

ДИФФУЗИОННО-ВОЛНОВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ С ЛОКАЛИЗОВАННЫМИ В ПРОСТРАНСТВЕ ПОТОКАМИ РАССЕЙВАТЕЛЕЙ

*С. Е. Скипетров**

*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
119899, Москва, Россия*

И. В. Меглинский

*Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского
410026, Саратов, Россия*

Поступила в редакцию 6 октября 1997 г.

Рассматривается многократное рассеяние лазерного излучения в случайно-неоднородной мутной среде с локализованным в пространстве потоком частиц. Для случая ламинарного течения рассеивателей в помещенном внутрь среды цилиндрическом капилляре рассчитана временная автокорреляционная функция рассеянного назад света. Предложен и экспериментально апробирован новый метод определения положения динамической области, преобладающего типа движения частиц в ней и характерной скорости этого движения.

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время большой интерес вызывают задачи, связанные с многократным рассеянием света в случайно-неоднородных средах [1]. Это обусловливается как многообразием красивых физических эффектов, наблюдаемых в условиях многократного рассеяния (когерентное рассеяние назад [2, 3], угловые и временные корреляции рассеянного излучения [4]), так и чрезвычайной важностью корректного описания происходящих в этих условиях процессов в связи с широким применением оптических методов диагностики в современной медицине [5–7].

В течение последнего десятилетия, в частности, бурно развивается так называемая диффузионно-волновая спектроскопия, основы которой были заложены в работах [8, 9]. Метод диффузионно-волновой спектроскопии основывается на измерении временной автокорреляционной функции $G_1(\tau) = \langle E(t)E^*(t - \tau) \rangle$ многократно рассеянного в мутной среде света. Оказывается, что даже в условиях сильного многократного рассеяния $G_1(\tau)$ чувствительна к характеру и интенсивности движения рассеивателей в среде. Более того, измеряя $G_1(\tau)$ можно фиксировать перемещения рассеивающих свет частиц на очень малые расстояния (до сотых долей длины волны λ используемого излучения), в то время как методы, основанные на измерении характеристик однократно рассеянных волн, чувствительны лишь к перемещениям рассеивателей на расстояния порядка

*E-mail: skipetr@fort.phys.msu.su

λ [9]. В последние годы обнаружилась еще одна интересная возможность использования диффузионно-волновой спектроскопии, а именно, возможность локализации и диагностики динамических неоднородностей в мутных средах на основе анализа рассеянного излучения [10–13].

В настоящей работе мы предлагаем методику локализации и измерения характеристик направленных потоков рассеивателей, скрытых в глубине мутной среды. Методика позволяет получать информацию о движении частиц внутри среды на основе зависимостей $G_1(\tau)$, измеренных в различных точках на поверхности образца. Приводимые теоретические и экспериментальные результаты хорошо согласуются между собой. Кроме того, отмечается их соответствие как результатам других экспериментов [13], так и теоретическим расчетам [12]. Оцениваются потенциальные возможности и ограничения использования рассматриваемого способа измерения характеристик потоков рассеивателей в сильно рассеивающих свет мутных средах. Предлагаемая нами методика может найти интересные применения, например, в задачах гемодинамики, поскольку она открывает возможности неинвазивных измерений скорости кровотока в кровеносных сосудах, регистрации изменений объема крови в капиллярных петлях и других биотканях [14].

2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

Рассмотрим рассеяние света с длиной волны λ в образце мутной среды (размер частиц $\sim \lambda$), характеризуемой транспортной длиной свободного пробега фотонов $\ell^* = (\mu'_s + \mu_a)^{-1}$, где μ'_s и μ_a — коэффициенты рассеяния и поглощения [15], причем $\mu_a \ll \ll \mu'_s$. В условиях сильного многократного рассеяния ($\lambda \ll \ell^* \ll L$, где L — характерный размер образца) временная корреляционная функция $G_1(\mathbf{r}, \tau) = \langle E(\mathbf{r}, t)E^*(\mathbf{r}, t - \tau) \rangle$ деполаризованного многократно рассеянного излучения, измеренная в точке \mathbf{r} на границе S образца, в диффузионном приближении описывается решением стационарного уравнения диффузии [10, 13]:

$$[\nabla^2 - \alpha^2(\tau)] G_1(\mathbf{r}, \tau) = -\frac{F(\mathbf{r})}{D_p} \quad (1)$$

