

ДИФРАКЦИЯ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПРОСТРАНСТВЕННО-УПОРЯДОЧЕННЫХ СТРУКТУРАХ МАКРОЧАСТИЦ В СИЛЬНОНЕИДЕАЛЬНОЙ ТЕРМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ

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

*Научно-исследовательский центр теплофизики импульсных воздействий
Российской академии наук
127412, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 21 октября 1999 г.

Впервые наблюдалась дифракция оптического излучения на упорядоченных структурах макрочастиц в низкотемпературной термической плазме. Эксперименты проводились в воздушной термической плазме при атмосферном давлении с частицами CeO_2 при температурах 1800–2200 К. С помощью комплекса зондовых и оптических методов диагностики определены параметры плазменной среды. По результатам измерений структурного фактора восстановлена бинарная корреляционная функция системы макрочастиц. Методом молекулярной динамики выполнено моделирование неидеальной плазмы с параметрами, соответствующими эксперименту. Проведено сравнение расчетных и экспериментальных корреляционных функций, отмечено их хорошее соответствие.

PACS: 52.25.-b, 52.30.-q, 64.70.-p

Обнаруженные недавно упорядоченные структуры макроскопических (пылевых) заряженных частиц в различных типах плазмы [1–8] обладают целым рядом уникальных свойств, позволяющих использовать их как для изучения фазовых переходов в сильнонеидеальной плазме, так и в качестве модельных систем при исследовании свойств твердых тел. Следует отметить, что характерные расстояния в плазменно-пылевых структурах составляют величину порядка долей миллиметра, что позволяет использовать такую структуру как естественную трехмерную дифракционную решетку в видимом диапазоне и изучать дифракцию оптического излучения. В оптическом диапазоне длин волн дифракция на естественных трехмерных структурах ранее наблюдалась только для холестерических и коллоидных жидких кристаллов [9, 10].

В настоящей работе проведены исследования дифракции оптического излучения на упорядоченных структурах макрочастиц в низкотемпературной термической плазме и представлена методика опреде-

ления бинарной корреляционной функции системы частиц из измерений структурного фактора, аналогично методам рентгено-структурного анализа исследования атомной структуры строения вещества.

Для описания дифракции излучения на аморфных и жидкостных структурах используется кинематическое приближение. Корректность применения данного приближения для определения бинарной корреляционной функции $g(r)$ из измерений дифракции оптического излучения проверялась в [11] при помощи модельных масок, имитирующих структуру макрочастиц в пылевой термической плазме. Величина интенсивности излучения $I_s(\theta)$, рассеянного под углом θ к направлению падающего излучения определяется выражением [9]

$$I_s(\theta) = I_0(\theta) \left[1 + 4\pi n_p \int (g(r) - 1) \times \right. \\ \left. \times r \sin(rQ) dr / Q \right], \quad (1)$$

где $Q = 4\pi m_0 \sin(\theta/2) / \lambda$, m_0 — показатель преломления среды, n_p — концентрация частиц, λ — длина волны, $I_0(\theta)$ — интенсивность излучения, рассеян-

*E-mail: ipdustpe@redline.ru

ного неупорядоченным скоплением частиц. Структурный фактор вводится как отношение интенсивностей: $S(\theta) = I_s(\theta)/I_0(\theta)$. Измерения угловой зависимости структурного фактора позволяют найти корреляционную функцию $g(r)$ как обратное фурье-преобразование функции $S(Q)$ [12].

Для наблюдения дифракционной картины величина пространственной дисперсии $V = \lambda/\langle r \rangle$ определяется условием существования дифракционных максимумов ненулевого порядка и не должна превышать единицу ($V < 1$) [12]. Нижняя граница ($V > \sin \theta_l$) задается конечными размерами зондирующего пучка и параметрами фотоприемного устройства, которые не позволяют регистрировать рассеянное излучения под углами, меньшими θ_l . Учитывая ограничения на величину $V \sim 0.005-1.0$, можно оценить предельные концентрации частиц для наблюдения дифракционной картины. Так, для длины волны излучения Ar^+ -лазера ($\lambda = 0.489$ мкм) допустимая концентрация частиц находится в пределах $5 \cdot 10^5 - 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

