положением особых точек матрицы  $\hat{A}$ , при превышении которого система теряет устойчивость стационарного вертикального упорядочения и переходит к устойчивому вращательному режиму. При меньших значениях жесткости такой переход невозможен. Для выбранных параметров моделирования этот порог оказывается относительно высоким, что приводит к реализации вращательного движения лишь при существенно больших частотах.

В эксперименте, напротив, эффективная жесткость горизонтального конфайнмента оказывается ниже, что может быть связано с меньшими значениями производной радиального электрического по-

ля и с различием параметров эффективного межчастичного взаимодействия. В частности, более близкие по модулю силы эффективного горизонтального притяжения и отталкивания между пылевыми частицами приводят к снижению минимальной жесткости конфайнмента, необходимой для развития неустойчивости. Это, в свою очередь, позволяет реализовать переход к вращательному квазикруговому движению при существенно меньших частотах, согласующихся с экспериментальными значениями.

Таким образом, наблюдаемое расхождение частот вращения между экспериментом и моделированием может являться следствием различий в эффективных параметрах горизонтального конфайнмента и эффективного межчастичного взаимодействия. Дополнительные факторы, такие как неоднородность плазмы, распределение ионной плотности, температура электронов и геометрия ловушки, могут дополнительно смещать границу устойчивости вращательного режима, однако не изменяют качественного механизма его возникновения.

Проведенные экспериментальное исследование и теоретический анализ указывают на существование устойчивой упорядоченной динамики в системе из двух пылевых частиц, которая возникает в результате действия двух фундаментальных механизмов: эффективной асимметрии взаимодействий, связанной с образованием ионного следа, и разностью жесткостей эффективного горизонтального конфайнмента, удерживающего две пылевые частицы. Вращательное движение, наблюдаемое в таких минимальных пылевых структурах, представляет собой характерный пример негамильтоновой нелинейной динамики, индуцированной неравновесной плазмой.

## 6. ВЫВОДЫ

В настоящей работе представлены экспериментальные и теоретические исследования упорядоченной нелинейной динамики в минимальной пылевой структуре — паре вертикально упорядоченных сферических пылевых частиц, левитирующих в приэлектродной области плазмы газового разряда. На основе анализа фазовой синхронизации экспериментальных траекторий продемонстрировано, что система переходит от режима малых стохастических колебаний к устойчивому периодическому движению с фиксированной разностью фаз. Несмотря на ограниченность экспериментальной геометрии наблюдения, совокупность полученных данных указывает на возможность интерпретации зафиксирован-

ной динамики как синхронизированного вращения частиц вокруг общей оси.

Численное моделирование, выполненное в рамках самосогласованного подхода с использованием кода OpenDust, подтвердило реалистичность такого перехода. При определенных параметрах горизонтального конфайнмента система самопроизвольно выходит на устойчивое движение по квазикруговой траектории, воспроизводя характер наблюдаемых в эксперименте траекторий и блокировки разности фаз. Проведенный теоретический анализ показал, что устойчивое вращение в такой системе возможно благодаря сочетанию двух факторов: асимметрии эффективных межчастичных взаимодействий, вызванной формированием ионного следа, и различия жесткости эффективного горизонтального конфайнмента для двух пылевых частиц.

Представленный подход открывает возможности для более детального изучения вращательной синхронизированной негамильтоновой динамики пылевых структур на примере минимальной плазменно-пылевой системы, состоящей из двух частиц. Такая система предоставляет удобную модель для анализа условий устойчивости вращательного состояния, а также других динамических характеристик, включая спектр колебаний, соответствующих малым отклонениям от траектории предельного цикла в эксперименте.

**Благодарности.** Авторы признательны Рецензентам за содержательные замечания и предложения, которые способствовали более четкому изложению результатов работы.

**Финансирование.** Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Государственное задание № 075-00270-26-00). Работа одного из авторов (И. В. В.) была поддержана грантом Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС».