с граничным условием [16]

$$G_1(\mathbf{r}, \tau) - \frac{2}{3}\ell^* (\mathbf{n}\nabla G_1(\mathbf{r}, \tau)) = 0, \quad \mathbf{r} \in S. \quad (2)$$

Здесь мы пренебрегли поглощением света в среде, $F(\mathbf{r})$ описывает распределение источников света, $D_p = c\ell^*/3$ — коэффициент диффузии света в среде [15], \mathbf{n} — единичная нормаль к поверхности S , направленная внутрь нее, а конкретный вид функции $\alpha(\tau)$ зависит от характера движения рассеивателей в среде. $\alpha^2(\tau) = 3\tau/2\tau_0\ell^{*2}$ в случае броуновского движения частиц среды с коэффициентом диффузии D_B , где $\tau_0 = (4k^2 D_B)^{-1}$ и $k = 2\pi/\lambda$ [9]. Для ламинарного течения рассеивателей $\alpha^2(\tau) = 6(\tau/\tau_f\ell^*)^2$, где характеристическое время τ_f зависит от геометрии потока [17]. В случае, когда направленное движение рассеивающих свет частиц происходит на фоне их случайного броуновского блуждания, $\alpha^2(\tau)$ дается суммой членов, соответствующих этим двум различным типам движения [18].

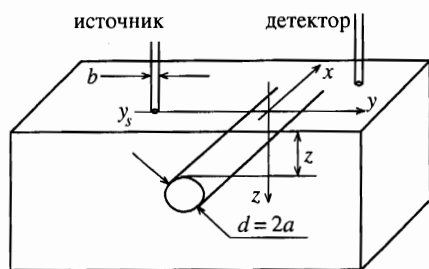


Рис. 1. Схема эксперимента. Образец ($8 \times 15 \times 15 \text{ см}^3$) состоит из частиц рутила TiO_2 , растворенных в смоле (0.01 г рутила на 100 мл смолы, диаметр частиц 0.25 мкм, $\mu'_s = 4 \text{ см}^{-1}$, $\mu_a = 0.002 \text{ см}^{-1}$, $\ell^* = 0.25 \text{ см}$, $D_B = 0$). Внутри образца на глубине $z = 0.925 \text{ см}$ параллельно поверхности сделано сквозное цилиндрическое отверстие диаметром $d = 0.75 \text{ см}$, в котором создается поток взвеси полистироловых сфер в воде (диаметр частиц 0.296 мкм, концентрация $\approx 0.5\%$, $D_B = 1.5 \cdot 10^{-8} \text{ см}^2/\text{с}$, $\tau_0 = 6.32 \cdot 10^{-4} \text{ с}$). Лазерное излучение вводится в среду при помощи узкого световода диаметра $b < \ell^*$. Временная автокорреляционная функция интенсивности многократно рассеянного в среде света измеряется в точке $(x, y, 0)$

Граничное условие (2) можно приближенно заменить нулевым условием для $G_1(\mathbf{r}, \tau)$ на так называемой экстраполированной границе [15] $z = -z_1 = -\Delta \cdot \ell^*$, где Δ зависит от условий рассеяния вблизи границы. Для изотропного рассеяния и при условии равенства показателей преломления рассеивающей и окружающей ее сред из теории Милна было найдено $\Delta = 0.7104$ [19].

