

АВТОКОЛЕБАНИЯ МАКРОЧАСТИЦ В ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЕ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА

О. С. Ваулина, А. П. Нефедов, О. Ф. Петров*, А. А. Самарян, В. Е. Фортвов*

*Институт теплофизики экстремальных состояний Российской академии наук
127412, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 11 апреля 2001 г.

Рассмотрены два типа неустойчивостей, возникающих в плазменно-пылевых системах с пространственным градиентом заряда макрочастиц. Показано, что изменение заряда макрочастиц является эффективным механизмом для возбуждения пылевых автоколебаний в лабораторной плазме. Приведены результаты экспериментальных наблюдений и анализ условий развития различных автоколебаний макрочастиц в стратах тлеющего разряда постоянного тока.

PACS: 52.25.Uy, 52.25.Zb, 82.70.Db

Явления, связанные с развитием неустойчивостей в диссипативных системах взаимодействующих частиц, представляют интерес для различных областей науки, таких как физика плазмы, биофизика, астрономия и т. д. Прекрасной экспериментальной моделью для изучения неустойчивостей в таких системах является лабораторная пылевая плазма. Пылевая плазма состоит из электронов, ионов, нейтральных молекул газа и заряженных макрочастиц микронного размера. Благодаря высокой подвижности электронов, неэмитирующие пылевые частицы приобретают отрицательный равновесный заряд, согласованный с параметрами окружающей плазмы. При изменении параметров плазмы данный заряд может зависеть от времени и от положения частицы.

Лабораторная пылевая плазма является открытой диссипативной системой. Совместное действие диссипации в такой плазме с другими процессами может приводить к возникновению как устойчивых стационарных структур макрочастиц (подобных жидкости или твердому телу), так и сложных колебательных или хаотических режимов [1–6]. Формирование автоколебаний в плазменно-пылевых системах существенно отличается от формирования колебаний в консервативных средах, поскольку в таких системах как имеются диссипативные потери энергии, так и может существовать «подкачка»

энергии с помощью какого-либо механизма. Одним из возможных механизмов, способных преобразовать потенциальную энергию внешнего электрического поля в кинетическую энергию макрочастиц, является пространственно-временные изменения зарядов пыли [4–6]. Случайные флуктуации заряда макрочастиц, которые всегда присутствуют в пылевой плазме, способны вызывать «аномальное нагревание» пыли, но не могут объяснить самовозбуждение регулярных автоколебаний макрочастиц без дополнительных источников, компенсирующих диссипативные потери. В настоящей работе мы остановимся на анализе регулярных пространственных изменений зарядов макрочастиц, которые возникают благодаря неоднородности объемной плазмы, окружающей пылевое облако, например, из-за градиентов концентраций $n_{e(i)}$ или температур $T_{e(i)}$ электронов (ионов). Подобные условия часто реализуются в плазме индуктивного высокочастотного или тлеющего разрядов [7, 8].

Рассмотрим движение N_p макрочастиц с зарядом

$$Z(\rho, y) = Z_0 + \Delta Z(\rho, y),$$

где $\rho = (x^2 + z^2)^{1/2}$ — радиальная координата частицы, в электрическом поле

$$\mathbf{E}(\rho, y) = \mathbf{i}E(y) + \mathbf{j}E(\rho)$$

цилиндрической ловушки, принимая во внимание парное межчастичное взаимодействие (F_{int}),

*E-mail: ipdustpl@redline.ru

силу тяжести ($m_p g$), термофоретическую силу ($F_{th} \equiv F_{th}(\rho)$) и броуновское движение частиц (F_{br}):

$$m_p \frac{d^2 \mathbf{r}_k}{dt^2} = \sum_j F_{int}(r) \Big|_{r=|\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_j|} \frac{\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_j}{|\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_j|} - m_p \nu_{fr} \frac{d\mathbf{r}_k}{dt} + \mathbf{F}_{br} + \mathbf{F}_{ext}. \quad (1)$$