Эксперименты проводились в воздушной термической плазме при атмосферном давлении и диапазоне температур 1800–2200 К на автоматизированном экспериментальном стенде, подробно описанном в [13]. В качестве генератора плазмы использовалась двухфакельная пропан-воздушная горелка Меккера, во внутренний факел которой вводились частицы оксида церия CeO_2 . Диагностический комплекс позволял проводить как измерения дифракции оптического излучения, так и определять одновременно параметры плазмы, такие как температура газовой фазы T_g , концентрация атомов щелочного металла n_a , концентрация электронов n_e , средний заутеровский диаметр D_{32} и концентрация частиц n_p и их температура T_p .

В эксперименте размеры исследуемых частиц лежали в пределах $D_{32} = 1-1.5$ мкм, среднее расстояние между ними составляло $\langle r \rangle = (4\pi n_p/3)^{-1/3} = 20-60$ мкм, что соответствует концентрации $n_p = (1-30) \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$. Температура частиц была близка к температуре газа $T_g = 1700-2200$ К, их заряд и длина экранирования определялись из концентрации электронной компоненты $n_e = 10^9-10^{10} \text{ см}^{-3}$ и находились соответственно в диапазоне $Z_p = (0.5-1) \cdot 10^3$ и $r_D = (0.3-1)\langle r \rangle$.

Основываясь на результатах диагностических измерений, рассмотрим возможность формирования упорядоченной структуры частиц CeO_2 в термической плазме. В приближении однокомпонентной плазмы состояние системы заряженных частиц

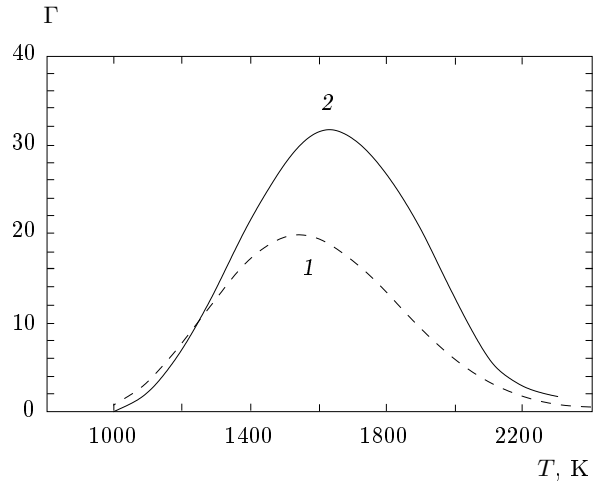


Рис. 1. Температурная зависимость параметра Γ :
 1 — $n_p = 10^6 \text{ см}^{-3}$, 2 — $n_p = 10^7 \text{ см}^{-3}$

определяется величиной параметра неидеальности $\gamma = Z_p^2 e^2 / \langle r \rangle k T_p$. В качестве условия кристаллизации (фазового перехода газ-жидкость) принимается $\gamma \simeq 170$ [14]. Экранирование зарядов макрочастиц электронами и ионами плазмы учитывается в модели Юкавы. При этом влияние экранировки определяется отношением $\kappa = \langle r \rangle / r_D$, а также используется параметр $\Gamma = \gamma \exp(-\langle r \rangle / r_D)$. Ближний порядок в такой системе устанавливается при $\Gamma > 1$ [15]. На рисунке 1 приведена зависимость Γ от температуры частиц T_p , рассчитанная по результатам измерений параметров плазмы с частицами CeO_2 . Немонотонность зависимости $\Gamma(T_p)$ определяется двумя конкурирующими процессами — зарядкой частиц путем термоэмиссии и экранировкой частиц электронной компонентой, образующейся при ионизации атомов щелочных металлов, которые обычно содержатся в виде естественной примеси в материале частиц. Из приведенного графика видно, что в температурном диапазоне 1700–2100 К в термической плазме могут образовываться упорядоченные структуры жидкостного типа. Такие структуры ранее наблюдались при экспериментальном изучении термической плазмы с частицами CeO_2 [13]. Концентрация частиц при этом была $\sim 10^7 \text{ см}^{-3}$, температура плазмы — около 1700 К.

