

О ВЗАИМОСВЯЗИ ХАРАКТЕРНЫХ МАСШТАБОВ ДЕПОЛЯРИЗАЦИИ И ДЕКОРРЕЛЯЦИИ ОПТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ ПРИ МНОГОКРАТНОМ РАССЕЯНИИ

Д.А.Зимняков, В.В.Тучин¹⁾

Саратовский государственный университет
410026 Саратов, Россия

Поступила в редакцию 27 февраля 1998 г.

В рамках представлений о функции плотности вероятности длин оптических путей парциальных составляющих рассеянного поля в условиях многократного рассеяния рассмотрена взаимосвязь деполаризации и декорреляции оптических полей в многократно рассеивающих броуновских средах. Для описания подобных сред введен универсальный параметр, не зависящий от концентрации рассеивающих частиц – характеристическое время корреляции. Представлены результаты экспериментов с модельными средами (водными суспензиями полистироловых сфер), демонстрирующие постоянство данного параметра для различных концентраций рассеивающих частиц.

PACS: 42.68.Mj

Стохастизация пространственно-временных флуктуаций когерентных оптических полей при многократном рассеянии в неоднородных средах проявляется в существовании специфических эффектов (в частности, эффекта когерентного обратного рассеяния, а также угловых и временных корреляций флуктуаций амплитуды и интенсивности рассеянных полей); некоторые из этих эффектов (например, эффект когерентного обратного рассеяния) могут быть интерпретированы как классические аналоги квантово-механического явления слабой локализации [1]. Пространственные и временные корреляции флуктуаций амплитуды и интенсивности описывают статистические свойства случайных интерференционных структур, или спекл-полей, образующихся в результате суперпозиции парциальных составляющих рассеянного поля при распространении когерентных пучков в статических и динамических многократно рассеивающих средах. Деполаризация рассеянного излучения, наблюдаемая в условиях многократного рассеяния и проявляющаяся в уменьшении степени поляризации рассеянного поля по сравнению с исходной степенью поляризации зондирующего пучка, обусловлена, как и декорреляция пространственно-временных флуктуаций амплитуды и интенсивности, стохастизацией направлений волновых векторов для парциальных составляющих поля, формируемых в результате большого числа актов рассеяния.

Анализ взаимосвязи процессов декорреляции и деполаризации оптических полей при их распространении в многократно рассеивающих средах может быть проведен с использованием представлений о функции плотности вероятности длин оптических путей $\rho(s)$ парциальных составляющих рассеянных полей, вводимой в рамках подхода, основанного на использовании для описания их статистических свойств модели случайных блужданий [2]. В предельном случае диффузионного режима распространения излучения в рассеивающей среде и точечных изотропных источника

¹⁾ e-mail: optics@scnit.saratov.su

и приемника излучения $\rho(s)$ может быть представлена [2] в простой аналитической форме: $\rho(s) = (3/4\pi sl^*)^{3/2} \exp(-3\mathbf{r} - \mathbf{r}'^2/4sl^*)$, где l^* – транспортная длина, определяемая как характерный пространственный масштаб стохастизации направлений распространения парциальных составляющих оптического поля, $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ – расстояние между источником и приемником. В рамках диффузионного подхода не учитываются анизотропия угловых распределений составляющих рассеянного поля для акта однократного рассеяния, а также вклад в результирующее поле нерассеянной составляющей и составляющих, формируемых в результате малого числа актов рассеяния. Как следствие, приведенное выражение неприменимо в случае, когда $l^* \sim |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$. Вместе с тем путем определенной модификации функции $\rho(s)$ может быть учтено возрастание вклада нерассеянной компоненты и компонент, характеризуемых малыми числами актов рассеяния, в формирование рассеянного поля в промежуточной области $l^* \neq |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$. В частности, в работах [2, 3] рассмотрен вариант подобной модификации, предполагающий использование разложения плотности вероятности $\rho(s)$ по сферическим гармоникам с целью учета влияния анизотропии угловых характеристик процесса однократного рассеяния на формирование рассеянного поля в условиях, когда транспортная длина l^* сравнима с размерами рассеивающей среды.

Для многократно рассеивающих ансамблей движущихся невзаимодействующих частиц с использованием модели случайных блужданий можно показать, что нормированная временная автокорреляционная функция флуктуаций рассеянного поля в фиксированной точке наблюдения может быть представлена как модифицированное преобразование Лапласа функции плотности вероятности $\rho(s)$:

$$g_1(\tau) = \int_0^{\infty} \exp\{-2B(\tau)k_0^2 s/l^*\} \rho(s) ds, \quad (1)$$

где функция $B(\tau)$ определяет средний квадрат смещения рассеивающих частиц за время наблюдения τ , k_0 – волновое число зондирующего пучка. В частном случае ансамблей броуновских частиц $g_1(\tau)$ может быть представлена следующим образом (см., например, [4]):

$$g_1(\tau) = \int_0^{\infty} \exp\{-2\tau s D_s k_0^2/l^*\} \rho(s) ds, \quad (2)$$

где D_s – коэффициент диффузии рассеивающих частиц.

