

ЛАЗЕРНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ДОЛГОЖИВУЩИХ КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ В ПЛАЗМЕННО-ПЫЛЕВОЙ ЛОВУШКЕ

Н. Н. Антонов^{a,b}, А. В. Гавриков^{a,b}, А. С. Иванов^a,
О. Ф. Петров^{a,b}, Р. А. Тимирханов^{a,b**}, В. Е. Фортос^{a,b}*

*^aОбъединенный институт высоких температур Российской академии наук
125412, Москва, Россия*

*^bМосковский физико-технический институт (государственный университет)
141700, Долгопрудный, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 20 июня 2011 г.

При помощи воздействия лазерного импульса в монослойной плазменно-пылевой структуре выполнено возбуждение вертикальных осцилляций отдельной частицы. Осцилляции происходили в автоколебательном режиме с характерной частотой колебаний $\nu = 25$ Гц. Показано, что эффекты, связанные с перезарядкой частицы и запаздыванием ее заряда по отношению к равновесному, в рамках известных значений параметров неоднородности плазменно-пылевых ловушек, не могут обеспечить поддержание автоколебательного режима осцилляций. Высказано предположение, что поддержание наблюдаемых в эксперименте автоколебаний отдельной пылевой частицы происходит за счет резонансной перекачки кинетической энергии хаотического движения пылевых частиц плазменно-пылевой структуры в энергию вертикальных колебаний.

1. ВВЕДЕНИЕ

Лабораторная пылевая плазма позволяет получать сильно неидеальные системы. Физические свойства таких систем представляют значительный интерес для различных областей науки и техники (гидродинамика, физика плазмы, медицина, физика и химия полимеров и т. д.) [1–14]. Следует отметить, что исследования пылевой плазмы представляют значительный интерес также и с прикладной точки зрения (создание дисперсных композиционных материалов, сепарация субмикронных частиц по размерам, создание двигателей (наиболее близкий прототип — коллоидный двигатель) нового поколения для космических нужд и др.) [15, 16].

Одной из ключевых задач при изучении пылевой плазмы является исследование различных типов воздействий (электрического [17–19], газодинамического [20, 21], оптического [22–24], пучков частиц [25, 26]) и возникающих при этом возмущений в плазменно-пылевом образовании. Ранее нами бы-

ло проведено изучение воздействия лазерного излучения на характер объемного течения плазменно-пылевой среды и, в частности, исследованы ее вязко-пластические свойства [23, 24]. В данной работе продолжено изучение динамики пылевых частиц при воздействии лазерного излучения на отдельную частицу плазменно-пылевой структуры и возникающих при этом вертикальных колебаний.

Колебания пылевых частиц в плоскости плазменно-пылевой структуры, обусловленные стохастическим нагревом пылевой плазмы, были ранее изучены в ряде работ [27–31]. В этих работах были получены характерные частоты и амплитуды собственных колебаний в условиях отсутствия внешних воздействий. В данной работе проведено экспериментальное исследование долгоживущего колебательного состояния, в котором частица колеблется с большой амплитудой в направлении, перпендикулярном плоскости плазменно-пылевой структуры, в течение долгого времени сохраняя неизменную амплитуду несмотря на значительное трение в рассматриваемой среде.

*E-mail: gavrikov@ihed.ras.ru

**E-mail: timirkhanov@ihed.ras.ru

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты проводились на установке, схема которой представлена на рис. 1. В вакуумной камере в воздушной атмосфере при давлении 0.1 Торр между двумя плоскими электродами создавался высокочастотный разряд (на частоте 13.56 МГц, мощность 5 Вт). Через отверстие в верхнем электроде из специального контейнера в разряд вводились графитовые макрочастицы радиусом $R = 28\text{--}30$ мкм. Эти пылинки, попадая в плазму разряда и заряжаясь отрицательно, зависали в приэлектродном слое. На нижнем электроде в горизонтальной плоскости создавалась потенциальная ловушка, в которой формировалась монослойная плазменно-пылевая структура диаметром около 4 см. Воздействие на отдельную пылевую частицу осуществлялось единичным импульсом длительностью около 1 с сфокусированного излучения аргонового лазера мощностью 1 Вт (длина волны 514 нм). Луч лазера был направлен перпендикулярно плоскости плазменно-пылевой структуры.