Схема измерений рассеяния (I_s и I_0) на частицах CeO_2 приведена на рис. 2а. Излучение ион-аргонового лазера ($\lambda = 0.489$ мкм), рассеянное на макрочастицах, собиралось объективом в диапазоне углов $0.3^\circ < \theta < 3.5^\circ$ и направлялось на ПЗС-матрицу, состоящую из 700×1000 элементов с размерами $10 \times 10 \text{ мкм}^2$ каждый. Так как динамический диа-

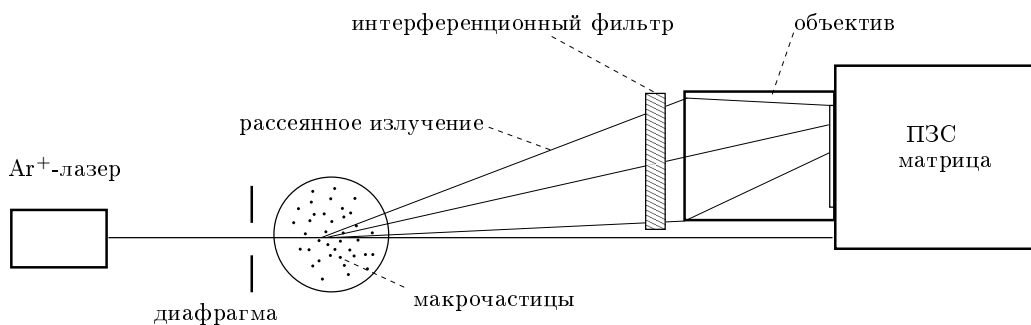


Рис. 2. Схема оптических измерений дифракции излучения: а) общий вид, б) совместное расположение фоточувствительной площадки и дифракционной картины

пазон матрицы сравнительно невелик (8 разрядов), то прошедший лазерный луч выводился за пределы светочувствительного поля матрицы (см. рис. 2б). Для селекции рассеянного излучения использовался интерференционный фильтр, установленный перед объективом. Для измерений структурного фактора на ПЗС-матрицу экспонировалась часть дифракционной картины (см. рис. 2б). Видеоизображение картины рассеяния записывалось на видеомagneфон и оцифровывалось с помощью разработанного программного обеспечения. Полученный массив данных $I(n_{ij})$, где I — амплитуда сигнала и n_{ij} — номер пикселя, использовался для построения угловой зависимости рассеянного излучения $I(\theta)$.

На рисунке 3 приведены характерные угловые зависимости рассеянного излучения для эксперимента с частицами при температурах 2200 и 1800 К. Согласно приведенному выше анализу, при $T = 1800$ К в системе частиц должна формироваться структура жидкостного типа. На угловой зависимости, измеренной при $T = 1800$ К (кривая 1,

рис. 3), хорошо просматривается пик, соответствующий первому дифракционному кольцу, последующие максимумы выражены менее отчетливо, что связано с отсутствием дальнего порядка в системе. При повышении температуры до 2200 К параметр Γ уменьшается до 0.5 (рис. 1), система частиц становится слабозаимодействующей и угловая зависимость рассеянного излучения определяется характеристиками (размером и показателем преломления) отдельных частиц — кривая 2 на рис. 3.

Измерение угловой зависимости рассеянного излучения позволяет найти структурный фактор системы. На рисунке 4 приведена зависимость структурного фактора $S(\theta)$ для эксперимента с CeO_2 при 1800 К. Для вычисления $S(\theta)$ использовались усредненные по времени угловые зависимости рассеянного излучения на системе частиц при температуре 1800 К — $I_s(\theta)$. В качестве $I_0(\theta)$ мы использовали зависимость, измеренную при $T = 2200$ К при той же самой концентрации частиц ($n_p = 7.5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$).