Здесь r — межчастичное расстояние, m_p — масса макрочастицы, ν_{fr} — коэффициент трения,

$$F_{int}(r) = -eZ(\rho, y) \frac{\partial \phi_D}{\partial r},$$

$$\phi_D = \frac{eZ(\rho, y)}{r} \exp\left(-\frac{r}{D}\right)$$

— экранированный кулоновский потенциал с длиной экранировки D , а e — заряд электрона. Внешняя сила задается соотношением

$$\mathbf{F}_{ext} = \mathbf{i} \{E(y)eZ(\rho, y) - m_p g\} + \mathbf{j} \{E(\rho)eZ(\rho, y) + F_{th}\},$$

где

$$F_{th} = -\frac{32}{15} \sqrt{\frac{\pi m}{8T}} a^2 \lambda \frac{\partial T}{\partial \rho},$$

T и m — температура и масса молекулы газа, λ — теплопроводность, a — радиус макрочастицы. Таким образом, как сила межчастичного взаимодействия, так и внешняя сила, действующая на частицы, оказываются зависящими от ее координаты. В том случае, когда ротор этих сил не равен нулю, такая система может совершать положительную работу, компенсирующую диссипативные потери энергии. Это означает, что бесконечно малые возмущения, которые появились в системе из-за тепловых или других флуктуаций, могут расти. Подробный анализ линеаризованных уравнений (1) представлен в работе [6]. Этот анализ показал, что малые возмущения в системе (1) будут расти в двух случаях: во-первых, когда отсутствует возвращающая сила (неустойчивость типа I), во-вторых, вблизи некоторой характерной резонансной частоты ω_c системы, когда сила трения не подавляет осциллирующих движений (неустойчивость типа II).

В том случае, когда $Z_0 \gg \Delta Z(\rho, y)$, возникновение неустойчивости первого типа будет определяться условием

$$\omega_c^4 < \left| \frac{\gamma_0 (\beta_\rho g - \beta_y F_{th}/m_p)}{Z_0} \right|, \quad (2)$$

где

$$\beta_\rho = \frac{\partial Z(\rho, y)}{\partial \rho}, \quad \beta_y = \frac{\partial Z(\rho, y)}{\partial y},$$

а γ_0 — параметр сдвига [6]. Поскольку ротор скорости макрочастиц \mathbf{V} не равен нулю,

$$\Omega = \text{rot } \mathbf{V} \neq 0,$$

соотношение (2) описывает возникновение вихревого движения вдоль некоторой замкнутой кривой. Направление этого вращения в плоскости, параллельной полю тяжести для монотонных пространственных зависимостей $\mathbf{E}(\rho, y)$ и $Z(\rho, y)$ может быть определено по знаку

$$\Omega = \frac{g\beta_\rho - \beta_y F_{th}/m_p}{Z_0 \nu_{fr}}.$$

Так, при $\Omega > 0$ макрочастицы будут падать в центр пылевого облака, а при $\Omega < 0$ будут подниматься.

Характерным отличием дисперсионной неустойчивости типа II от диссипативной бифуркации типа I является сильная зависимость от силы трения, с ослаблением которой могут развиваться возмущения с частотами, близкими к некоторой собственной резонансной частоте ω_c системы. Критерий возникновения неустойчивости типа II может быть представлен в виде

$$\nu_{fr} < \omega_c < |\Omega|/2. \quad (3)$$

В случае сильной дисперсии в результате развития неустойчивости типа II «выживает» практически лишь одна мода, а установившееся движение представляет собой гармоническую волну с частотой, близкой к точке бифуркации системы

$$\omega_c \approx |\Omega|/2.$$

Тем не менее следует отметить, что коллективные волновые движения возможны только при условии синхронизованного движения отдельных частиц в пылевом облаке [6]. Иллюстрация результатов численного моделирования развития неустойчивостей типов I и II для малых пылевых кластеров ($N_p = 15$) заряженных частиц представлены на рис. 1.

Таким образом, теоретический анализ и численное моделирование показывают, что в плазме с градиентами зарядов макрочастиц могут возбуждаться различные пылевые автоколебания. Используя предложенную модель, проведем анализ условий возбуждения автоколебаний, наблюдаемых в стратах тлеющего разряда постоянного тока (см. рис. 2–4). Эксперименты проводились с частицами железа со средним радиусом $a \approx 3.5$ мкм в аргоне при различных разрядных токах $I = 0.5$ – 15 мА и давлениях $P = 0.1$ – 1 Торр.