Регистрация движения пылевых частиц осуществлялась цифровой видеокамерой, поле зрения которой располагалось в вертикальной плоскости (перпендикулярно плоскости плазменно-пылевой структуры), при этом подсветка проводилась излучением твердотельного лазера с длиной волны 671 нм. Видеосъемка проводилась со скоростью 50 кадров в секунду.

Воздействие импульса лазера на отдельную пылевую частицу вызывало ее отклонение от равновесного положения и инициировало незатухающие колебания в вертикальном направлении. Следует обратить внимание, что лазерное излучение вызывало только начальное отклонение, в дальнейшем же дви-

жение макрочастицы осуществлялось свободно без какого-либо воздействия со стороны луча лазера.

3. ОБРАБОТКА И АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТА

В процессе обработки видеоизображений (см. рис. 2а — типичный кадр), полученных в различных экспериментальных сериях, было установлено, что амплитуда вертикальных колебаний макрочастиц L невозмущенной плазменно-пылевой структуры меньше 0.1 мм, в то время как амплитуда инициированных лазерным воздействием вертикальных колебаний отдельной макрочастицы L_1 приблизительно равна 0.8 мм, т. е. существенно превышает L (см. рис. 2б). Для различных моментов времени были восстановлены координаты макрочастицы, на которую осуществлялось лазерное воздействие. На базе этих данных были построены временные зависимости отклонения макрочастицы от положения равновесия (см. рис. 3). Анализ зависимостей показал, что характерная частота колебаний составляет $\nu \approx 25$ Гц. При этом амплитуда колебаний остается неизменной в течение длительного времени $t > 20$ с (рис. 3а), а затем в некоторый момент времени начинает резко уменьшаться, причем характерное время затухания колебаний составляет $t_1 \approx 0.5$ с (рис. 3б). Таким образом, было установлено, что пылевая частица совершает автоколебания, инициированные лазерным импульсом.

В автоколебательном режиме компенсация диссипированной в процессе движения частицы энергии должна осуществляться за счет поступления энергии из внешнего источника, при этом поле сил, действующее на макрочастицу, оказывается непотенциальным [32]. В работах, посвященных изучению самовозбуждающихся колебаний в низкотемпературной плазме, было отмечено, что причиной подобной непотенциальности может служить запаздывание реального заряда макрочастицы по отношению к равновесному заряду, т. е. заряду, приобретаемому пылинкой при выравнивании потоков электронов и ионов на ее поверхности при бесконечно медленном движении частицы [27]. Равновесный заряд макрочастицы самосогласованно связан с параметрами окружающей ее плазмы и, если плазма неоднородна, то величина заряда становится функцией координат. В горизонтальной плоской плазменно-пылевой ловушке ВЧ-разряда имеет место вертикальная неоднородность плазмы. Характерный профиль неоднородности в рассматриваемом случае ис-