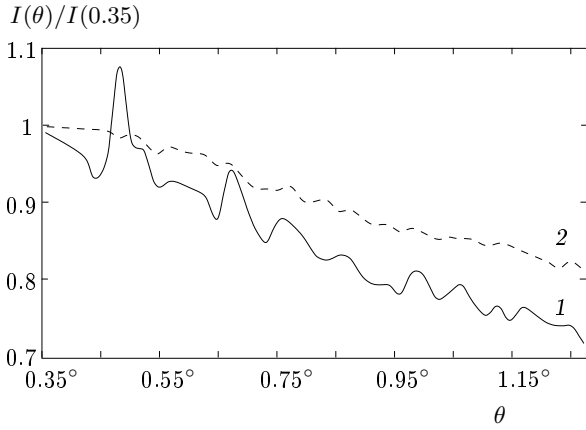


Рис. 3. Результаты измерений интенсивности рассеянного на системе частиц CeO_2 излучения $I(\theta)$: 1 — $T = 1800$ К, 2 — $T = 2200$ К

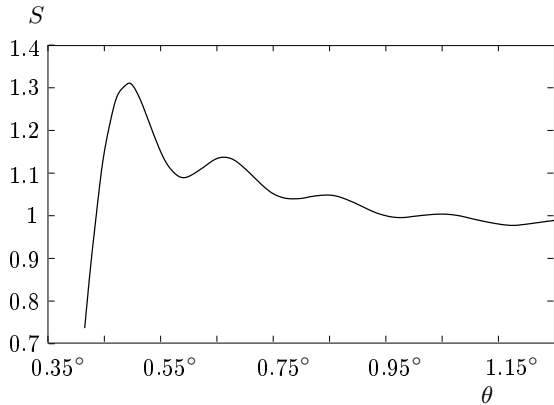


Рис. 4. Угловая зависимость структурного фактора S для плазмы с частицами CeO_2 при $T = 1800$ К, $n_p = 7.5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$

Из полученной зависимости $S(\theta)$ с использованием обратного фурье-преобразования восстанавливалась корреляционная функция $g(r)$. Так как на малых углах точное определение $S(\theta)$ затруднительно — это вызвано влиянием собственного лазерного излучения на регистрацию рассеяния, — величина $S(\theta)$ при $\theta < 0.4^\circ$ приравнивалась нулю, что могло привести к некоторому искажению начального вида $g(r)$. Восстановленная функция $g(x)$, где $x = r/\langle r \rangle$, показана на рис. 5 (кривая 1), там же приведены модельные корреляционные функции, рассчитанные методом молекулярной динамики для различных времен формирования структуры.

При численном моделировании пылевой системы использовались следующие данные, полученные из измерений плазмы с частицами CeO_2 :

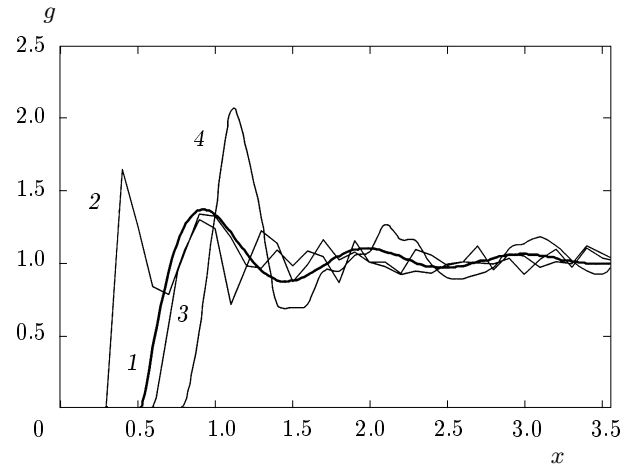


Рис. 5. Парные корреляционные функции, полученные по результатам измерений структурного фактора (1) и рассчитанные при $D_{32} = 1$ мкм, $r_D/\langle r \rangle = 1.3$, $n_p = 7.5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$, $\nu_{fr} = 4 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$, $T = 1800$ К, $\gamma \simeq 73$, $\Gamma \simeq 30$ для моментов времени $t = 5$ мс (2), $t = 35$ мс (3), $t = 3.5$ с (4)

