

07:09;15

## Измерение транспортного коэффициента рассеяния случайно-неоднородных сред методом низкокогерентной рефлектометрии

© Д.А. Зимняков, Дж.С. Сина, С.А. Ювченко,  
Е.А. Исаева, С.П. Чекмасов

Саратовский государственный технический университет  
Институт проблем точной механики и управления РАН, Саратов  
E-mail: zimnykov@mail.ru

Поступило в Редакцию 8 августа 2013 г.

Предложен метод определения малых значений транспортного коэффициента рассеяния случайно-неоднородных сред на основе анализа скорости экспоненциального затухания сигнала низкокогерентного интерферометра со слоем зондируемой среды в качестве диффузного отражателя в объектном плече при возрастании разности хода пучков в опорном и объектном плечах. Представлены результаты экспериментальной проверки предложенного метода с использованием в качестве модельных рассеивающих сред фторопластовой пленки и фильтрованной бумаги.

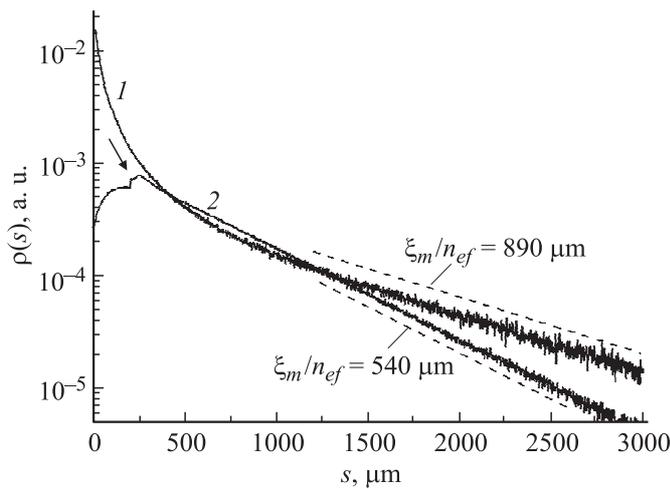
Определение транспортных параметров, характеризующих перенос оптического излучения в случайно-неоднородных средах, актуально для решения ряда задач в фотонике [1,2] и биомедицинской оптике [3,4]. Для оптических плотных рассеивающих сред с пренебрежимо малым коэффициентом поглощения параметрами, описывающими взаимодействие света со средой, являются транспортный коэффициент рассеяния  $\mu'_s$  или обратная к нему транспортная длина распространения излучения в среде  $l^* = 1/\mu'_s$  [5]. Значение  $l^*$  определяет пространственный масштаб преобразования направленного пучка в диффузионное излучение. Глубина зондирования случайно-неоднородных сред с использованием ряда оптических методов определяется именно значением  $l^*$ . Соотношение между  $l^*$  и длиной волны  $\lambda$  излучения является ключевым для ряда явлений при распространении света в случайно-неоднородных средах (когерентное обратное рассеяние, гипотетическая локализация света

и др.). В активных случайно-неоднородных средах, являющихся источниками лазерного излучения (random lasing),  $\mu'_s$  наряду с коэффициентом усиления среды определяет эффективность возбуждения генерации. Одним из возможных методов определения  $\mu'_s$  является низкокогерентная рефлектометрия (НКР), использующая анализ затухания сигнала низкокогерентного интерферометра со слоем среды толщиной  $L$  в качестве отражателя в объектном плече в зависимости от разности хода пучков в опорном и объектном плечах [6,7]. Обычно предполагается, что среда и толщина слоя удовлетворяют условию диффузионного распространения излучения:  $L\mu'_s \gg 1$ .

Нами показано, что НКР — универсальный метод, применимый для оценки  $\mu'_s$  также и в средах с недиффузионным переносом излучения ( $L\mu'_s \leq 1$ ), когда в регистрируемый сигнал вносят значительный вклад отраженная от нижней границы слоя нерассеянная и малократно рассеянная составляющие. Этот результат является принципиальным с точки зрения зондирования рассеивающих сред, поскольку анализ сигнала позволяет также определить эффективный показатель преломления  $n_{ef}$  среды [8], что обычно требует дополнительных измерений [9]. В исследованиях биотканей с использованием метода оптической когерентной томографии, основой которого является НКР, определение  $l^*$  в дополнение к визуализации ткани является значимым для идентификации патологических состояний.

