

01;04

## Исследование отклика кулоновского шара заряженных пылевых частиц на внешние воздействия

© С.Г. Псахье, К.П. Зольников, А.В. Абдрашитов

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск  
E-mail: Simoom@sibmail.com

В окончательной редакции 30 июня 2008 г.

Проведено молекулярно-динамическое моделирование поведения кулоновских шаров заряженных пылевых частиц сферической формы при различных интенсивностях всестороннего импульсного нагружения внешней оболочки. Если интенсивность внешнего нагружения меньше некоторого порогового значения, то оболочечная структура кулоновского шара сохраняется. При этом колебания внешних оболочек характеризуются биениями, которые постепенно затухают. С увеличением интенсивности всестороннего нагружения оболочечная структура кулоновского шара „размывается“ и при достижении порогового значения нагружения система переходит в „жидкообразное“ состояние. Частота колебания внешней оболочки не зависит от интенсивности всестороннего нагружения. Расчеты показали, что с ростом числа пылевых частиц в кулоновском шаре частота колебаний внешней оболочки стремится к некоторому предельному значению.

PACS: 52.27.Gr, 36.40.Ei, 52.27.Jt

Исследование поведения пылевой плазмы при динамических воздействиях, генерации в ней волн различной природы (ударных волн, солитонов, конусов Маха и т.д.), особенностей их распространения и затухания представляет одно из актуальных направлений в физике плазмы [1]. Интерес в изучении особенностей внешних воздействий на пылевую плазму обусловлен тем фактом, что, варьируя характер внешних нагружений и их природу, можно менять не только пространственное расположение, но и упорядоченность пылевых частиц, и тем самым изменять свойства этой системы. Кроме того, закачивание в плазменно-пылевую систему дополнительной энергии позволяет понять характер ее поведения в экстремальных условиях. Отметим, что одними

из наиболее активно используемых воздействий на плазменно-пылевые системы являются лазерное излучение [2], магнитное поле [3], „газодинамическое“ нагружение [4].

Колебания в неидеальной пылевой плазме, возникшие в результате внешних воздействий, во многом определяются взаимодействием и корреляцией между пылевыми частицами (ПЧ). Колебания системы ПЧ, находящейся в состоянии, аналогичном жидкой фазе, близки по своим характеристикам к колебаниям в вязкой среде. Поэтому для описания системы ПЧ в „жидкообразном“ состоянии нередко используют подходы, взятые из гидродинамики. Следует отметить, что достоверность теоретических моделей и их применимость оцениваются не только сравнением с экспериментом, но и численным моделированием соответствующих характеристик. Для таких оценок используется метод молекулярной динамики [5]. Для случая, когда ПЧ образуют кристаллическую структуру, спектр их колебаний во многом аналогичен колебаниям, наблюдаемым в твердом теле. В кристаллическом состоянии системы ПЧ могут наблюдаться продольная и поперечная моды колебаний.

Как правило, исследования пылевой плазмы, как теоретические, так и экспериментальные, проводятся применительно к ПЧ сферической формы. Объектом исследования в данном проекте являются так называемые кулоновские шары (КШ) — пылевые системы из частиц одного размера сферической формы, полученные в ходе недавних экспериментов [6–8]. В результате наблюдений было установлено, что КШ имеют оболочечное строение с распределением частиц, отличным от свойственного системам с чисто кулоновским взаимодействием. Подобные системы в удерживающем поле чисто электростатической природы интенсивно изучаются в настоящее время методами компьютерного моделирования в связи с рядом важных приложений [9,10]. Однако достаточной ясности в вопросе о природе структурных модификаций таких систем пока нет. Прогнозирование структуры реально наблюдаемых КШ представляет собой значительно более сложную проблему, поскольку внешние силы, действующие на КШ, являются суперпозицией сил разной природы [7].

Основной целью исследования в данной работе являлось изучение поведения КШ, образованного сферическими заряженными частицами при импульсном всестороннем нагружении внешней оболочки.