**Конфликт интересов.** Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

**Вклад авторов.** Вклад авторов равноценен.

## ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Кнапек, У. Конопка, Д. Р. Мохр, П. Хубер, А. Липаев, и Н. М. Томас, *Rev. Sci. Instrum.* **92**, 105107 (2021).
2. В. Е. Фортвов, А. В. Ивлев, С. А. Хрпак, А. Г. Хрпак, и Г. Е. Морфилл, *Phys. Rep.* **421**, 1 (2005).
3. О. С. Вавилина, А. А. Самарян, А. П. Нефедов, и В. Е. Фортвов, *Phys. Lett. A* **289**, 240 (2001).
4. Е. Г. Костадина, Р. Банка, Ж. Л. Паджетт, С. Д. Лиав, Л. С. Матthews, и Т. В. Хайд, *Phys. Plasmas* **28**, 073703 (2021).
5. С. М. Тикош, П. В. Смит, и П. К. Шукла, *Phys. Lett. A* **319**, 504 (2003).
6. С. Залиу, А. Мелзер, и А. Пил, *Phys. Rev. E* **63**, 066403 (2001).
7. А. В. Ивлев, Р. Сюттерлин, В. Штейнберг, М. Зузиц, и Г. Морфилл, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 4060 (2000).
8. А. А. Самарян, В. В. Джеймс, С. В. Владимиров, и Н. Ф. Крамер, *Phys. Rev. E* **64**, 025402 (2001).
9. А. М. Игнатов, *Plasma Phys. Rep.* **46**, 936 (2020).
10. А. В. Ивлев, Ж. Бартник, М. Хейнен, С.-Р. Ду, В. Носенко, и Н. Лёвен, *Phys. Rev. X* **5**, 011035 (2015).
11. К. Фукагава, Г. Учидза, С. Иизука, и Н. Сато, в *Proceedings of the 25th International Conference on Phenomena in Ionized Gases (ICPIG)*, Vol. 3, p. 37 (Nagoya University, Japan, 2001).
12. Н. Сато, Р. Бхарутрам, М. А. Хеллберг, П. К. Шукла, и Ф. Верхест, *AIP Conf. Proc.* **649**, 66 (2002).
13. В. В. Stoffels, Е. Stoffels, Г. Паева, Р. П. Дахья, Г. М. В. Кроесен, и С. А. Триггер, в *Proceedings of the 29th EPS Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion*, ECA 26B, O-4.29 (Montreux, 2002).
14. В. Я. Карасев, Е. С. Дзлиева, А. И. Эйхвал'д, М. А. Ермоленко, М. С. Голубев, и А. Я. Иванов, *Phys. Rev. E* **79**, 026406 (2009).
15. О. Ишихара и Н. Сато, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **29**, 179 (2001).
16. Н. В. Тсытович, Н. Сато, и Г. Е. Морфилл, *New J. Phys.* **5**, 43 (2003).
17. В. Тсытович и С. Владимиров, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **32**, 659 (2004).
18. И. Н. Хатчинсон, *New J. Phys.* **6**, 43.1 (2004).
19. С. А. Майоров, *Plasma Phys. Rep.* **31**, 690 (2005).
20. Е. А. Лисин и И. И. Лисина, *Phys. Fluids* **37**, 025 (2025).
21. Р. В. Сеносенко, Е. А. Кононов, и М. М. Васильев, *Zh. Exp. Teor. Fiz.* **167**, 594 (2025) [Р. В. Сеношенко, Е. А. Кононов, М. М. Васильев, О. Ф. Петров, *ЖЭТФ* **167**, 594 (2025)].