При НКР слоя случайно-неоднородной среды с  $L/l^* \gg 1$  зависимость амплитуды интерференционного сигнала  $I(z)$  от разности хода  $z$  пучков в опорном и объектном плечах интерферометра с широкополосным источником излучения по форме аналогична импульсному отклику слоя  $I(t)$  при его зондировании ультракоротким световым импульсом в режиме регистрации обратнорассеянного излучения. При незначительной дисперсии среды  $z \approx ct/n_{ef}$ . В рамках диффузионного приближения теории переноса излучения  $I(t)$  описывается следующим выражением [6]:

$$I(t) = \frac{3D\mu'_s}{\tilde{L}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_a}\right) \times \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \exp\left(-\frac{D\pi^2 n^2}{\tilde{L}^2} t\right) \left[ 1 - \cos\left(\frac{(1/\mu'_s) + z_1}{\tilde{L}} 2\pi n\right) \right] \right\}, \quad (1)$$

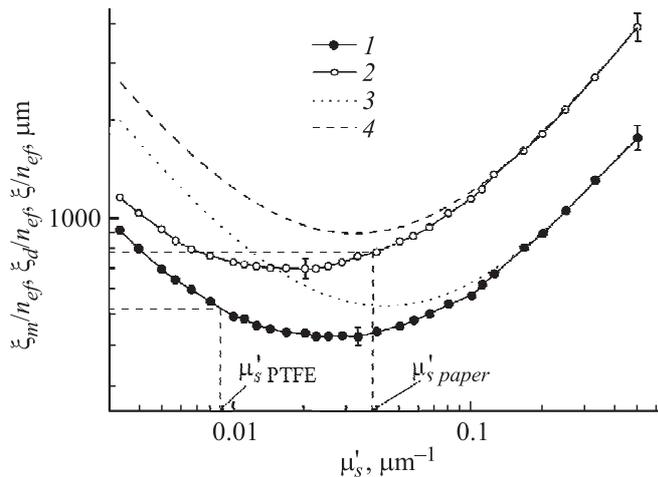


**Рис. 1.** Функции  $\rho(s)$  при  $L = 100 \mu\text{m}$ ;  $n_{ef} = 1.45$ . Стрелка — пик френелевского отражения от нижней границы слоя при  $L\mu'_s < 1$ . 1 —  $\mu'_s = 0.2 \mu\text{m}^{-1}$ ; 2 —  $\mu'_s = 0.008 \mu\text{m}^{-1}$ .

где  $D = v_E/3\mu'_s$  — коэффициент диффузии излучения ( $v_E$  — скорость переноса энергии излучения в среде),  $\tau_a$  — характерное время поглощения света (для сред с пренебрежимо малым поглощением  $\tau_a \rightarrow \infty$ ),  $\tilde{L} = L + l^*(z_1 + z_2)$ ; безразмерные коэффициенты  $z_1, z_2$  определяются отражательной способностью границ слоя [10]. При  $t < \tilde{L}^2/\pi^2 D$   $I(t) \sim t^{-1.5}$ . При  $t > \tilde{L}^2/\pi^2 D$  импульсный отклик экспоненциально затухает:  $I(t) \sim \exp\{-(D\pi^2/\tilde{L}^2)t\}$ , что обусловлено вкладом в сигнал диффузных составляющих с большими временами распространения в слое. Для НКР справедливо выражение  $I(z) \sim \exp(-z/\xi)$  при  $z > \xi$ , где

$$\xi = 3\mu'_s n_{ef} \{L + (z_1 + z_2)(1/\mu'_s)\}^2 / \pi^2. \quad (2)$$

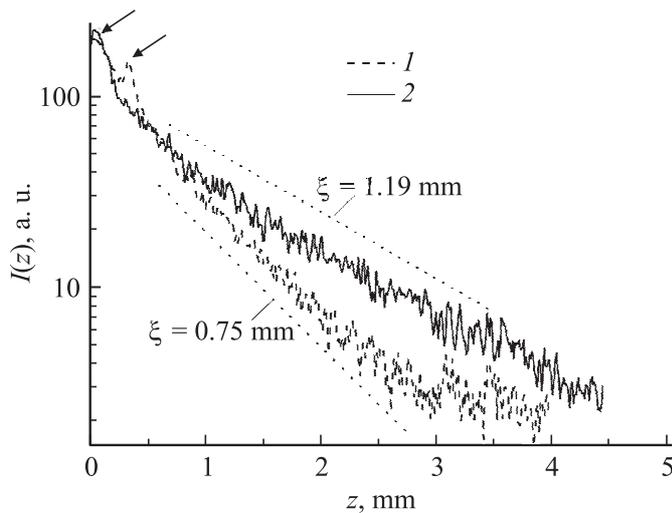
С использованием статистического моделирования НКР сигнала как в диффузионном режиме, так и при  $L\mu'_s \leq 1$  установлено, что экспоненциальное убывание „хвоста“ сигнала сохраняется и в последнем случае (рис. 1). В ходе моделирования анализировались функции плотности вероятности  $\rho(s)$  распределений парциальных составляющих рассеянного поля по геометрической длине пути  $s$  в слое; учитывались