Пусть мутная среда заполняет полупространство $z > 0$ и в ней имеется скрытое включение в виде цилиндрического капилляра диаметра $d = 2a > \ell^*$, направленного вдоль оси x и расположенного на расстоянии z от границы среды (рис. 1). Обозначим через S_1 поверхность капилляра, а через V_1 — ограниченный им объем. Если в капилляре создается направленный поток рассеивателей, а во всей остальной среде рассеиватели движутся как броуновские частицы, в уравнении (1) можно ввести пространственную зависимость члена $\alpha^2(\tau)$ в виде [13]

$$\alpha^2(\tau) = \begin{cases} \alpha_{in}^2(\tau) = 3\tau/2\tau_0\ell^{*2} + 6(\tau/\tau_f\ell^*)^2, & \mathbf{r} \in V_1, \\ \alpha_{out}^2(\tau) = 3\tau/2\tau_0\ell^{*2}, & \mathbf{r} \notin V_1. \end{cases} \quad (3)$$

В рассматриваемой экспериментальной ситуации (рис. 1) профиль скорости частиц внутри капилляра можно считать пуазейлевским, что дает

$$\tau_f = \sqrt{30}/k\ell^*\Gamma_1, \quad \text{где } \Gamma_1 = 32Q/\sqrt{2}\pi d^3 \quad (4)$$

и Q — объемный расход жидкости, равный ее объему, проходящему через сечение капилляра в единицу времени. Как нетрудно показать, Q связано со средней скоростью V направленного движения частиц в капилляре соотношением $Q = \pi a^2 V$.

Наконец, граничные условия на поверхности S_1 капилляра запишем в виде [10]

$$G_1^{in}(\mathbf{r}, \tau) = G_1^{out}(\mathbf{r}, \tau), \quad \mathbf{r} \in S_1, \quad (5)$$

$$(\mathbf{n}\nabla G_1^{in}(\mathbf{r}, \tau)) = (\mathbf{n}\nabla G_1^{out}(\mathbf{r}, \tau)), \quad \mathbf{r} \in S_1, \quad (6)$$

где $G_1^{in,out}(\mathbf{r}, \tau)$ — решения уравнения (1) внутри и вне объема V_1 , соответственно.

Для завершения математической постановки задачи осталось только задать распределение $F(\mathbf{r})$ источников света в среде. В эксперименте образец обычно освещается

лазерным пучком конечной ширины b . Наиболее просто теоретическому описанию поддаются случаи $b \gg \ell^*$ и $b < \ell^*$, так как в первом случае можно приближенно считать, что на поверхность среды падает плоская волна, а во втором — рассматривать точечный источник излучения, положение которого на поверхности среды определяется его координатой y_s (см. рис. 1). Учитывая, что когерентное лазерное излучение преобразуется в диффузное на глубине $z_0 \sim \ell^*$ [15], запишем функцию источника в уравнении (1) в виде

$$F(\mathbf{r}) \simeq \begin{cases} \delta(z - z_0), & b \gg \ell^*, \\ \delta(x) \delta(y - y_s) \delta(z - z_0), & b < \ell^*. \end{cases} \quad (7)$$

На основании изложенного выше легко получить выражения для корреляционной функции G_1^0 деполаризованного света, рассеянного назад от полубесконечной среды в отсутствие потока рассеивателей в капилляре ($\tau_f \rightarrow \infty$). В пределе $\tau \ll \tau_0$ получаем при $b \gg \ell^*$

$$G_1^0(\tau) = \exp\{-\gamma\alpha_{out}\ell^*\}, \quad (8)$$

и при $b < \ell^*$

$$G_1^0(x, y, \tau) = \frac{1}{4\pi D_p} \left\{ \frac{\exp(-\alpha_{out}\rho)}{\rho} - \frac{\exp(-\alpha_{out}\sqrt{\rho^2 + 4\gamma^2\ell^{*2}})}{\sqrt{\rho^2 + 4\gamma^2\ell^{*2}}} \right\}. \quad (9)$$

В этих формулах $\gamma = 1 + \Delta$ — численная константа порядка двух, $\rho = (x^2 + (y - y_s)^2)^{1/2}$ (см. рис. 1) и источник света предполагается расположенным в точке $(0, y_s)$ на поверхности среды. Результаты (8), (9) были получены ранее другими методами, а также подтверждены экспериментально [8, 9]. Отметим, что корреляционная функция (8) не зависит как от положения (x, y) детектора на поверхности среды, так и от величины транспортной длины свободного пробега фотонов ℓ^* .