22. Z. F. Huang, M. T. Vrugt, R. Wittkowski, and H. Löwen, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **122**, e2511350122 (2025).
23. G. V. Paeva, R. P. Dahiya, G. M. Kroesen, and W. W. Stoffels, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **32**, 601 (2004).
24. V. Nosenko, S. K. Zhdanov, H. M. Thomas, J. Carmona-Reyes, and T. W. Hyde, *Europhys. Lett.* **112**, 45003 (2015).
25. V. Nosenko, S. K. Zhdanov, H. M. Thomas, J. Carmona-Reyes, and T. W. Hyde, *Phys. Rev. E* **96**, 011201 (2017).
26. C. Carmichael, J. M. Ortiz, P. Adamson, L. Matthews, and T. Hyde, *Phys. Rev. E* **110**, 025205 (2024).
27. C. Carmichael, J. Martinez-Ortiz, P. Adamson, L. Matthews, and T. Hyde, *Phys. Plasmas* **31**, 123701 (2024).
28. Z. Watson, P. Adamson, J. Martinez-Ortiz, K. Vermillion, C. Carmichael, S. Garcia-Rodriguez, and B. Wyatt, *Fundam. Plasma Phys.* **13**, 100082 (2025).
29. B. Zhang, J. Kong, M. Chen, K. Qiao, L. S. Matthews, and T. W. Hyde, arXiv:1705.09683.
30. I. H. Hutchinson and C. B. Haakonsen, *Phys. Plasmas* **20**, 082119 (2013).
31. R. A. Syrovatka, A. M. Lipaev, V. N. Naumkin, and B. A. Klumov, *JETP Lett.* **116**, 869 (2022) [Р. А. Сыроватка, А. М. Липаев, В. Н. Наумкин, Б. А. Клу-мов, *Письма в ЖЭТФ* **116**, 836 (2022)].
32. A. Piel, *Phys. Plasmas* **24**, 033701 (2017).
33. D. Kolotinskii and A. Timofeev, *Comput. Phys. Commun.* **288**, 108746 (2023).
34. K. S. Ashrafi, R. Yousefi, M. Chen, L. S. Matthews, and T. W. Hyde, *Phys. Rev. E* **102**, 043210 (2020).
35. E. A. Sametov, D. A. Kolotinskii, E. A. Lisin, and A. V. Timofeev, *Phys. Plasmas* **31**, 123701 (2024).
36. E. A. Lisin, E. A. Kononov, E. A. Sametov, M. M. Vasiliev, and O. F. Petrov, *Molecules* **26**, 7535 (2021).
37. G. I. Sukhinin, M. V. Salnikov, and A. V. Fedoseev, *AIP Conf. Proc.* **1925**, 020029 (2018).
38. W. J. Miloch and D. Block, *Phys. Plasmas* **19**, 123703 (2012).

## Self-Sustained Rotational Dynamics of a Pair of Dust Particles in a Gas-Discharge Plasma Flow

*D. A. Kolotinskii*<sup>a,b\*</sup>, *R. A. Syrovatka*<sup>a,b</sup>, *I. V. Voronov*<sup>a,b</sup>, *E. A. Lisin*<sup>a,b</sup>, *A. V. Timofeev*<sup>a,b,c</sup>,  
*M. M. Vasiliev*<sup>a,b</sup>, *O. F. Petrov*<sup>a,b</sup>

<sup>a</sup> Joint Institute for High Temperatures of the Russian Academy of Sciences  
125412, Moscow, Russia

<sup>b</sup> Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University)  
141701, Dolgoprudny, Moscow region, Russia

<sup>c</sup> National Research University Higher School of Economics  
101000, Moscow, Russia

\*E-mail: kolotinskiy.da@phystech.edu

Received November 3, 2025

Revised March 4, 2026

Accepted March 4, 2026

### Abstract

Experimental and numerical studies of the spontaneous emergence of self-sustained rotational motion of two charged spherical dust particles levitating in a gas-discharge plasma without an external magnetic field and without surface activity are presented. In the experiment, a transition from stochastic oscillations to coherent rotational dynamics along quasi-circular trajectories with a stable phase shift between the particles is observed. Multiscale simulations of the plasma–dust system using the OpenDust code reproduce the stable rotation of the particle pair along quasi-circular trajectories and demonstrate agreement with the experiment both in the trajectory shapes and in the character of phase synchronization. It is shown that the stable rotational motion is governed by two main mechanisms: the asymmetry of the effective interparticle interaction arising due to the formation of an ion wake and the difference in the stiffness of the effective horizontal confinement for the two dust particles.

**Keywords:** dusty plasmas, dust particle rotation, torsions, ion wake, non-reciprocal effective interactions, nonlinear dynamics

**Acknowledgements.** The authors are grateful to the Reviewers for their insightful comments and suggestions, which contributed to a clearer presentation of the results of the work.

**Funding.** This work was supported by the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation (State Assignment No. 075-00270-26-00). The work of one of the authors (I. V. V.) was supported by a grant from the Foundation for the Advancement of Theoretical Physics and Mathematics «BASIS».

**Conflict of interest.** The authors of this work declare that they have no conflict of interest.

**Authors' contribution.** The contribution of the authors is equal.