**Рис. 2.** Зависимости  $\xi_m/n_{ef}$  (1,2) и  $\xi_d/n_{ef}$  (3, 4) от  $\mu'_s$ . 1,3 —  $L = 100 \mu\text{m}$ ;  $n_{ef} = 1.45$ ; 2,4 —  $L = 150 \mu\text{m}$ ;  $n_{ef} = 1.53$ . Горизонтальные отрезки — экспериментальные значения  $\xi$  для исследуемых образцов.

составляющие, покидающие слой через верхнюю границу. По полученным распределениям определялись значения  $\xi/n_{ef}$  (определяемый в НКР экспериментом параметр  $\xi$  характеризует распределение оптических длин путей  $\tilde{s} = n_{ef}s$  парциальных составляющих). В качестве фазовой функции рассеяния принята функция Хензи–Гринштейна, адекватно описывающая угловое распределение потока энергии при рассеянии для различных сред. Геометрия зондирования и параметры слоев выбирались соответственно используемым в экспериментальной проверке метода. Значения  $z_1 = z_2$  для границ раздела „рассеивающая среда–воздух“ вычислены в соответствии с [10] и составили  $\approx 2.17$  для образцов фторопластовой ленты ФУМ и  $\approx 2.51$  для образцов бумаги.

При  $L\mu'_s \gg 1$  полученные в ходе моделирования значения  $\xi_m/n_{ef}$  совпадают со значениями  $\xi_d/n_{ef}$ , рассчитанными в соответствии с диффузионным приближением (выражение (2)), однако с убыванием  $\mu'_s$  имеет место существенное расхождение этих величин (рис. 2);  $\xi_d/n_{ef} \rightarrow (3/\pi^2)(z_1 + z_2)^2/\mu'_s$  при  $\mu'_s \rightarrow 0$ , в то время как  $\xi_m/n_{ef} \rightarrow K(\mu'_s)^{-1}$ , причем  $K$  существенно меньше  $(3/\pi^2)(z_1 + z_2)^2$ . Подобное расхождение есть результат различия в режимах распростране-



**Рис. 3.** Сигналы НКР для исследуемых образцов: 1 — ФУМ; 2 — фильтровальная бумага. Стрелки — пики френелевского отражения от верхней и нижней границ слоя ФУМ.

ния парциальных составляющих с  $s > l^*$  в слое при  $L\mu'_s \gg 1$  и  $L\mu'_s \leq 1$ . В последнем случае составляющие с большими значениями времени пребывания в слое, которые и формируют экспоненциально затухающий „хвост“, распространяются вдоль слоя (пространственно-ограниченная диффузия излучения в слое). На каждом акте рассеяния подобных парциальных составляющих только часть переносимого ими потока энергии сохраняется в слое, и эта величина определяется предельным углом (т.е.  $n_{ef}$ ). Рассмотрение простейшей модели переноса излучения вдоль слоя с изотропным рассеянием позволяет приблизительно оценить  $K \sim \{ \ln(n_{ef}/\sqrt{n_{ef}^2 - 1}) \}^{-1}$ .

По определенному в эксперименте НКР значению  $\xi$  и модельной зависимости  $\xi_m/n_{ef} = f(\mu'_s)$  для образца с известными  $L$  и  $n_{ef}$  может быть определен  $\mu'_s$ ; для идентификации положения соответствующей точки на нисходящей или восходящей ветвях зависимости (рис. 2) анализируется форма интерференционного сигнала (в частности, наличие пика френелевского отражения от нижней границы). Проверка предложенного под-