$D_{32} = 2R_p = 1$ мкм, $r_D/\langle r \rangle = 1.3$, $n_p = 7.5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$, $\nu_{fr} = 4 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$, $T = 1800$ К, $\gamma \simeq 73$, $\Gamma \simeq 30$. Расчет проводился методом молекулярной динамики для 512 частиц с использованием периодических граничных условий по осям x , y и z . Для каждой макрочастицы решалось трехмерное уравнение движения, в котором учитывалось взаимодействие между частицами F_{int} , сила трения со стороны нейтральной компоненты и случайная броуновская сила F_{br} , возникающая благодаря толчкам молекул окружающего газа:

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

где m_p — масса частицы, ν_{fr} — частота трения, а $F_{int}(r)$ определялась в предположении дебаевского взаимодействия между макрочастицами:

$$F_{int}(r) = \frac{Z_p^2 e^2}{r^2} \left[1 + \frac{r}{r_D} \right] \exp\left(-\frac{r}{r_D}\right). \quad (3)$$

Величина ν_{fr} рассчитывалась в приближении свободномолекулярного режима [16]

$$\nu_{fr} = \frac{8PR_p^2}{3m_p} \sqrt{\frac{2\pi m_g}{T_g}}$$

и для наших условий составляла $\nu_{fr} = 4 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$. Здесь m_g — масса нейтральной компоненты, P — давление газа.

Временная эволюция функции $g(r)$, иллюстрирующая динамику формирования плазменно-пылевой структуры из неупорядоченного скопления частиц, показана на рис. 5 для моментов времени $t = 5$ мс, 35 мс и 3.5 с. Расчеты показали, что система достигает равновесного состояния за время $t \sim 1$ с, когда бинарная корреляционная функция перестает меняться во времени. Поэтому для $t < 1$ с корректное сравнение экспериментальных и расчетных функций возможно лишь в соответствующие моменты времени. В нашем эксперименте измерения проводились на высоте 40 мм при скорости потока 1.2 м/с, что соответствует времени формирования структуры $t = 33$ мс. Сравнение измеренной и рассчитанной при $t = 35$ мс корреляционных функций (рис. 5) показывает их хорошее соответствие.

Таким образом, в настоящей работе впервые наблюдалась дифракция оптического излучения на упорядоченных плазменно-пылевых структурах. Из измерений структурного фактора получена бинарная корреляционная функция, хорошо согласующаяся с корреляционной функцией, рассчитанной для данной системы методом молекулярной динамики.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 98-02-16825 и № 98-02-16828).

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Chu and Lin I, Phys. Rev. Lett. **72**, 4009 (1994).
2. H. Thomas, G. E. Morfill, V. Demmel et al., Phys. Rev. Lett. **73**, 652 (1994).
3. A. Barkan and R. L. Merlino, Phys. Plasmas **2**, 3261 (1995).
4. V. E. Fortov, A. P. Nefedov, O. F. Petrov et al., Письма в ЖЭТФ **63**, 176 (1996).
5. В. Е. Фортов, А. П. Нефедов, В. М. Торчинский и др., Письма в ЖЭТФ **64**, 86 (1996).
6. В. Е. Фортов, А. П. Нефедов, О. С. Ваулина, ЖЭТФ **114**, 2004 (1998).
7. Ю. Н. Герасимов, А. П. Нефедов, В. А. Синельщиков и др., Письма в ЖТФ **24**, 62 (1998).
8. В. Е. Фортов, В. И. Владимиров, Л. В. Депутатова и др., ДАН **366**, 184 (1999).
9. A. K. Sood, Solid State Phys. **45**, 1 (1991).
10. J. C. Knight, D. Ball, and G. N. Robertson, App. Opt. **30**, 4795 (1991).
11. О. С. Ваулина, О. Ф. Петров, М. В. Таранин, Физика плазмы **25**, 311 (1999).
12. М. А. Кривоглаз, *Дифракция рентгеновских лучей и нейтронов в неидеальных кристаллах*, Наукова думка, Киев (1983).
13. В. Е. Фортов, А. П. Нефедов, О. Ф. Петров и др., ЖЭТФ **111**, 467 (1997).
14. S. Ichimaru, Rev. Mod. Phys. **54**, 1017 (1982).
15. H. Ikezi, Phys. Fluids **29**, 1764 (1986).
16. А. П. Нефедов, О. Ф. Петров, С. А. Храпак и др., ТВТ **36**, 141 (1998).