Пусть теперь в капилляре создается ламинарный поток рассеивающих свет частиц. В этом случае запишем решение в виде $G_1(x, y, \tau) = G_1^0(x, y, \tau) + G_1^S(x, y, \tau)$, где последний член описывает влияние потока на корреляционную функцию. Без учета условия (2) на границе среды для случая $b \gg \ell^*$ получаем

$$G_1^S(y, \tau) = -\frac{h - z_0}{2\pi\ell^*} \sum_{n=1}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dp}{\cos p} \cos(n(p - \theta)) \times \\ \times f_n\left(\alpha_{out} \frac{h - z_0}{\cos p}, \alpha_{out} \sqrt{h^2 + y^2}, \alpha_{out} a, \alpha_{in} a\right), \quad (10)$$

где

$$f_n(\xi_1, \xi_2, \xi_3, \xi_4) = K_n(\xi_1) K_n(\xi_2) \left[\frac{\xi_3 I_n'(\xi_3) I_n(\xi_4) - \xi_4 I_n(\xi_3) I_n'(\xi_4)}{\xi_3 K_n'(\xi_3) I_n(\xi_4) - \xi_4 K_n(\xi_3) I_n'(\xi_4)} \right], \quad (11)$$

I_n, K_n — модифицированные функции Бесселя, штрих обозначает дифференцирование соответствующей функции по ее аргументу, $h = z + a$ и $\theta = \text{arctg}(y/h)$. При $b < \ell^*$ получается несколько иной результат:

$$G_1^S(x, y, \tau) = -\frac{1}{2\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \int_0^{\infty} dp \cos(n\theta) \cos(px) \times \\ \times f_n \left(r\sqrt{p^2 + \alpha_{out}^2}, r_s\sqrt{p^2 + \alpha_{out}^2}, a\sqrt{p^2 + \alpha_{out}^2}, a\sqrt{p^2 + \alpha_{in}^2} \right), \quad (12)$$

где $r = (h^2 + y^2)^{1/2}$ и $r_s = (h^2 + y_s^2)^{1/2}$.

Чтобы удовлетворить нулевому граничному условию в плоскости $z = -z_1$ и тем самым получить G_1^S для изображенной на рис. 1 схемы эксперимента, применим метод изображений [19]. Поместим воображаемые капилляр и источник излучения по другую сторону от плоскости $z = -z_1$ так, чтобы геометрия задачи стала симметричной относительно этой плоскости. В итоге искомое решение записывается в виде суммы выражений (8) или (9) и членов типа (10) или (12), соответствующих двум различным капиллярам и источникам света.

3. УСЛОВИЯ ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Принципиальная схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Образец состоит из частиц рутила TiO_2 , растворенных в смоле. Внутри образца на расстоянии $z = 0.925$ см от одной из его граней сделано цилиндрическое сквозное отверстие диаметром $d = 0.75$ см, в котором с помощью расположенных на разной высоте сообщающихся сосудов поддерживается ламинарное течение взвеси полистироловых сфер в воде. Оптические свойства взвеси (μ'_s, μ_a) близки к свойствам материала, из которого изготовлен образец. Таким образом, область внутри капилляра отличается от окружающей среды только динамикой находящихся в ней частиц. Поэтому мы будем называть эту область динамически неоднородной, следуя терминологии авторов работы [13].

Когерентное лазерное излучение на длине волны $\lambda = 514$ нм мощностью 1 Вт, генерируемое аргоновым ионным лазером с установленным внутри резонатора эталонном Фабри-Перо в TEM_{00} -режиме, с помощью системы зеркал и линзы вводится в многомодовый световод (диаметр сердцевины 200 мкм, числовая апертура 0.16). Эталон Фабри-Перо внутри резонатора лазера обеспечивает достаточно большую длину когерентности излучения (около 3 м), что необходимо в экспериментах по многократному рассеянию света [20]. Пройдя по световоду, свет падает на поверхность образца. Рассеянный от образца свет собирается с помощью одномодового волоконного световода (диаметр 3.1 мкм, числовая апертура 0.13), что обеспечивает регистрацию флуктуаций интенсивности света в пределах площадки когерентности рассеянного излучения. Пройдя по световоду, рассеянное излучение поступает на работающий в режиме счета фотонов ФЭУ¹⁾, соединенный с цифровым многоканальным автокоррелятором²⁾. Применение световодов для подвода лазерного излучения к образцу и регистрации рассеянного света, а также использование цифрового коррелятора обеспечивают высокое значение отношения сигнал/шум в процессе измерений.