хода осуществлялась с помощью оптического когерентного томографа Thorlabs OCS1300SS (центральная длина волны 1325 nm, длина когерентности 6 mm). В качестве образцов использованы фторопластовая лента ФУМ толщиной 100  $\mu\text{m}$  и фильтровальная бумага (тип Ф) толщиной 150  $\mu\text{m}$ . На рис. 3 представлены типичные А-сканы используемых образцов, демонстрирующие наличие экспоненциального спада сигнала. Для образцов ФУМ наблюдается пик, обусловленный френелевским отражением от нижней границы; на А-сканах для образцов бумаги эта особенность отсутствует. Наличие френелевских отражений от обеих границ слоев ФУМ позволило определить значение  $n_{ef} \approx 1.45$ . Для образцов фильтровальной бумаги на основе данных [11,12] величина  $n_{ef}$  принята равной  $\approx 1.52$ . В результате сопоставления определенных по экспериментальным зависимостям рис. 3 параметров  $\xi$  при заданных величинах  $n_{ef}$  с модельными зависимостями рис. 2 получены  $\mu'_s$  для  $\lambda = 1325 \text{ nm}$ :  $\approx (0.0087 \pm 0.0005) \mu\text{m}^{-1}$  для образцов ФУМ и  $\approx (0.039 \pm 0.003) \mu\text{m}^{-1}$  для образцов бумаги. Выбор точек пересечения зависимостей  $\xi_m/n_{ef} = f(\mu'_s)$  рис. 2 с отрезками, соответствующими  $\xi/n_{ef}$ , осуществлялся по наличию пика френелевского отражения от нижней границы (точка пересечения с нисходящей ветвью должна соответствовать А-скану с выраженным пиком, в то время как для восходящей ветви пик должен отсутствовать).

Полученное значение  $\mu'_s$  для образцов ФУМ хорошо согласуется с отношением амплитуд „френелевских“ пиков от верхней и нижней границ ( $\approx 0.19$ ) в предположении, что характер рассеяния излучения с  $\lambda = 1325 \text{ nm}$  в слое близок к изотропному (коэффициент рассеяния  $\mu_s \approx \mu'_s$  и отношение амплитуд равно  $\exp(-2\mu'_s L) \approx 0.18$ ). Для образцов бумаги подобное сопоставление не представляется возможным, однако экстраполяция результатов проведенных измерений диффузного пропускания и отражения образцов в интервале  $\lambda$  от 600 до 1050 nm с использованием спектрометра Ocean Optics QE65000 и интегрирующей сферы Thorlabs IS236A-4 позволяет предположить, что  $\mu'_s$  для образцов бумаги при  $\lambda = 1325 \text{ nm}$  должен быть существенно (в 4–5 раз) больше, чем для образцов ФУМ.

В заключение отметим, что данный подход может представлять интерес не только с точки зрения расширения возможностей низкокогерентных методов зондирования, но и для исследования специфических режимов диффузии излучения в пространственно-ограниченных системах с малым рассеянием, аналогичных рассмотренным.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 13-02-00440а и 12-02-31568мол\_а.

## Список литературы

- [1] *Muskens O.L., Lagendijk A.* // Optics Express. 2008. V. 16. P. 1222–1231.
- [2] *Peeters W.H., Vellekoop I.M., Mosk A.P., Lagendijk A.* // Phys. Rev. E. 2008. V. 77. P. 035 803-(1–4).
- [3] *O'Sullivan T.D., Cerussi A.E., Cuccia D.J., Tromberg B.J.* // J. Biomedical Optics. 2012. V. 17. P. 071 311-(1–14).
- [4] *Mutyal N., Radosevich A., Gould B., Rogers J.D., Gomes A., Turzhitsky V., Backman V.* // Optics Express. 2012. V. 20. P. 19 643–19 657.
- [5] *Исимару А.* Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. М.: Мир, 1981. Т. 1. Гл. 9. С. 200.
- [6] *Johnson P.M., Imhof A., Bret B.P.J., Rivas J.G., Lagendijk A.* // Phys. Rev. E. 2003. V. 68. P. 016 606-(1–9).
- [7] *Zimnyakov D.A., Pravdin A.B., Kuznetsova L.V., Kochubey V.I., Tuchin V.V., Wang R.K., Ushakova O.V.* // JOSA. A. 2007. V. 24. N 3. P. 711–723.
- [8] *Борен К., Хафмен Д.* Рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986. Гл. 8. С. 270.
- [9] *Rivas J.G., Dau D.H., Imhof A., Sprik R., Bret B.P.J., Johnson P.M., Hijmans T.W., Lagendijk A.* // Optics Communications. 2003. V. 220. P. 17–21.
- [10] *Vera M.U., Durian D.J.* // Phys. Rev. E. 1996. V. 53. P. 3215–3224.
- [11] *Fabritius T., Saarela J., Myllylä R.* // Proc. SPIE. 2006. V. 6053. P. OX 1–8.
- [12] *Mousavi P., Haran F., Jez D., Santoza F., Dodge J.S.* // Appl. Opt. 2009. V. 48. N 33. P. 6541–6546.