

# Наблюдение эффекта многократного рассеяния лазерного излучения на светоиндуцированной струе микрочастиц в суспензии

А.В.Кондратьев

*Наблюдалось изменение корреляционной функции многократно рассеянного случайно-неоднородной средой света с увеличением мощности падающего пучка. Светоиндуцированное движение в суспензии микрочастиц, вызванное мощным лазерным излучением, служит дополнительным фактором декорреляции рассеянного света. Экспериментальные данные хорошо согласуются с теоретическим анализом.*

**Ключевые слова:** диффузионно-волновая спектроскопия, многократное рассеяние света, светоиндуцированное движение.

Изучение свойств случайно-неоднородных сред (суспензии микрочастиц, пены и пр.) в последнее десятилетие получило новый толчок в связи с развитием диффузионно-волновой спектроскопии (diffusing wave spectroscopy) [1]. Измерение временной корреляционной функции (КФ)  $C_1(t) = \langle E(0)E^*(t) \rangle$  света, рассеянного случайно-неоднородной средой, позволяет получить информацию о таких параметрах среды, как размер рассеивающих частиц, характерная скорость их движения, локализация потоков рассеивателей в однородной среде [2] и т. д.

Корреляционная функция света, рассеянного на суспензии сферических броуновских частиц, для геометрии обратного рассеяния в диффузионном приближении дается выражением [1]

$$C_1(t) = \exp\left(-\gamma \frac{t}{\tau_0}\right), \quad (1)$$

где  $\tau_0 = (4k_0^2 D)^{-1}$ ;  $k_0 = 2\pi/\lambda$ ;  $\lambda$  – длина волны света в среде;  $D = kT/(6\pi\eta r_0)$  – коэффициент диффузии частиц радиусом  $r_0$  в жидкости с вязкостью  $\eta$  при температуре  $T$ ;  $\gamma$  – коэффициент порядка единицы, значение которого определяется размером частиц и состоянием поляризации детектируемого света. Настоящий эксперимент инициирован работой [3], авторы которой предсказали и теоретически рассмотрели эффект многократного рассеяния света на светоиндуцированной струе микрочастиц в суспензии. При достаточно высокой интенсивности света, падающего на суспензию, импульс, переданный излучением среде, должен приводить к вынужденному движению рассеивателей, которое ускоряет затухание КФ рассеянного света. Причина, по которой данный эффект до сих пор не наблюдался, состоит, по-видимому, в том, что в диффузионно-волновой спектроскопии обычно используются широкие лазерные пучки сравнительно малой мощности.

**A.V.Kondrat'ev.** Laboratoire de Physique des Matériaux Divisés et des Interfaces, UMR8108 du CNRS, Université de Marne-La-Vallée, F-77454 Marne-la-Vallée Cédex 2, France; e-mail: ollandr@yandex.ru

Поступила в редакцию 28 января 2004 г., после доработки – 19 апреля 2004 г.

Измерения проводились в стандартной геометрии обратного рассеяния [1]. Линейно поляризованный лазерный пучок (длина волны  $\lambda_0 = 532$  нм, радиус пучка  $a \approx 1$  мм) фокусировался с помощью линзы (фокусное расстояние  $f = 15$  см) на поверхность водной суспензии (объемная плотность (отношение объема частиц к объему жидкости)  $\Phi = 0.0183$ ) латексных частиц сферической формы. Таким образом, размер пятна был порядка  $\lambda_0 f/(2a) \approx 40$  мкм. Выходная мощность лазера изменялась в пределах 0.07–2 Вт. Суспензия находилась в стеклянном контейнере размером  $8 \times 20 \times 5$  мм. Характеристики частиц таковы: радиус  $r_0 = 90$  нм, массовая плотность и показатель преломления латекса  $\rho = 1.05$  г/см<sup>3</sup> и  $n = 1.51$  соответственно.