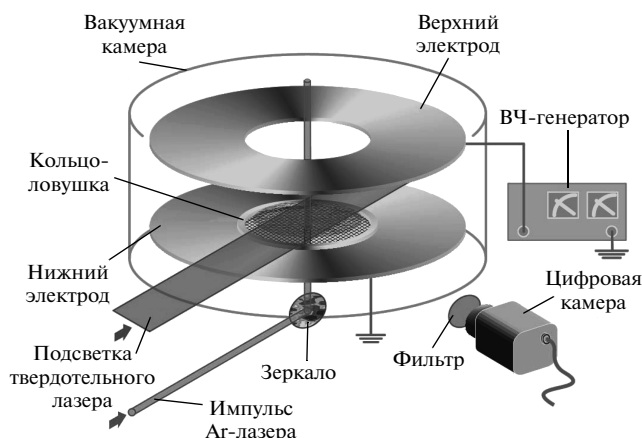


Рис. 1. Схема установки

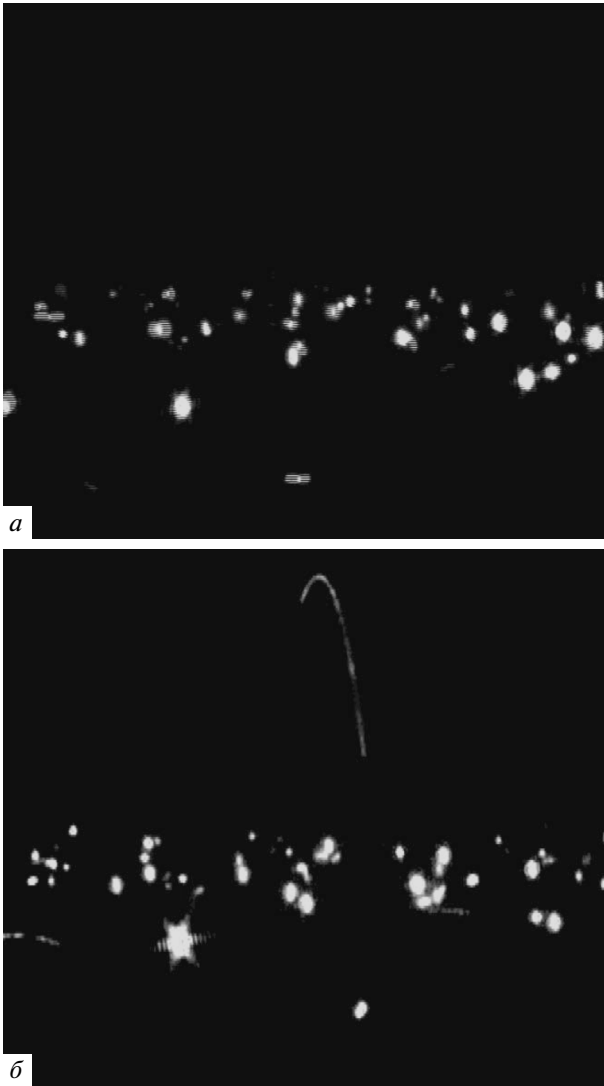


Рис. 2. а) Невозмущенная плазменно-пылевая структура. б) Трек пылевой частицы после воздействия Ag-лазера

следован в работе [33]. Соответствующая этим профилям зависимость плавающего потенциала U_F макрочастицы была изучена в работе [34]. Макрочастицы левитируют в области роста U_F , обусловленного увеличением энергии электронов на фоне слабого уменьшения концентрации электронов. Соответствующий этому изменению плавающего потенциала градиент заряда частицы по порядку величины равен 10^{-13} Кл/м. При движении макрочастицы через неоднородную плазму изменяется величина ее заряда. Однако выравнивание потоков заряженных частиц на поверхность пылинки происходит не мгновенно, а с некоторой временной задержкой, поэто-