Измеряемой величиной в описываемом эксперименте является нормированная автокорреляционная функция интенсивности рассеянного света $g_2(\tau) =$

¹⁾ Использовался ФЭУ Thorn EMI, Gencom Inc.

²⁾ VI-9000AT, Brookhaven Instruments Corp.

$= \langle I(t)I(t - \tau) \rangle / \langle I \rangle^2$. Рассеянное в мутной среде излучение имеет гауссовскую статистику, вследствие чего $g_2(\tau)$ связано с $g_1(\tau) = G_1(\tau)/G_1(0)$ соотношением Зигерта:

$$g_2(\tau) = 1 + \beta |g_1(\tau)|^2,$$

где $0 < \beta < 1$ — апертурная функция, определяемая используемой измерительной системой [5, 21]. Поскольку используемый в эксперименте образец не удовлетворяет условию эргодичности, усреднение произведения $I(t)I(t - \tau)$ по ансамблю реализаций достигается методом, предложенным в работе [21]. Суть этого метода состоит в том, что усреднение осуществляется за счет перемещения образца относительно неподвижных источника и детектора с помощью шагового электрического двигателя попеременно то в одну, то в другую сторону. В наших экспериментах скорость движения образца составляет около 50 мкм/с. Перемена направления движения осуществляется автоматически, в результате чего образец сдвигается примерно на 500 мкм то в одну, то в другую сторону в направлении, параллельном оси капилляра.

4. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 2 показана нормированная корреляционная функция поля рассеянного излучения, рассчитанная для изображенного на рис. 1 случая подвода и регистрации излучения с помощью тонких световодов ($b < \ell^*$). Расчет выполнен по формулам (9), (12) при $\alpha_{out} \equiv 0$ и значениях остальных параметров, близких к использованным в эксперименте. Соответствующие экспериментальные точки приведены на рис. 3. Как видно из этих рисунков, к изменению скорости потока жидкости внутри динамической области наиболее чувствителен участок корреляционной функции в ограниченном диапазоне временных задержек τ ($1 < \tau < 400$ мкс в условиях нашего эксперимента), что согласуется с результатами авторов работы [13]. При $\tau < 1$ мкс поведение корреляционной функции в основном определяется малым, но ненулевым поглощением света в среде, которое одинаково как внутри, так и вне капилляра. При $\tau \sim 50$ –200 мкс заметна тенденция к насыщению $g_1(\tau)$ на постоянный уровень, не зависящий от скорости потока. Этот факт был теоретически предсказан в работе [12] и легко может быть качественно объяснен на основе соответствия между короткими траекториями фотонов в среде и большими временами задержки τ [8]: при больших τ скорость убывания $g_1(\tau)$ в основном определяется фотонами, имеющими относительно короткие траектории, поскольку фотоны, имеющие длинные траектории, уже полностью декоррелированы. Среди имеющих короткие траектории оказываются в основном фотоны, не достигающие капилляра, и, поскольку частицы в окружающей капилляр среде неподвижны, теоретически рассчитанная $g_1(\tau)$ стремится при $\tau \rightarrow \infty$ к константе, не равной нулю. Величина этой константы определяется исключительно глубиной положения капилляра. Как показано в работе [12], при $d \gg \ell^*$ ее можно оценить как $1 - (z_0 + z_1)/z \simeq 0.55$ для использованного в нашем эксперименте образца ($z_0 = \ell^*$, $z_1 = 0.7104\ell^*$, $z = 3.7\ell^*$). С учетом того, что в работе [12] рассматривается ламинарный поток рассеивающих свет частиц в плоскопараллельном слое, а не в цилиндрическом капилляре, соответствие этой оценки реальности можно признать удовлетворительным. Однако, как видно из рис. 3, экспериментально измеренная корреляционная функция, хотя и имеет тенденцию к насыщению при $\tau \sim 50$ –200 мкс, все же продолжает уменьшаться при $\tau > 200$ мкс в отличие

от рассчитанной теоретически (рис. 2). Это связано с эффектами, не учтенными нашей теоретической моделью (в частности, с методом усреднения, вибрацией элементов оптической схемы, шумами ФЭУ и т. д.).