Для рассматриваемых экспериментальных условий частота трения может быть записана в свободно-молекулярном приближении $\nu_{fr}[c] \approx 30P$ [Торр] [9], а равновесный заряд пылевых частиц может быть представлен в форме $\langle Z \rangle \approx 7 \cdot 10^3 T_e$ эВ для $n_e = n_i$

Рис. 1. Траектории макрочастиц в случае развития нестабильностей типов I (а) и II (б) для малых пылевых кластеров, а также увеличенный фрагмент (в) траектории отдельной частицы для случая (б)

и $T_i \approx 0.03$ эВ [10]. Принимая во внимание, что газ охлаждается на стенках разрядной трубки и что $\partial T/\partial \rho < 0.5$ К/см, при $I < 0.2$ А для $\rho < R/10$ (здесь $R = 3.25$ см — радиус разрядной трубки) [11] отношение

$$\frac{m_p g \beta_\rho}{\beta_y F_{th}} = \frac{125 \text{ К/см} \cdot \beta_\rho}{\beta_y \partial T/\partial \rho}$$

будет намного больше единицы при $\beta_\rho > \beta_y/10$. Следовательно,

$$\Omega \approx \frac{g \beta_\rho}{Z_0 \nu_{fr}},$$

а величина β_y фактически не влияет на развитие самовозбуждаемого движения. Однако влияние $\beta_y F_{th}$ может быть важным для более мелких частиц, а также для случаев индуктивного ВЧ-, или аномального тлеющего разряда, где возможны более высокие градиенты газовых температур $\partial T/\partial \rho$.

В предположении

$$\partial T_e/\partial \rho = 0, \quad \delta n = n_e - n_i \ll n_e \approx n_i \approx n_0,$$

$$\Delta Z(\rho, y) \ll Z_0 \approx \langle Z \rangle,$$

значение β_ρ будет определяться градиентом δn и может быть получено из уравнения баланса потоков ионов и электронов на поверхности пылевой частицы [9]:

$$\beta_\rho \approx \frac{\langle Z \rangle}{n_0(1 + e^2 \langle Z \rangle / a T_e)} \frac{\partial \delta n}{\partial \rho}. \quad (4)$$

Здесь

$$\delta n \equiv -\frac{\text{div } \mathbf{E}(\rho, y)}{4\pi e}.$$

Для разряда, контролируемого диффузией, радиальное поле поляризации

$$E(\rho) \approx -\frac{T_e}{en_e} \frac{\partial n_e}{\partial \rho} \sim \frac{2.4 T_e}{eR} \quad (R \gg D)$$

(см. [11]). Совместное решение уравнений Пуассона и диффузии с уравнением (4) дает $\beta_\rho > 0$ и $\beta_\rho/Z_0 \approx 1.8 D^2/R\rho^2 \approx 0.005-0.5 \text{ см}^{-1}$ для $\rho/D \sim 1-10$. При этом отношение

$$\left| \frac{\Delta Z(\rho, y)}{Z_0} \right| \approx \left| -\frac{1.8 D^2}{R\rho} \right| < 5\%$$

для $\rho > D$ и $D < 1000$ мкм. Таким образом, условие

$$\Delta Z(\rho, y) \ll Z_0$$

выполняется. Следует отметить, что известные экспериментальные аппроксимации

$$\phi(\rho) \propto \rho^\alpha \quad (1 < \alpha < 2)$$

радиального электрического поля тлеющего разряда также приводят к уменьшению β_ρ с ростом ρ [5].

Иллюстрация конвекции макрочастиц, наблюдаемой в пылевом облаке, приведена на рис. 2а. На рисунке представлены положения частиц в облаке и траекторий движения трех частиц (время экспозиции $t_{exp} \approx 4$ с), полученные в результате программной обработки видеозаписей эксперимента при помощи специальной программы, позволяющей идентифицировать смещения отдельных частиц. Более

Рис. 2. Иллюстрация конвекции макрочастиц (а) в страте тлеющего разряда и результаты численного моделирования (б)

детальное описание обработки видеоматериала приведено в работе [12].

