

## ЖИДКИЙ ПЛАЗМЕННЫЙ КРИСТАЛЛ: КУЛОНОВСКАЯ КРИСТАЛЛИЗАЦИЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ МАКРОЧАСТИЦ В ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЕ

В.И.Молотков<sup>1)</sup>, А.П.Нефедов, М.Ю.Пустыльник, В.М.Торчинский,  
В.Е.Фортов, А.Г.Храпак, К.Ёшино<sup>+2)</sup>

НИЦ теплофизики импульсных воздействий РАН  
127412 Москва, Россия

<sup>+</sup> Инженерный факультет, Осацкий университет, Осака 565-0871, Япония

Поступила в редакцию 28 декабря 1999 г.

Получены упорядоченные структуры из протяженных цилиндрических нейлоновых макрочастиц длиной 300 мкм, диаметром 15 и 7.5 мкм. В отличие от обычно используемых в исследованиях сферических монодисперсных частиц, формирующих при определенных условиях плазменно-пылевой кулоновский кристалл, цилиндрические частицы, приобретающие в плазме большой заряд порядка  $7 \cdot 10^6$  электронов, образуют структуру, подобную жидкому кристаллу. Параметр неидеальности пылевой компоненты плазмы достигает  $10^6$ . Макрочастицы левитируют в страте в горизонтальной плоскости, выстраиваясь параллельно друг другу.

PACS: 52.25.Zb

Макроскопические частицы заряжаются в плазме. В газоразрядной плазме это связано с более высокой подвижностью электронов по сравнению с ионами. Частицы приобретают отрицательный электростатический потенциал, который уравнивает потоки электронов и ионов на поверхность частиц. Этот так называемый плавающий потенциал частицы  $\varphi_{fl}$  пропорционален температуре электронов. Емкость макроскопической частицы  $C$  пропорциональна ее характерному размеру. Так как энергия электронов в газоразрядной плазме низкого давления лежит в пределах 1–10 эВ, то частицы размером 1–100 мкм могут приобретать заряд  $Z_p = e\varphi_{fl}C = (10^3 - 10^6) e$ . Поскольку потенциальная энергия кулоновского взаимодействия пропорциональна произведению зарядов частиц, то неидеальность в подсистеме макрочастиц наступает значительно раньше неидеальности самой газоразрядной плазмы. Это может приводить к упорядочению в подсистеме макрочастиц. Икези [1] первым обратил внимание на возможность кулоновской кристаллизации макрочастиц в газоразрядной плазме. После экспериментального обнаружения плазменных кристаллов в высокочастотном разряде [2–4] и разряде постоянного тока [5–7] интерес к изучению свойств сильно неидеальной пылевой плазмы резко возрос и в настоящее время исследования в этом направлении интенсивно ведутся в десятках лабораторий. Были обнаружены плазменные кристаллы различной структуры (гранецентрированные, объемноцентрированные, гексагональные, а также квазидвумерные-гексагональные в вертикальном направлении и цепочечные в вертикальном). При изменении параметров разряда, а именно с уменьшением давления или увеличением мощности, в плазменном кристалле сначала появляются точечные дефекты и дислокации, а затем он плавится. Обсуждению полученных к настоящему времени результатов посвящены обзоры [8–10].

<sup>1)</sup> e-mail: molotkov@hedric.msk.su

<sup>2)</sup> K.Yoshino

До сих пор во всех экспериментальных исследованиях неидеальной пылевой плазмы использовались макрочастицы сферической формы, а в теоретических работах такая форма предполагалась. Однако хорошо известно, что коллоидные растворы, имеющие много общих свойств с пылевой плазмой, обладают значительно более разнообразным набором возможных состояний в случае сильнонесимметричных иглоподобных или цилиндрических частиц [11, 12]. Здесь обнаружена жидкостная, а также несколько жидкокристаллических и кристаллических фаз, отличающихся степенью ориентационного и позиционного упорядочения. В настоящей работе экспериментально обнаружено образование упорядоченных структур в подсистеме нейлоновых макрочастиц (плотности  $\rho = 1.1 \text{ г/см}^3$ ) цилиндрической формы (длины  $l = 300 \text{ мкм}$ , диаметра  $d = 15$  и  $7.5 \text{ мкм}$ ) в стратах газового разряда постоянного тока.