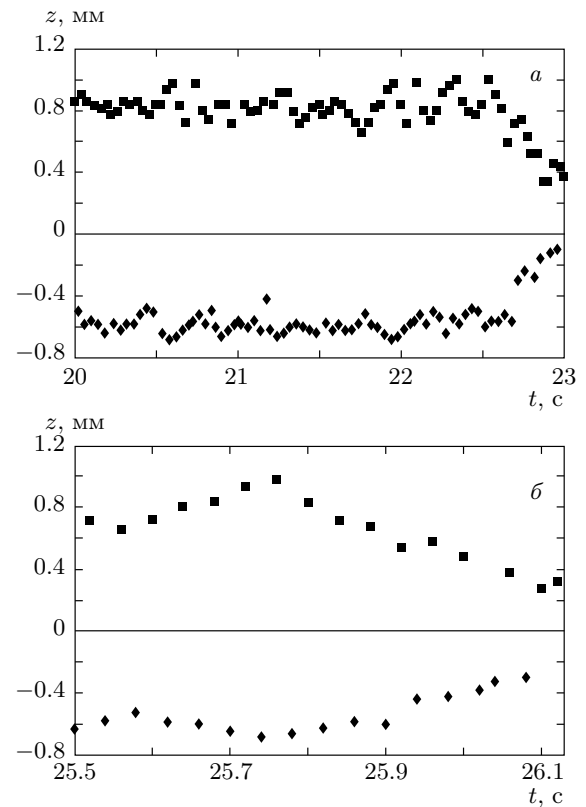


Рис. 3. а) Амплитуда колебаний в зависимости от времени. $z = 0$ соответствует положению плазменно-пылевой структуры. Время жизни колебания 23 с. б) Затухание колебаний. Время жизни колебания 26.1 с

му реальный заряд макрочастицы будет отличаться от равновесного и тем сильнее, чем выше скорость макрочастицы и чем больше неоднородность плазмы. Этот механизм может приводить к тому, что положительная работа электрического поля при движении макрочастицы становится по модулю больше отрицательной, т. е. в системе реализуются условия для увеличения энергии колебательного движения макрочастицы. Для проверки гипотезы о возможности поддержания автоколебательного движения за счет указанного канала подкачки энергии рассмотрим следующую модель.

Электрическое поле E вблизи равновесного положения левитации макрочастиц рассмотрим в линейном приближении:

$$E(z) = E_0 + \left(\frac{dE}{dz} \right)_0 z, \quad (1)$$

где z — направленная вертикально вниз ось, вдоль которой макрочастица совершает колебательные

движения, нулевое значение z соответствует равновесному положению пылевых частиц, E_0 — напряженность электрического поля в положении равновесия, а $(dE/dz)_0$ — градиент электрического поля вблизи положения равновесия.

Сила, действующая на заряд со стороны электрического поля с учетом эффекта запаздывания зарядки, равна

$$F_e(z) = Q(z - \tau(z)\dot{z})E(z), \quad (2)$$

где \dot{z} — скорость пылевой частицы, $\tau(z)$ — время запаздывания заряда на пылевой частице.

Заряд частицы представим в виде

$$Q(z) = RU_F. \quad (3)$$

Поскольку макрочастицы левитируют в области монотонного роста U_F на протяжении всей траектории колебаний, воспользуемся линейным приближением для $Q(z)$:

$$Q(z) = Q_0 + \left(\frac{dQ}{dz}\right)_0 z - \frac{dQ}{dz} \tau \dot{z}, \quad (4)$$

где Q_0 — равновесный заряд макрочастицы в положении равновесия, $(dQ/dz)_0$ — производная равновесного заряда по координате в точке $z = 0$, τ — среднее время запаздывания заряда на макрочастице за период колебания.

Тогда уравнение движения пылевой макрочастицы можно представить в виде

$$m\ddot{z} = -\beta\dot{z} - \left(Q_0 + \left(\frac{dQ}{dz}\right)_0 z - \left(\frac{dQ}{dz}\right)_0 \dot{z}\tau\right) \times \\ \times \left(E_0 + \left(\frac{dE}{dz}\right)_0 z\right) + mg, \quad (5)$$

где m — масса пылевой частицы, g — ускорение свободного падения, β — коэффициент трения макрочастицы о буферный газ.

В данной модели не учитывается влияние силы ионного увлечения, поскольку оценка этой силы с использованием модели холодных ионов [35] дает величину, не превышающую одной сотой от силы гравитационного притяжения.

Пренебрегая членами второго порядка малости по z , перепишем уравнение (5) в виде

$$\ddot{z} + 2\delta\dot{z} + \omega_0^2 z = 0, \quad (6)$$

где

$$2\delta = \frac{\beta - \left(\frac{dQ}{dz}\right)_0 E_0 \tau}{m}, \quad \omega_0^2 = \left(\frac{d(QE)}{dz}\right)_0 \frac{1}{m}, \quad (7)$$

$(d(QE)/dz)_0$ — значение производной по координате произведения равновесного заряда на электрическое поле в точке $z = 0$. Полученные соотношения позволяют оценить время τ , необходимое для реализации рассматриваемого механизма накачки, и частоту автоколебаний частиц.