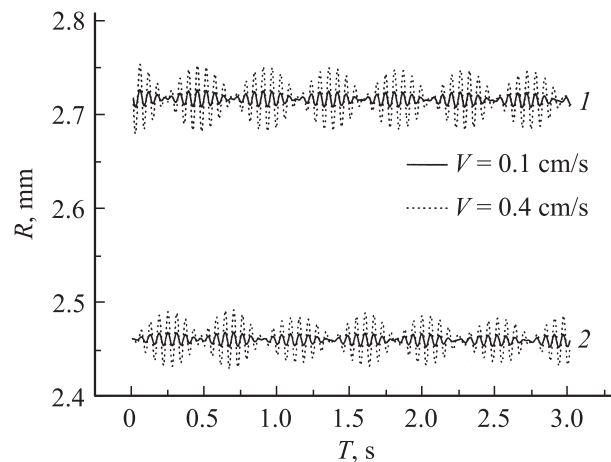
Все расчеты по изучению поведения КШ при внешних воздействиях проводились на основе метода молекулярной динамики. Так же как и в предыдущей работе [11], было принято, что взаимодействие ПЧ определяется дебаевским потенциалом:

$$\varphi(r) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right),$$

где  $\lambda_D$  — радиус экранирования Дебая,  $Q$  — величина заряда ПЧ. Такой выбор потенциала взаимодействия основан на результатах анализа сил, действующих на ПЧ [7], и позволяет хорошо воспроизводить оболочечное строение КШ с внешним гармоническим потенциалом вида  $U(r) = \frac{\alpha}{2}r^2$  [6,7], где  $\alpha$  — коэффициент пропорциональности, характеризующий удерживающее поле ловушки. При этом числа заполнения оболочек оказываются чувствительными к величине радиуса экранирования, влияющей также на размер КШ. Как и в [8], значение параметра экранирования подбиралось из условия наилучшего совпадения результатов моделирования с экспериментальными данными. Однокомпонентная система заряженных частиц, как ранее было показано в [9], достигает твердой фазы, если параметр неидеальности  $\Gamma$  принимает значения

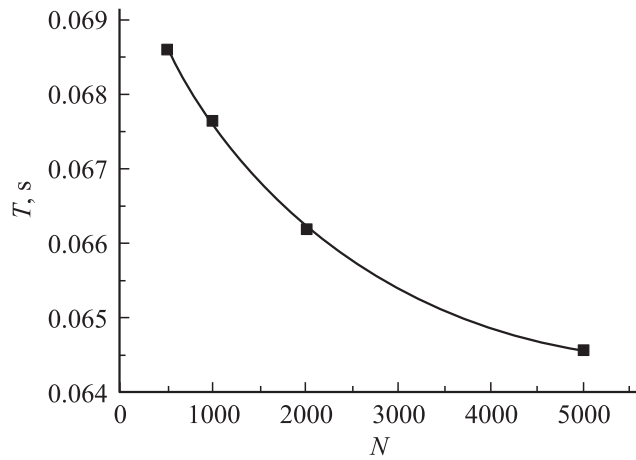
$$\Gamma = \frac{Q^2/a}{4\pi\epsilon_0 kT} \geq 200.$$

Описанная модель была протестирована на системе заряженных частиц, находящихся в поле изотропного гармонического потенциала. Радиус частицы составлял  $1.7 \mu\text{m}$ , а заряд  $4700e$  ( $e$  — заряд электрона). Полученные результаты расчетов структурных свойств КШ из 190 заряженных сферических частиц хорошо согласуются как с расчетами, так и с экспериментом [8]. Помещенные во внешнее сдерживающее поле частицы образуют четыре сферических слоя. Расчеты показали, что с увеличением значения безразмерного параметра  $\kappa$  ( $\kappa = a/\lambda_D$ , где  $a$  — среднее межчастичное расстояние, получаемое из парной корреляционной функции) наблюдается перемещение ПЧ с внешней на внутренние оболочки КШ. Распределение частиц по оболочкам для параметра экранирования  $\kappa = 0.6$  в точности воспроизводит экспериментально наблюдаемую структуру КШ. Полученные результаты указывают на значительное влияние степени экранировки на конфигурацию частиц в слоях КШ.