В работе использовалась экспериментальная установка, описанная в [13]. Тлеющий разряд создавался в цилиндрической вертикально расположенной стеклянной трубке с холодными электродами. Внутренний диаметр трубки равен 3 см, ее длина – 60 см, а расстояние между электродами – 40 см. Цилиндрические частицы помещались в контейнер, расположенный в верхней части разрядной трубки. После встряхивания контейнера частицы попадали в область разряда и часть из них захватывалась вблизи головы одной из страт, где сильное электрическое поле уравнивало силу тяжести и силу ионного увлечения. Наблюдения велись с помощью лазерного ножа шириной 150 мкм. Рассеянное лазерное излучение записывалось видеокамерой. В экспериментах с более легкими частицами разрядная трубка заполнялась чистым неоном. Для левитации тяжелых частиц приходилось использовать смесь неона с водородом, что приводило к уменьшению отношения длины видимой части страты к ее полной длине, а следовательно, к увеличению электрического поля, действующего на макрочастицы.

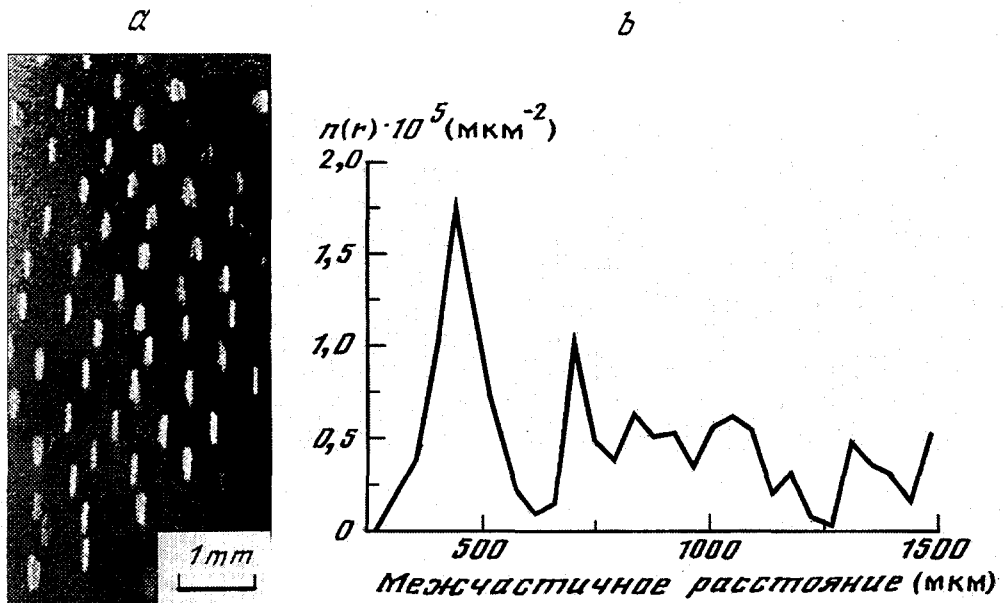


Рис.1. Видеоизображение горизонтального сечения структуры из нейлоновых частиц длиной 300 мкм и диаметром 15 мкм (а) и соответствующая функция распределения (б). Разряд в смеси неона с водородом (1:1). Давление 0.9 торр, ток 3.8 мА

На рис.1а изображен фрагмент упорядоченной структуры из более тяжелых цилиндрических частиц (диаметр 15 мкм). На рис.1b представлена функция распределения  $n(r)$ , показывающая плотность центров цилиндрических частиц на расстоянии  $r$  от центра данной частицы [13]. Как видно, в структуре имеется ярко выраженный ближний порядок. Все частицы лежат в плоскости, перпендикулярной оси разряда, и выстраиваются в определенном направлении. Априорно можно было предположить, что в случае левитации цилиндрических частиц они должны следовать цилиндрической симметрии разряда. Однако, как следует из рис.1, ориентация частиц не связана с симметрией разряда. Выделенное направление не связано также и со взаимодействием между частицами, поскольку и отдельные частицы ориентируются в том же направлении, что и частицы в структуре (рис.2а). Более того, при взаимодействии частиц не наблюдается сколько-нибудь заметного изменения их ориентации (рис.2b). По-видимому, выделенное направление ориентации связано с незначительной конструктивной асимметрией разрядной трубки. На это указывает и тот факт, что, внося искусственно возмущение разряда, удается изменить направление ориентации частиц. Искусственное возмущение создавалось путем перекрытия сечения разряда диэлектрической вставкой с отверстием, которая располагалась на расстоянии нескольких сантиметров от катода. Формирование положительного столба разряда начиналось вблизи стенки трубки через отверстие диаметром 1 см, выполненное на краю вставки. Визуально наблюдавшееся искажение страты явно свидетельствовало о появлении неосесимметричной составляющей электрического поля. Поворачивая вставку, а вместе с ней и отверстие на некоторый угол, удавалось сместить в том же направлении и ориентацию частиц.