Условие роста и поддержания амплитуды колебаний, т. е. условие реализации автоколебательного режима, имеет вид

$$\delta \leq 0, \quad \text{т. е.} \quad \beta - \left(\frac{dQ}{dz}\right)_0 E_0 \tau \leq 0. \quad (8)$$

Для оценки градиента заряда макрочастицы, необходимого для поддержания автоколебаний, перепишем это условие в виде

$$\tau \geq \frac{\beta Q_0}{\left(\frac{dQ}{dz}\right)_0 mg}, \quad (9)$$

где учтено, что $E_0 Q_0 = mg = 2.5 \cdot 10^{-9}$ Н.

Учитывая условия эксперимента и применяя формулу Эпштейна [36], имеем

$$\beta = \frac{6\pi\eta D^2}{4 \cdot 1.1l} = 5.6 \cdot 10^{-10} \frac{\text{Н} \cdot \text{с}}{\text{м}}, \quad (10)$$

где $\eta = 1.8 \cdot 10^{-5}$ Н · с/м² — коэффициент вязкости воздуха, $l = 5 \cdot 10^{-4}$ м — длина свободного пробега молекул буферного газа. Заряд частицы $Q_0 \approx 10^5 e$ оценили на базе теории приближения ограниченных орбит (ОМЛ) [37] (температуры электронов и ионов принимались равными соответственно $T_e = 2$ эВ, $T_i = 0.03$ эВ). Подставляя приведенные значения в формулу (9), получаем ограничение на время перезарядки $\tau \geq 2 \cdot 10^{-3}$ с. Однако в условиях эксперимента характерное время зарядки и, соответственно, перезарядки уединенной пылевой частицы составляет приблизительно 10^{-5} с [38]. Таким образом, возникновение автоколебаний, наблюдаемых в эксперименте, не может быть объяснено в рамках предложенной модели зарядки.

Оценка частоты колебаний с использованием соотношения (7) дает величину $\omega \approx 11$ с⁻¹, что на порядок ниже наблюдавшихся значений. Таким образом, имеется явное несоответствие расчетных значений параметров (τ, ω) измеренным величинам. Это может свидетельствовать о существенном несоответствии данных работы [33] по характеристикам неоднородности плазмы реальным значениям параметров имеющейся плазменно-пылевой ловушки или вообще другому механизму накачки энергией пылевых частиц в процессе колебаний.

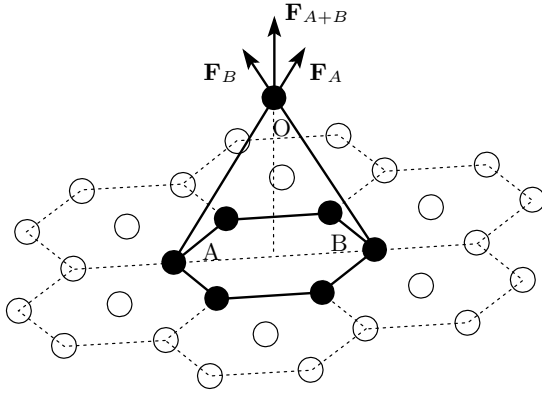


Рис. 4. Пылевые частицы структуры создают электрическое поле, действующее вдоль вертикальной оси на макрочастицу, пролетающую сквозь структуру во время колебаний

Интересно отметить, что если формально положить заряд частицы пропорциональным потенциалу электрического поля U в данной точке пространства ($Q = RU$), то в рамках приведенного подхода частоты колебаний и характерные времена запаздывания оказываются вполне соответствующими полученным в эксперименте.