**Рис. 1.** Временная зависимость удаленности частиц от центра КШ (5000 ПЧ) при всестороннем импульсном сжатии внешней оболочки: 1 — внешняя оболочка КШ, 2 — оболочка, ближайшая к внешней.

Всестороннее нагружение осуществлялось заданием импульсов ПЧ внешней оболочки, направленных к центру КШ. Скорость нагружения  $V$  варьировалась от 1 до 24 мм/с. Размеры КШ в разных расчетах менялись от 500 до 5000 ПЧ. ПЧ представлялись шариками с диаметром  $4.8 \mu\text{m}$  и массовой плотностью  $\rho = 1514 \text{ kg/m}^3$  (плотность меламин-формальдегида). При импульсном всестороннем сжатии внешней оболочки в КШ формируются сходящиеся сферические волны. Результаты расчетов показали, что после нагружения колебания оболочек КШ характеризуются биениями. Биения связаны с тем фактом, что частоты колебаний оболочек близки по величине и отличаются лишь фазой. Вследствие синхронизации колебаний оболочек биения значительно ослабевают в течение нескольких десятков периодов колебаний (рис. 1). Как видно из рис. 1, амплитуда колебаний возрастает с увеличением интенсивности импульсного воздействия, тогда как частоты колебаний оболочек практически не изменяются. При этом частоты колебаний оболочек зависят от размера КШ (от количества ПЧ в моделируемой системе). Эта зависимость носит экспоненциальный характер, частота колебаний возрастает с ростом числа ПЧ (рис. 2). Экспоненциальный

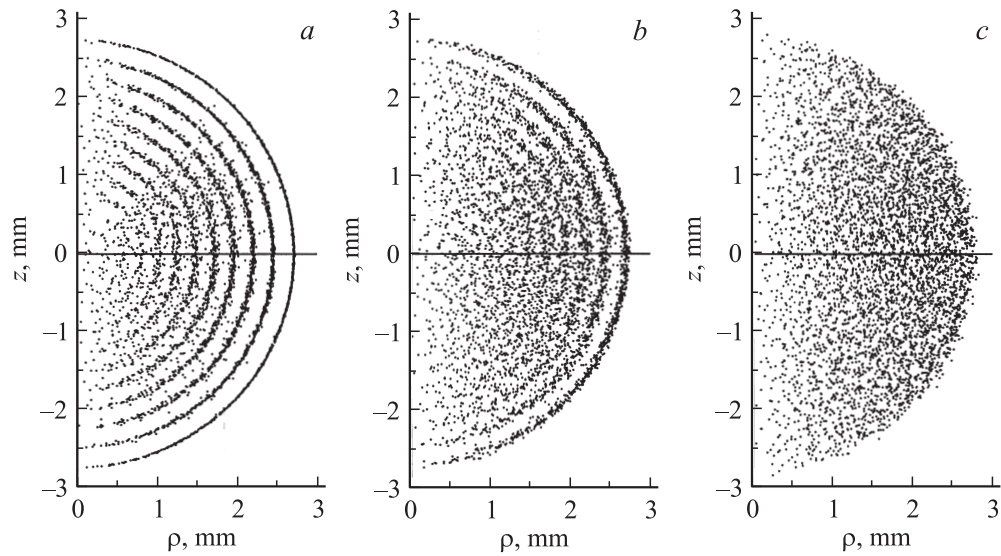


**Рис. 2.** Зависимость периода колебаний ( $T$ ) внешней оболочки от количества ПЧ ( $N$ ), составляющих КШ.

закон, связывающий период колебаний КШ с числом ПЧ ( $N$ ), может быть представлен формулой:  $T \approx 0.064 + 0.00581 \cdot e^{-N/1984}$ . Из этой формулы следует, что существует некоторая предельная частота, в данном случае равная 15.6 Hz, к которой стремится частота колебаний КШ при увеличении числа ПЧ.