Направление вращения пыли (см. рис. 2а) показывает, что $\Omega > 0$ ($\beta_\rho > 0$). Экспериментальная оценка β_ρ может быть сделана из измерений скоростей $V \approx A\Omega/2$ частиц и амплитуды A их вращения. Таким образом, мы найдем

$$\beta_\rho/Z_0 = 2V\nu_{fr}/Ag \approx 0.012 \text{ см}^{-1},$$

где $\nu_{fr} \approx 24 \text{ с}^{-1}$ ($P = 0.8$ Торр), что соответствует теоретическим прогнозам. Результаты численного моделирования задачи (1) с параметрами, близкими к экспериментальным, показаны на рис. 2б ($N_p = 3000$, $t_{exp} \approx 0.5 \text{ с}$). Полученные при этом средние кинетические значения энергии ($\langle K \rangle \approx 4.5 \cdot 10^{-18} \text{ Дж}$) частиц были близки к экспериментально наблюдаемым.

Продольные пылевые колебания представлены на рис. 3а. Несмотря на то что коллективное движение пыли представляет собой волновое движение, отдельные частицы в облаке движутся по мелко-масштабным эллиптическим траекториям (рис. 3б), которые аналогичны моделируемым (см. рис. 1в). Легко увидеть, что колебания ослабляются на границах пылевого облака. Это может объясняться уменьшением β_ρ в радиальном направлении, которое было упомянуто выше. Частота колебаний в центре облака составляла $\omega \approx 45\text{--}50 \text{ с}^{-1}$. Полагая

$\omega \approx g\beta_\rho/2Z_0\nu_{fr}$ (3), $\nu_{fr} \approx 9 \text{ с}^{-1}$ ($P = 0.3$ Торр), найдем $\beta_\rho/Z_0 \approx 0.8\text{--}0.9 \text{ см}^{-1}$. Отличие полученного значения β_ρ/Z_0 от численных оценок может быть связано с возможными потерями плазменной компоненты на макрочастицах пылевого облака, что может привести к увеличению электрического поля поляризации $E(\rho)$ и, соответственно, величины β_ρ .

Вращение макрочастиц в верхней части пылевого облака в комбинации с осцилляциями или акустическими колебаниями в основании пылевой структуры является достаточно типичным для тлеющего разряда [8]. Предлагаемый механизм может легко объяснить такие комбинированные движения только на основе предположения о различных изменениях заряда макрочастиц в разных областях газового разряда. Так, наблюдаемое сложное движение (см. рис. 4) может рассматриваться как одновременное развитие двух различных нестабильностей первого и второго типов для разных частей пылевого облака. Принимая

$$2\pi e^2 Z_0 \exp(-k)/l^2 \approx E,$$

где

$$E \approx 2.4T_e/eR, \quad k = l/D,$$

l — межчастичное расстояние, мы можем исключить неизвестное T_e ($Z_0 \sim T_e$) и оценить k для разных частей облака. Тогда для основания пылевого облака ($k \approx 0.8$, $l_p \approx 800 \text{ мкм}$) мы имеем

Рис. 3. Видеоизображение пылевых акустических колебаний (*a*) и увеличенный фрагмент (*b*) траекторий движения отдельных частиц

Рис. 4. Комбинированные автоколебания макрочастиц в страте тлеющего разряда

$D \approx 1000$ мкм. Наблюдаемая частота колебаний составляла $\omega \sim 30\text{--}40$ с⁻¹. Откуда может быть получена следующая экспериментальная оценка для градиента заряда частиц:

$$\beta_\rho/Z_0 \approx 2\nu_{fr}\omega/g \approx 0.27\text{--}0.37 \text{ см}^{-1}$$

$$\nu_{fr} \approx 4.5 \text{ с}^{-1}, \quad P = 0.15 \text{ Торр.}$$

В верхней части облака ($k \approx 2$, $l_p \approx 450$ мкм) длина экранирования D уменьшается до 225 мкм. Отметим, что полученные значения D находятся в хорошем соответствии с тем фактом, что n_e растет при приближении к вершине облака от 10^8 до $2 \cdot 10^9$ см⁻³ для $T_e = 2$ эВ [11]. В последнем случае измеряемое отношение $V/A \approx 0.25$ с⁻¹ для различных амплитуд вращения дает