Левитация тяжелых цилиндрических частиц наблюдалась только в разряде в смеси водорода и неона. Наличие молекулярной примеси наряду с увеличением электрического поля вблизи головы страты приводило к резкому уменьшению длины страты. Поэтому наблюдавшиеся структуры состояли из очень малого числа слоев (4-5).

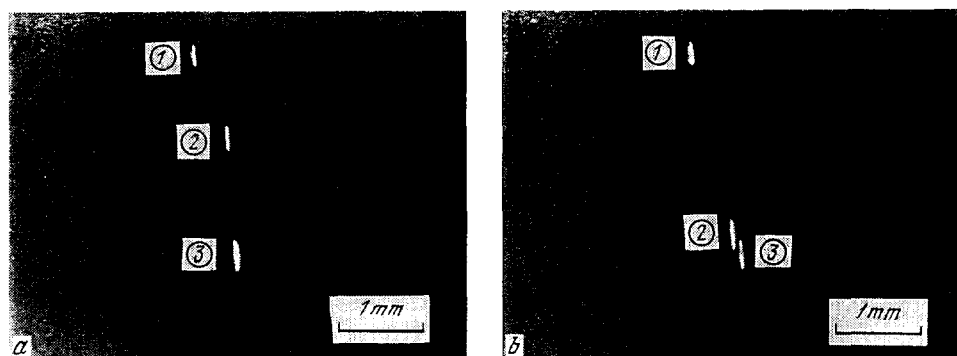


Рис.2. Взаимодействие цилиндрических частиц из нейлона (диаметр 15 мкм, длина 300 мкм). Давление смеси неона и водорода (1:1) 1 торр. Ток разряда 4.4 мА. Временной интервал между кадрами 0.8 с

Более легкие частицы из того же материала, той же длины, но диаметром 7.5 мкм левитировали уже в стратах в неоне и образовывали значительно более протяженные вдоль оси разряда структуры. Как и в случае больших частиц, в структурах имелось выделенное направление.

При небольших давлениях ( $\sim 0.1$  торр) в нижних частях структур наблюдались колебания, аналогичные тем, которые имели место в случае сферических частиц [14], с длиной волны порядка 1 мм и частотой  $20 \div 50$  Гц.

Следует отметить, что для протяженных цилиндрических частиц, когда  $l/d \gg 1$ , отношение заряда к массе больше, чем для сферической частицы той же массы. Таким образом, использованная в данной работе форма частиц является более выгодной с точки зрения левитации. Действительно, заряд цилиндрической частицы длиной  $l$  и радиусом  $a$  равен

$$Z_p = eC\phi_{fl}, \quad (1)$$

где

$$C = l/2 \ln(l/a). \quad (2)$$

При  $\phi_{fl} = 30$  В,  $l = 300$  мкм,  $2a = 15$  мкм получаем  $Z_p = 7.7 \cdot 10^5 e$ . Тогда для уравнивания силы тяжести, действующей на нейлоновые частицы указанных размеров ( $mg = 5.7 \cdot 10^{-10}$  Н), требуется напряженность электрического поля  $E \cong \cong 30$  В/см. Такое электрическое поле вполне достижимо в голове страты в разряде в смеси неона и водорода. Для сферической частицы той же массы при  $l/d = 20$  потребовалось бы поле в 1.3 раза большее, а при  $l/d = 40$  это различие возрастает до 1.7 раз.

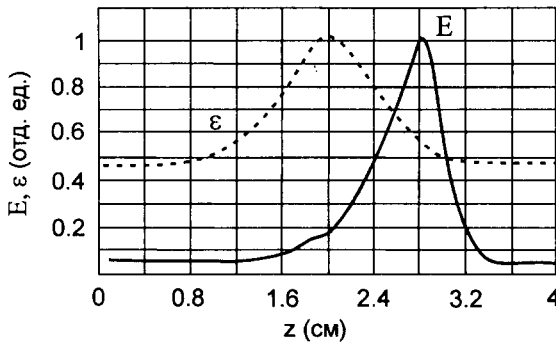


Рис.3. Модельное распределение продольного электрического поля и средней энергии электронов в стратах в неоне

Рассмотрим устойчивость ориентации протяженной цилиндрической частицы в страте. На рис.3 показано модельное распределение напряженности электрического поля  $E(z)$  и средней энергии электронов  $\epsilon(z)$  в страте, которое качественно соответствует экспериментальным данным [15]. Очевидно, что левитация пылевых частиц возможна только в области, где электрическая сила, действующая на макрочастицу, возрастает в сторону катода. На модельном распределении эта область примерно соответствует участку с координатами от 1.2 до 2.8 см. Величина момента сил, действующих на левитирующую в страте цилиндрическую частицу определяется как

$$M(z_0, \alpha) = \int_{z_0 - \frac{l \cos \alpha}{2}}^{z_0 + \frac{l \cos \alpha}{2}} E(z)(z - z_0) \operatorname{tg} \alpha \frac{\lambda(z) dz}{\cos \alpha}, \quad (3)$$