Результаты расчетов показали, что оболочечная структура кулоновского шара сохраняется, если скорость всестороннего нагружения внешней оболочки меньше 20 mm/s (рис. 3). При более высоких значениях импульсного нагружения внешней оболочки оболочечная структура КШ разрушается. КШ при таких величинах нагружения переходит в „жидкообразное“ состояние. Это связано с тем, что закачиваемая при нагружении в КШ энергия ведет к увеличению кинетической энергии и понижению параметра неидеальности системы ПЧ. Когда значение параметра неидеальности станет меньше порогового значения, при котором происходит кристаллизация ПЧ, оболочечная структура КШ полностью разрушится.

Таким образом, проведенные расчеты показали, что импульсное всестороннее нагружение внешней оболочки ведет к возникновению колебаний оболочек КШ. Эти колебания характеризуются затухаю-



**Рис. 3.** Пространственное разделение 5000 пылевых частиц КШ в проекции на плоскость  $(\rho-z)$  цилиндрических координат: *a* — до нагружения ( $\Gamma = 3.9 \cdot 10^5$ ); *b* — после импульсного нагружения внешней оболочки со скоростью 8 mm/s через 3 s ( $\Gamma = 1.6 \cdot 10^3$ ); *c* — после импульсного нагружения внешней оболочки со скоростью 24 mm/s через 3 s ( $\Gamma = 1.4 \cdot 10^2$ ).

шими биениями. Частота колебаний внешней оболочки не зависит от интенсивности всестороннего нагружения и при неизменной величине сдерживающего поля определяется размером КШ (числом ПЧ в плазменно-пылевой системе). Частота колебания оболочек КШ описывается экспоненциальным законом в зависимости от числа ПЧ.

При импульсном всестороннем сжатии внешней оболочки колебания КШ первоначально характеризуются биениями, вследствие различия фаз колебаний оболочек, но по мере релаксации моделируемой системы колебания оболочек синхронизируются. При малых скоростях импульсного нагружения оболочечная структура КШ сохраняется, а при больших скоростях нагружения КШ переходит в „жидкообразное“ состояние. Такой переход происходит, если кинетическая температура частиц повышается до такой величины, что параметр неидеальности  $\Gamma$  становится меньше порогового значения, при котором происходит кристаллизация КШ.

Работа выполнена при финансовой поддержке программой президента РАН № 9.5.

## Список литературы

- [1] *Фортвов В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А.* и др. // УФН. 2004. Т. 174. С. 495–544.
- [2] *Piel A., Nosenko V., Goree J.* // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. P. 085004.
- [3] *Konopka U. et al.* // Phys. Rev. E. 2000. V. 61. P. 1890–1898.
- [4] *Fortov V.E. et al.* // Phys. Rev. E. 2004. V. 69. P. 016402.
- [5] *Ohta H., Hamaguchi S.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 6026.
- [6] *Arp O., Block D., Piel A., Melzer A.* // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 95. P. 165004.
- [7] *Arp O., Block D., Kindworth M., Piel A.* // Phys. Plasmas. 2005. V. 12. P. 122102.
- [8] *Bonitz M., Block D., Arp O. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 075001.
- [9] *Mathey T., Hansen J.P., Drewsen M.* // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91. P. 165001.
- [10] *Ferreira W.P., Munarin F.F., Nelissen K. et al.* // Phys. Rev. E. 2005. V. 72. P. 021406.
- [11] *Псахье С.Г., Зольников К.П., Скоренцев Л.Ф., Крыжевич Д.С., Абдрашитов А.В.* // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. В. 8. С. 6–12.