В качестве одной из гипотез, объясняющих возникновение автоколебаний, может быть рассмотрено предположение, учитывающее взаимодействие колеблющейся частицы с остальными пылевыми частицами структуры (см. рис. 4). Пылевые частицы структуры создают электрическое поле, действующее вдоль оси z на макрочастицу, выведенную из положения равновесия. При движении вдоль z частица O взаимодействует с частицами A и B , которые в свою очередь взаимодействуют с остальной плазменно-пылевой структурой и в среднем приобретают дополнительную кинетическую энергию, зависящую от кинетической температуры пылевых частиц в структуре. Таким образом, может реализоваться ситуация, при которой частица O и частицы A и B двигаются синфазно, т.е. при движении вниз частица O передает часть своего импульса частицам A и B , а они отражаются от других частиц пылевой структуры не упруго, а с приобретением дополнительного импульса, зависящего от кинетической температуры пылевой структуры. При движении частицы O в обратном направлении происходит передача ей уже увеличенного импульса от частиц A и B . Другими словами, возникновение резонанса при движении частицы O в вертикальном направлении и при движении частиц A и B в

горизонтальном обуславливает перекачку кинетической энергии хаотического движения пылевых частиц плазменно-пылевой структуры в энергию вертикальных колебаний макрочастицы O . Важная роль обмена энергией между пылевыми частицами, движущимися вертикально и горизонтально, уже отмечалась в работах, посвященных изучению аномального разогрева пылевых частиц в плазме [39]. В данной работе было показано, что при приближении значения амплитуды горизонтальных колебаний к значению амплитуды вертикальных колебаний появляется второй параметрический резонанс, который «разогревает» вертикальные колебания за счет горизонтальных. Также в пользу предложенной гипотезы говорит тот факт, что частота вертикальных автоколебаний, наблюдаемых в эксперименте, составляет 25 Гц, что практически совпадает с характерным значением частоты колебаний пылевых частиц в слое $\nu_d \approx 19$ Гц, полученным методом резонанса в работе [40]. Обратим внимание, что срыв автоколебательного режима и затухание колебаний в рамках данной гипотезы могут быть объяснены флуктуациями движения пылевых частиц, приводящими к нарушению резонанса.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В качестве заключения еще раз сформулируем основные результаты, полученные в работе: при помощи воздействия лазерного импульса в монослойной плазменно-пылевой структуре реализовано возбуждение вертикальных осцилляций отдельной частицы. Данные осцилляции происходят в автоколебательном режиме с характерной частотой колебаний $\nu \approx 25$ Гц. Показано, что эффекты, связанные с перезарядкой частицы и запаздыванием ее заряда по отношению к равновесному, в рамках известных значений параметров неоднородности плазменно-пылевых ловушек, не могут обеспечить поддержание автоколебательного режима осцилляций. Высказано предположение, что поддержание наблюдаемых в эксперименте автоколебаний отдельной пылевой частицы происходит за счет резонансной перекачки кинетической энергии хаотического движения пылевых частиц плазменно-пылевой структуры в энергию вертикальных колебаний.

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. И. Френкель, *Кинетическая теория жидкостей*, Наука, Ленинград (1975).