Характерное время затухания КФ, обусловленного броуновским движением,  $\tau_0 = 0.372 \pm 0.005$  мс. Теория рассеяния Ми дает для транспортной длины свободного пробега фотонов  $l^*$  значение  $\sim 0.16$  мм, которое было подтверждено в эксперименте по измерению функции  $C_1(t)$  прошедшего сквозь образец излучения (толщина рассеивающего слоя 5 мм) при мощности падающего пучка  $P = 0.01$  Вт без фокусировки.

Для сбора света, рассеянного в обратном направлении, использовался одномодовый волоконный световод (диаметр 3 мкм). Чтобы уменьшить вклад рассеяния низких порядков, при помощи поляризатора из рассеянного света выделялась только часть, имеющая поляризацию, перпендикулярную поляризации исходного пучка (VH-конфигурация). Свет, прошедший по световоду, попадал в фотоумножитель, работающий в режиме счета фотонов, и затем сигнал обрабатывался многоканальным коррелятором. Измеряемой величиной являлась нормированная автокорреляционная функция  $g_2(t) = \langle I(0)I(t) \rangle / \langle I \rangle^2$  интенсивности рассеянного света, связанная с  $C_1(t)$  соотношением  $g_2(t) = 1 + \beta |C_1(t)|^2$ , где  $0 < \beta \leq 1$  – коэффициент, обратно пропорциональный числу спеклов, попадающих в окно детектора. Детектор располагался на расстоянии 15 см от поверхности образца, поэтому в световод попадал свет только из одного пятна спекл-картины рассеянного света. Коэффициент  $\beta$  был равен единице.

На рис.1 представлены результаты измерений КФ  $C_1(t)$ . При малых мощностях падающего пучка КФ опи-

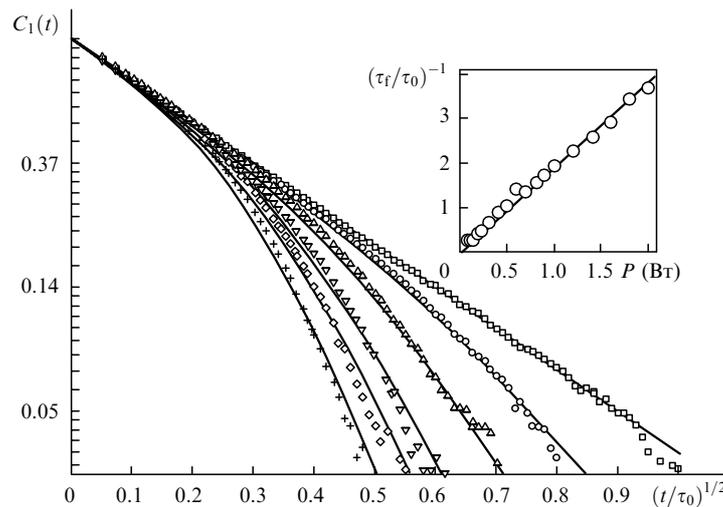


Рис.1. Нормированные КФ  $C_1(t)$  (точки – эксперимент, сплошные линии – расчет по формуле (3) при мощности падающего пучка  $P = 0.07$  (□),  $0.1$  (○),  $0.4$  (△),  $0.8$  (▽),  $1.2$  (◇) и  $1.6$  Вт (+). На вставке – нормированное время  $\tau_f$ , характеризующее светоиндуцированное движение частиц, в зависимости от мощности падающего пучка.

сывается стандартной формулой (1). Движение частиц в этом случае является броуновским. При  $P \geq 0.1$  Вт вид КФ претерпевает заметные изменения. Помимо броуновского, становится существенным упорядоченное движение частиц, возникающее под действием мощного лазерного излучения. С увеличением мощности падающего пучка КФ затухает все более быстро.