Отметим, что теоретические и экспериментальные результаты, приведенные на рис. 2 и 3, не только согласуются между собой качественно, но и весьма близки в количественном отношении. Это свидетельствует о том, что развитый нами теоретический подход к рассмотрению многократного рассеяния света в динамически неоднородных средах вполне применим к описанию реальных экспериментальных ситуаций. Более того, количественное соответствие теоретических и экспериментальных результатов позволяет предложить метод локализации и диагностики потоков рассеивателей, скрытых в глубине сильно рассеивающих свет сред, основанный на измерении и последующем анализе временной автокорреляционной функции многократно рассеянного излучения. Действительно, различие между кривыми $g_1(\tau)$, соответствующими различным средним скоростям V потока частиц в капилляре, достаточно велико и может быть использовано для непосредственного измерения V . Количественная калибровка такого метода измерения скорости может быть проведена на основе построенной нами теоретической модели.

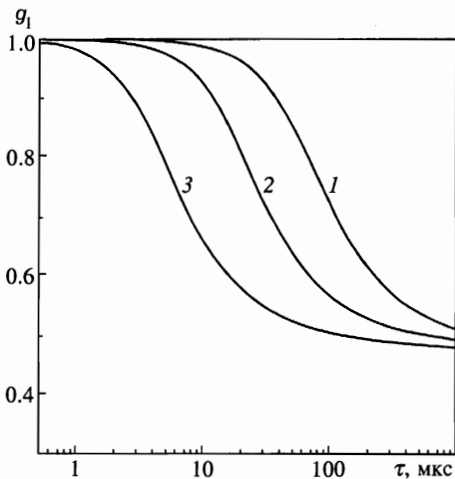


Рис. 2

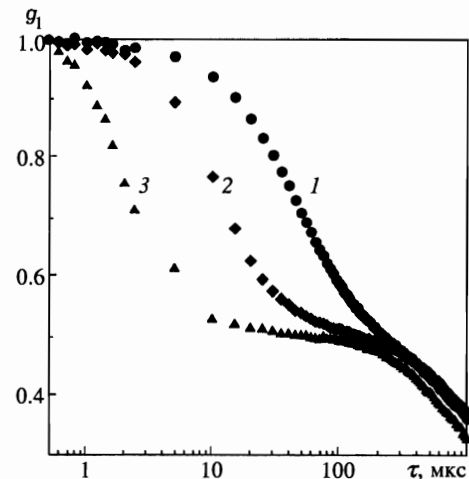


Рис. 3

Рис. 2. Нормированная временная автокорреляционная функция многократно рассеянного излучения, рассчитанная в диффузионном приближении для случая, когда источник излучения и детектор расположены симметрично относительно капилляра ($x = 0$, $y = -y_s = 2.5\ell^*$, $z = 3.5\ell^*$, $d = 3\ell^*$, $z_0 = z_1 = \ell^*$, $\tau_0 = 6 \cdot 10^{-4}$ с). Различные кривые соответствуют различным скоростям потока: $V = 0.1$ (1), 0.6 (2), 3 (3) см/с

Рис. 3. Измеренная экспериментально нормированная временная автокорреляционная функция многократно рассеянного излучения для изображенной на рис. 1 схемы эксперимента. Источник излучения и детектор расположены симметрично относительно капилляра ($x = 0$, $y = -y_s = 2.5\ell^*$). Различные кривые соответствуют различным скоростям потока: $V = 0.08$ (1), 0.62 (2), 3.22 (3) см/с. Ошибки измерения находятся в пределах размера символов на рисунке