2. *Photon Correlation and Light Beating Spectroscopy*, ed. by H. Z. Cummins and E. R. Pike, Plenum, New York (1974).
3. R. Balescu, *Equilibrium and Nonequilibrium Statistical Mechanics*, Wiley Intersci., Chichester (1975).
4. N. K. Ailawadi, *Phys. Rep.* **57**, 241 (1980).
5. А. А. Овчинников, С. Ф. Тимашев, А. А. Белый, *Кинетика диффузионно-контролируемых химических процессов*, Химия, Москва (1986).
6. G. E. Morfill, V. N. Tsytovich, and H. Thomas, *Plasma Phys. Rep.* **29**, 1 (2003).
7. M. H. Thoma, M. Kretshmer, H. Rothermel et al., *Amer. J. Phys.* **73**, 420 (2005).
8. О. С. Ваулина, О. Ф. Петров, В. Е. Форттов, *ЖЭТФ* **127**, 1153 (2005).
9. O. S. Vaulina, O. F. Petrov, V. E. Fortov et al., *Plasma Phys. Rep.* **29**, 606 (2003).
10. S. Nunomura, D. Samsonov, S. Zhdanov et al., *Phys. Rev. Lett.* **96**, 015003 (2006).
11. S. Ratynskaia, K. Ryrdal, C. Knappek et al., *Phys. Rev. Lett.* **96**, 105010 (2006).
12. O. S. Vaulina and S. V. Vladimirov, *Plasma Phys.* **9**, 835 (2002).
13. O. S. Vaulina and I. E. Drangevski, *Phys. Scripta* **73**, 577 (2006).
14. О. С. Ваулина, К. Г. Адамович, *ЖЭТФ* **133**, 1091 (2008).
15. H. Kersten, P. Schmetz, and G. M. V. Kroesen, *Surf. Coat. Technol.* **108–109**, 507 (1998).
16. А. С. Иванов, В. С. Круглов, А. Ф. Паль и др., *Письма в ЖТФ* **37**, 57 (2011).
17. D. A. Law, W. H. Steel, B. M. Annaratone et al., *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4189 (1998).
18. D. Samsonov, A. V. Ivlev, G. E. Morfill et al., *Phys. Rev. E* **63**, 025401 (2001).
19. M. Y. Pustyl'nik, A. V. Ivlev, H. M. Thomas et al., *Phys. Plasmas* **16**, 113705 (2009).
20. D. Samsonov, G. Morfill, H. Thomas et al., *Phys. Rev. E* **67**, 036404 (2003).
21. M. Yu. Pustyl'nik, V. M. Torchinskii, V. I. Molotkov et al., *High Temperature* **42**, 659 (2004).
22. V. E. Fortov, A. P. Nefedov, V. I. Molotkov et al., *Phys. Rev. Lett.* **87**, 205002 (2001).
23. Н. А. Ворона, А. В. Гавриков, А. С. Иванов и др., *ЖЭТФ* **132**, 941 (2007).
24. A. V. Gavrikov, D. N. Goranskaya, A. S. Ivanov et al., *J. Plasma Phys.* **76**, 579 (2010).
25. Л. М. Василяк, М. Н. Васильев, С. П. Ветчинин и др., *Письма в ЖТФ* **31**, вып. 19, 35 (2005).
26. М. Н. Васильев, Н. А. Ворона, А. В. Гавриков и др., *Письма в ЖТФ* **36**, вып. 24, 54 (2010).
27. S. Nunomura, T. Misawa, N. Ohno et al., *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1970 (1999).
28. A. V. Ivlev, U. Konopka, and G. Morfill, *Phys. Rev. E* **62**, 2739 (2000).
29. A. A. Samarian, B. W. James, S. V. Vladimirov et al., *Phys. Rev. E* **64**, 025402(R) (2001).
30. You-Nian Wang, Lu-Jing Hou, and Xiaogang Wang, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 155001 (2002).
31. K. Statsenko, A. Ivanov, I. Shakhova et al., 4th Int. Conf. Phys. Dusty Plasmas, Orleans, France (2005), AIP Conf. Proc. **799**, 438, Melville, New York (2005).
32. В. В. Жаховский, В. И. Молотков, А. П. Нефедов и др., *Письма в ЖЭТФ* **66**, 392 (1997).
33. E. B. Tomme, D. A. Law, B. M. Annaratone et al., *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2518 (2000).
34. V. R. Ikkurthi, A. K. Matyash, A. Melzer et al., *Phys. Plasmas* **15**, 123704 (2008).
35. T. Nitter, *Plasma Sources Sci. Technol.* **5**, 93 (1996).
36. P. S. Epstein, *Phys. Rev.* **23**, 710 (1924).
37. О. С. Ваулина, О. Ф. Петров, В. Е. Форттов и др., *Пылевая плазма: эксперимент и теория*, Физматлит, Москва (2009).
38. V. V. Yaroshenko, T. Antonova, H. M. Thomas, and G. E. Morfill, *Phys. Plasmas* **16**, 103505 (2009).
39. Г. Э. Норман, В. В. Стегайлов, А. В. Тимофеев, *ЖЭТФ* **140**, 1017 (2011).
40. A. Homann, A. Melzer, and A. Piel, *Phys. Rev. E* **59**, R3835 (2001).