где  $z_0$  — координата центра масс частицы,  $\alpha$  — угол, образованный длинной осью частицы с направлением  $E$ ,  $\lambda$  — плотность заряда, определяемая локальными условиями зарядки:

$$\lambda(z) = \frac{\epsilon(z)}{2} \ln \left( \frac{m_i \epsilon(z)}{m_e T_i} \right), \quad (4)$$

$m_i$ ,  $m_e$  – массы соответственно иона и электрона,  $T_i$  – температура ионов. Еще одним фактором, влияющим на ориентацию частиц, является наведенный дипольный момент цилиндрической частицы. Однако по оценкам момент силы, вызванный взаимодействием этого дипольного момента с продольным полем разряда, мал по сравнению с  $M$ .

Угловая зависимость момента сил  $M$  в разных точках страты ( $l = 300$  мкм,  $T_i = 0.03$  эВ, максимальное значение  $E(z) = 30$  В/см, максимальное значение  $\epsilon(z) = 10$  эВ) такова, что устойчивым является горизонтальное положение частиц. Физически это связано с существенным изменением плотности заряда и электрического поля разряда на длине частицы. Устойчивому горизонтальному положению способствует градиент электрического поля, а также увеличение плотности заряда частицы в направлении катода. Следует заметить, что при распределениях параметров плазмы, отличных от рассмотренного выше, устойчивым может оказаться и вертикальное положение.

Энергия взаимодействия двух параллельно расположенных макрочастиц, получаемая путем двойного интегрирования элементарной энергии взаимодействия по длинам двух частиц, при наблюдаемом в эксперименте взаимном расположении частиц оказывается порядка  $10^5$  эВ, что при кинетической температуре частиц, равной температуре газа (0.03 эВ), соответствует параметру неидеальности  $\Gamma \sim 10^6$ .

Таким образом, полученные в настоящей работе структуры из сильнозаряженных протяженных цилиндрических частиц (отношение длины к диаметру составляет 20 и 40) обладают свойствами, аналогичными жидкокристаллическим структурам нематического типа [16]:

- 1) в расположении центров тяжести макрочастиц наблюдается ближний порядок;
- 2) макрочастицы устанавливаются строго параллельно некоторой общей оси;
- 3) направление этой оси связано с нарушением цилиндрической симметрии электрического поля.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 99-02-18126).

- 
1. H.Ikezi, Phys. Fluids **29**, 1764 (1986).
  2. J.H.Chu and L.I, Phys. Rev. Lett. **72**, 4009 (1994).
  3. H.Thomas, G.E.Morfill, V.Demmel et. al., Phys. Rev. Lett. **73**, 652 (1994).
  4. Y.Nayashi and K.Tachibana, Jpn. J. Appl. Phys. **33**, L 804 (1994).
  5. В.Е.Фортов, А.П.Нефедов, В.М.Торчинский и др., Письма в ЖЭТФ **64**, 86 (1996).
  6. V.E.Fortov, A.P.Nefedov, V.M.Torchinsky et. al., Phys. Lett. **A229**, 317 (1997).
  7. N.Sato, G.Uchida, R.Ozaki et. al., in: Physics of Dusty Plasmas, Eds. M.Horany, S.Robertson, and B.Walch, New York: AIP, 1998, p.239.
  8. В.Н.Пытович, УФН **167**, 57 (1997).
  9. V.E.Fortov, V.I.Molotkov, A.P.Nefedov et. al., Phys. Plasmas **6**, 1759 (1999).
  10. G.E.Morfill, H.M.Thomas, U.Konopka et. al., Phys. Plasmas **6**, 1769 (1999).
  11. H.Lowen, J. Chem. Phys. **100**, 6738 (1994).
  12. H.Graf, *Freezing Transitions in Liquid Crystals*, Shaker Verlag, Aachen, 1998.
  13. А.М.Липаев, В.И.Молотков, А.П.Нефедов и др., ЖЭТФ **112**, 2030 (1997).
  14. В.И.Молотков, А.П.Нефедов, В.М.Торчинский и др., ЖЭТФ **116**, 902 (1999).
  15. Ю.Б.Голубовский, С.У.Нисимов, И.Э.Сулейманов, ЖТФ **64**, 54 (1994).
  16. П. де Жен, *Физика жидких кристаллов*, М.: Мир, 1977 (P.G.de Gennes, *The Physics of Liquid Crystals*, Clarendon Press, Oxford, 1974).