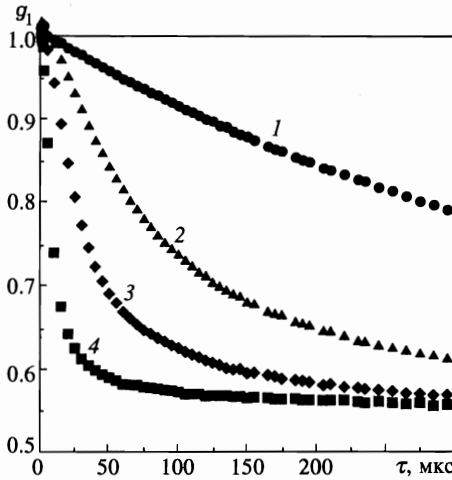


Рис. 4. Нормированная временная автокорреляционная функция многократно рассеянного излучения, измеренная при различных типах движения рассеивателей в капилляре: броуновское движение (1), ламинарное течение со скоростями $V = 0.08$ (2) и 0.24 (3) см/с, турбулентное течение с $V = 0.88$ см/с (4). Остальные параметры те же, что и для кривых, приведенных на рис. 3. Ошибки измерения находятся в пределах размера символов на рисунке

Интересно, что предлагаемый метод изучения динамики частиц в мутных средах можно с одинаковым успехом использовать при различных типах динамики рассеивателей в среде. В качестве иллюстрации на рис. 4 представлены результаты измерений автокорреляционной функции рассеянного назад излучения для случаев броуновского, направленного и турбулентного движений рассеивающих свет частиц в капилляре. Для получения турбулентного потока жидкости использование системы из расположенных на разной высоте сообщающихся сосудов оказалось недостаточным, так как такая система не дает возможности достичь критического числа Рейнольдса на исследуемом прямолинейном участке капилляра. Поэтому турбулентное движение рассеивателей в цилиндрической полости внутри исследуемого образца достигалось искусственно с помощью сопла, установленного на входном отверстии капилляра.

Как видно из рис. 4, разные типы движения частиц приводят к различным временным зависимостям $g_1(\tau)$. Этот вывод следует и из теоретического анализа: для броуновского движения дисперсия разности фаз $\langle \Delta\phi^2(\tau) \rangle$ двух фотонов, последовательно рассеявшихся на одних и тех же частицах среды в моменты времени, разделенные промежутком τ , пропорциональна τ [8, 9]. Для ламинарного и турбулентного потоков $\langle \Delta\phi^2(\tau) \rangle \propto \tau^2$ [18, 22], однако в последнем случае коэффициент пропорциональности при той же характерной скорости движения частиц больше. Таким образом, имеется возможность не только определять локализацию динамически неоднородной области (цилиндрического капилляра в нашем случае) и оценивать среднюю скорость движения частиц внутри нее, но и делать выводы о преобладающем характере движения рассеивателей. Отметим, что по причинам, разъясненным выше, все кривые на рис. 4 стремятся к одной и той же асимптоте при больших τ .

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе рассмотрено многократное рассеяние лазерного излучения в случайно-неоднородной среде с локализованным в пространстве потоком рассеивающих свет частиц. В диффузионном приближении рассчитана временная автокорреляционная функция света, рассеянного назад от полубесконечной среды с локализованным

в области цилиндрического капилляра направленным потоком частиц. Результаты теоретического анализа хорошо согласуются с экспериментальными при рассматриваемых скоростях потока, что позволило предложить новый метод определения положения и размера области потока, а также скорости движения рассеивателей внутри нее. Отметим, что предлагаемый метод является единственным оптическим методом, позволяющим измерять скорости относительно медленных (до 10^{-2} см/с) потоков в условиях многократного рассеяния света в среде. Возможности его использования, однако, ограничены потоками частиц вблизи границы среды ($z < (15-20)\ell^*$ в соответствии с нашими теоретическими расчетами). Этот результат согласуется с выводами, сделанными в работах [12, 13]. Поэтому можно утверждать, что указанное ограничение носит для мутных сред фундаментальный характер и не связано с особенностями конкретной экспериментальной схемы измерений.