$$\beta_\rho/Z_0 \approx 2V\nu_{fr}/Ag \approx 0.002 \text{ см}^{-1}.$$

Таким образом, отношение β_ρ для различных частей пылевого облака не пропорционально D^2 . Это может быть связано с рядом причин, наиболее очевидной из которых является развитие неустойчивости типа I (в верхней части структуры) для крайних частиц пылевого облака, где величина γ_0 достаточно высока и удовлетворяет условию (2) [6]. Напротив, развитие неустойчивости типа II (в нижней части структуры) определяется, как было показано выше, частицами внутри пылевого облака, где величина β_ρ значительно больше.

Необходимо добавить, что все рассмотренные автоколебательные движения макрочастиц наблюдаются и в экспериментальных генераторах индуктивных ВЧ-разрядов, которые имеют неоднородные характеристики, подобные тлеющему разряду. Существуют две основные причины, которые препятствуют развитию неустойчивостей обоих типов в емкостном ВЧ-разряде. Первая из них определяется однородностью плазмы, вторая может быть связана с небольшим числом наблюдаемых слоев макрочастиц и, соответственно, с маленьким параметром сдвига γ_0 (2). Это может объяснить отсутствие экспериментальных наблюдений вихревого движения в обычных условиях. Тем не менее формирование объемных пылевых облаков, например, в условиях микрогравитации или при введении дополнительного электрода в объем плазмы, приводит к конвекции макрочастиц [1, 2]. Возможным проявлением неустойчивости второго типа в емкостном ВЧ-разряде является развитие автоколебаний для одномерного слоя макрочастиц [3]. Любые другие механизмы, которые предлагались для объяснения этих колебаний до настоящего времени, не дают разумных количественных оценок [3, 13].

Привлекательность предлагаемого механизма возникновения пылевых автоколебаний состоит в его возможности объяснить значительную часть явлений («аномальный разогрев» макрочастиц, вихри, акустические колебания и другие самовозбуждаемые движения), которые наблюдаются в лабораторной пылевой плазме без привлечения любых других механизмов или фоновых источников энергии. При этом для формирования таких автоколебаний не требуется больших пространственных изменений зарядов пыли, так как даже очень небольшой градиент заряда в пылевом облаке ($\sim 1\%$) может служить эффективным источником кинетической энергии макрочастиц.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 01-02-16658 и 00-02-17520).

ЛИТЕРАТУРА

1. D. A. Low, W. H. Steel, B. M. Annaratone et al., *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4189 (1998).
2. G. Morfill, H. Thomas, U. Konopka et al., *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1598 (1999).
3. S. Nunomura, T. Misawa, N. Ohno, and S. Takamura, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1970 (1999).
4. O. S. Vaulina, S. A. Khrapak, A. P. Nefedov et al., *Phys. Rev. E* **60**, 5959 (1999).
5. В. В. Жаховский, В. И. Молотков, А. П. Нефедов и др., *Письма в ЖЭТФ* **66**, 392 (1997).
6. О. С. Ваулина, А. П. Нефедов, О. Ф. Петров и др., *ЖЭТФ* **118**, 1325 (2000).
7. Ю. В. Герасимов, А. П. Нефедов, В. А. Синельщиков и др., *Письма в ЖТФ* **24**, 774 (1998).
8. V. E. Fortov, V. I. Molotkov, A. P. Nefedov et al., *Phys. Plasmas* **6**, 1759 (1997).
9. I. T. Yakubov and A. G. Khrapak, *Sov. Tech. Rev. B. Therm. Phys.* **2**, 269 (1989).
10. J. Goree, *Plasma Sources Sci. Technol.* **3**, 400 (1994).
11. Ю. П. Райзер, *Физика газового разряда*, Наука, Москва (1987).
12. О. С. Ваулина, А. П. Нефедов, О. Ф. Петров, В. Е. Фортвов, *ЖЭТФ* **119**, 1129 (2001).
13. A. V. Ivlev, U. Konopka, and G. Morfill, *Phys. Rev. E* **62**, 2739 (2000).