Расчет КФ  $C_1(t)$  с учетом светоиндуцированного движения рассеивателей требует решения гидродинамической задачи о возникающем в среде поле скоростей [3]. Аналитическое решение этой задачи с учетом граничных условий для рассматриваемой экспериментальной геометрии представляется довольно сложной проблемой. Приближенное выражение для  $C_1(t)$  можно получить следующим образом. Случайный процесс движения частиц в среде есть результат суперпозиции броуновского и упорядоченного светоиндуцированного движений. Предположим, что среднеквадратичное смещение рассеивателей  $\langle \Delta r^2(t) \rangle$  может быть выражено через некоторую эффективную скорость  $v_f(P)$ , характеризующую светоиндуцированное движение в среднем по всему образцу:

$$\langle \Delta r^2(t) \rangle = 6Dt + v_f^2(P)t^2. \quad (2)$$

Скорость  $v_f$  определяет характерное время  $\tau_f = \lambda/v_f$  смещения рассеивателей на расстояние порядка длины волны света, обусловленное вынужденным движением. Рассчитывая затем КФ  $C_1(t)$  с помощью стандартной техники [1], для сигнала обратного рассеяния получим выражение

$$C_1(t, P) \approx \exp \left\{ -\gamma \left[ \frac{t}{\tau_0} + \left( \frac{t}{\tau_f(P)} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}. \quad (3)$$

Такой путь расчета подразумевает, что мал вклад в корреляционную функцию от низших порядков рассеяния, где существенна неоднородность возникающего в среде поля скоростей. Экспериментально это условие удовлетворяется в случае использования VH-конфигурации при детектировании. Характерное время  $\tau_f$ , как показано в [3] из соображений размерности, с точностью до числового множителя определяется соотношением  $\tau_f \sim \eta \lambda l^* c / P$  независимо от геометрии задачи. На рис.1 сплошными линиями представлены результаты аппроксима-

ции экспериментально измеренных КФ (3). Коэффициент  $\gamma = 3.28 \pm 0.07$  был найден из (1) для КФ, измеренной при мощности пучка  $P = 0.07$  Вт, и затем полагался неизменным. Значения  $\tau_f$ , найденные из формулы (3) для различных мощностей пучка, соответствуют предсказанной зависимости  $\tau_f \sim P^{-1}$ . Этот факт указывает на то, что изменение КФ вызвано светоиндуцированным движением рассеивающих частиц. Отношение  $\tau_f/\tau_0$  – времен, определяющих вклад броуновского и светоиндуцированного движений, становится равным единице при мощности падающего пучка  $P = 0.5$  Вт. Средняя интенсивность в лазерном пятне при этом составляет  $\sim 10^4$  Вт/см<sup>2</sup>. Оценка ускорения частиц, обусловленного давлением света, дает  $\sim 10^5$  см/с<sup>2</sup> (для единичного коэффициента отражения). Вероятно, что давление света является одной из основных причин возникающего движения частиц, хотя возможны и другие механизмы [4, 5].

Существование эффекта многократного рассеяния на светоиндуцированной струе микрочастиц и простота его наблюдения позволяют надеяться на развитие «силовой» диффузионно-волновой спектроскопии, предложенной автором работы [6]. Измерение зависимости  $\tau_f(P)$  дает возможность получить дополнительную информацию о рассеивающей среде без смены образца. Например, помимо коэффициента диффузии частиц (как в стандартном варианте диффузионно-волновой спектроскопии), определить вязкость среды или транспортную длину свободного пробега фотонов. Разумеется, для этого необходимо иметь хорошо обоснованную зависимость КФ  $C_1(t, P)$  от мощности падающего пучка с учетом геометрии эксперимента.

Автор искренне благодарен С.Е.Скипетрову за полезные обсуждения и интерес к работе.

1. Pine D.J., Weit D.A., Zhu J.X., Herbolzheimer E. *J. Physique France*, **51**, 2101 (1990).
2. Скипетров С.Е., Меглинский И.В. *ЖЭТФ*, **113**, 1213 (1998).
3. Скипетров С.Е., Чесноков С.С., Захаров С.Д., Казарян М.А., Коротков Н.П., Щеглов В.А. *Квантовая электроника*, **25**, 447 (1998).
4. Ashkin A. *Sci. Am.*, **226** (2), 63 (1972).
5. Tatarkova S., Sibbert W., Dholakia K. *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 38101 (2003).
6. Skipetrov S.E. *Opt. Commun.*, **152**, 229 (1998).