Поскольку параметры использованного в настоящей работе образца близки к параметрам некоторых биологических сред [7, 15], предлагаемый нами метод может быть, в частности, использован для неинвазивного измерения характеристик кровотока [14]. Кроме того, похожим образом можно измерять скорости рассеивателей в экспериментах по лазерному ускорению частиц в плотных средах [23]. Таким образом, диапазон потенциальных приложений предлагаемой нами методики весьма широк.

В заключение отметим, что выполнение настоящей работы стало возможным только благодаря тесному сотрудничеству авторов с Д. А. Боасом (D. A. Boas), Б. Чансом (B. Chance) и А. Г. Йодом (A. G. Yodh) — сотрудниками Пенсильванского университета (США); М. Хекмейером (M. Heckmeier) и Г. Маретом (G. Maret) — сотрудниками Центра исследования макромолекул (Страсбург, Франция); а также Р. Мейнаром (R. Maynard) — профессором Университета Дж. Фурье (Гренобль, Франция). Авторы благодарят С. С. Чеснокова, В. В. Тучина и А. В. Приезжева за поддержку при подготовке рукописи к печати. Авторы признательны участникам объединенного научного семинара кафедры общей физики и волновых процессов физического факультета МГУ и Международного лазерного центра МГУ за интерес к работе и лично Н. И. Коротееву за предоставленную возможность выступить на этом семинаре.

Литература

1. В. Л. Кузьмин, В. П. Романов, УФН **166**, 247 (1996).
2. M. P. Van Albada and A. Lagendijk, Phys. Rev. Lett. **55**, 2692 (1985).
3. P. E. Wolf and G. Maret, Phys. Rev. Lett. **55**, 2696 (1985).
4. R. Berkovits and S. Feng, Phys. Rep. **238**, 135 (1994).
5. А. В. Приезжев, В. В. Тучин, Л. П. Шубочкин, *Лазерная диагностика в биологии и медицине*, Наука, Москва (1989).
6. A. Yodh and B. Chance, Physics Today **10**, 34 (1995).
7. В. В. Тучин, УФН **167**, 517 (1997).
8. G. Maret and P. E. Wolf, Z. Phys. B **65**, 409 (1987).
9. P. M. Chaikin, D. J. Pine, D. A. Weitz, and E. Herbolzheimer, Phys. Rev. Lett. **60**, 1134 (1988).
10. D. A. Boas, L. E. Campbell, and A. G. Yodh, Phys. Rev. Lett. **75**, 1855 (1995).
11. M. Heckmeier and G. Maret, Europhys. Lett. **34**, 257 (1996).
12. S. E. Skipetrov and R. Maynard, Phys. Lett. A **217**, 181 (1996).

13. M. Heckmeier, S. E. Skipetrov, G. Maret, and R. Maynard, *J. Opt. Soc. Am. A* **14**, 185 (1997).
14. И. В. Меглинский, Д. А. Боас, А. Г. Йод и др., *Изв. ВУЗов (сер. ПНД)* **4**, 65 (1996).
15. А. Исимару, *Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах*, Мир, Москва (1981).
16. R. C. Haskell, L. V. Swaasand, T. Tsay et al., *J. Opt. Soc. Am. A* **11**, 2727 (1994).
17. D. Bicoût and R. Maynard, *Physica A* **199**, 387 (1993).
18. D. Bicoût and G. Maret, *Physica A* **210**, 87 (1994).
19. Ф. М. Морс, Г. Фешбах, *Методы теоретической физики*, т. 1, ИИЛ, Москва (1958).
20. T. Bellini, M. A. Glasser, N. A. Clark, and V. Degiorgio, *Phys. Rev. A* **44**, 5215 (1991).
21. J. -Z. Xue, D. J. Pine, S. T. Milner et al., *Phys. Rev. A* **46**, 6550 (1992).
22. D. J. Bicoût and R. Maynard, *Physica B* **204**, 20 (1995).
23. S. E. Skipetrov, M. A. Kazaryan, N. P. Korotkov, and S. D. Zakharov, *Physica Scripta* **57**, 413 (1998).