Исходя из общих представлений о процессе деполяризации излучения в результате многократного рассеяния, степень поляризации рассеянного поля также может быть представлена в форме интегрального преобразования функции плотности вероятности длин оптических путей парциальных компонент $\rho(s)$:

$$P = \int_0^{\infty} \varphi(s) \rho(s) ds. \quad (3)$$

Основываясь на результатах, представленных в работах [5, 6], в дальнейшем анализе будем использовать экспоненциальную форму ядра интегрального преобразования (3): $\varphi(s) \sim \exp(-s/\zeta_i)$, где параметр ζ_i ($i = C, L$) определяется характерным масштабом деполяризации зондирующего пучка с исходным линейным (L) или

циркулярным (C) состояниями поляризации. В результате выражение для степени поляризации принимает следующую форму:

$$P_i = \int_0^{\infty} \exp(-s/\zeta_i) \rho(s) ds. \quad (4)$$

Сравнивая выражения (2) и (4), можно ввести значение $\tau = l^*/2\zeta_i D_s k_0^2$, для которого при условии экспоненциальной формы ядер интегральных преобразований (2) и (4) имеет место равенство значений нормированной автокорреляционной функции флуктуаций рассеянного поля и степени его поляризации. Легко видеть, что величина $\tau_{cd} = l^*/2\zeta_i D_s k_0^2$, которую можно условно определить как характеристическое время корреляции, является универсальным параметром многократно рассеивающей броуновской среды, не зависящим от концентрации c рассеивающих частиц (поскольку одновременно $l^* \sim c^{-1}$ и $\zeta_i \sim c^{-1}$) и определяемым только оптическими свойствами рассеивателей. Как следствие гипотезы об одинаковой форме зависимостей ядер интегральных преобразований в выражениях (2) и (4) от s , универсальность параметра τ_{cd} также должна проявляться в его независимости в широких пределах от условий проведения корреляционно-поляризационного эксперимента (геометрии рассеивающей среды, угла ввода зондирующего пучка и детектирования рассеянного излучения и т.д.), влияющих только на форму $\rho(s)$. Рис.1 иллюстрирует методику определения τ_{cd} для многократно рассеивающих броуновских сред с различными концентрациями рассеивающих частиц.

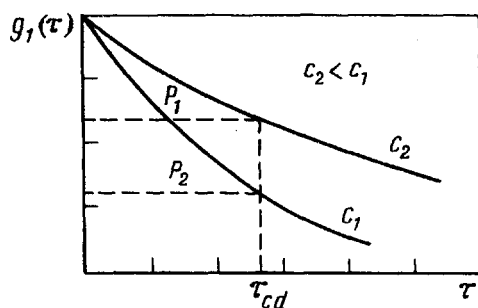


Рис.1. Методика определения характеристического времени корреляции для многократно рассеивающих броуновских сред

Проверка отсутствия концентрационной зависимости характеристического времени корреляции для многократно рассеивающих броуновских ансамблей невзаимодействующих частиц была проведена в экспериментах с модельными средами – водными суспензиями полистироловых сфер диаметрами 0.46 и 1.07 мкм. В качестве рассеивающего объекта использовалась плоскопараллельная стеклянная кювета цилиндрической формы толщиной 10 мм и диаметром 70 мм, заполненная исследуемой водной суспензией. В качестве источника линейно поляризованного зондирующего пучка был применен одноимодовый аргоновый лазер (длина волны 514 нм); пучок лазерного излучения диаметром 0.7 мм вводился в исследуемую среду перпендикулярно к плоской поверхности кюветы. Рассеянное вперед излучение регистрировалось в параксиальной области освещающего пучка с помощью одноимодового оптического волокна (диаметр 5 мкм, числовая апертура 0.16). Расстояние между торцом волокна и выходной поверхностью кюветы составляло 10 мм. Для измерения степени поляри-

зации рассеянного излучения между кюветой и торцом оптического волокна располагался поляризатор. В качестве фотодетектора в экспериментах использовался фотоэлектронный умножитель Hamamatsu HC-120, работающий в режиме счета фотонов. Корреляционный анализ флуктуаций интенсивности осуществлялся с помощью цифрового коррелятора VIC-9000 (фирма Brookhaven Instruments, США). Значения модуля нормированной автокорреляционной функции поля восстанавливались по экспериментально полученным в отсутствие поляризатора между кюветой и торцом волокна нормированным автокорреляционным функциям флуктуаций интенсивности с использованием соотношения Зигерта [7]. Степень поляризации рассеянного поля P_L для заданной концентрации рассеивающих частиц определялась, исходя из экспериментально измеренных средних значений интенсивности линейно поляризованных составляющих рассеянного поля $\langle I_{\parallel} \rangle$ и $\langle I_{\perp} \rangle$ со взаимно ортогональными направлениями поляризации (направление поляризации $\langle I_{\parallel} \rangle$ совпадает с направлением поляризации вводимого пучка): $P_L = (\langle I_{\parallel} \rangle - \langle I_{\perp} \rangle) / (\langle I_{\parallel} \rangle + \langle I_{\perp} \rangle)$. Максимальные значения концентраций исследуемых в наших экспериментах водных суспензий определялись, исходя из предельно допустимой погрешности определения степени поляризации рассеянного поля 20%, получаемой при значениях $P_L > 0.07 \div 0.08$. Для восстановленных по соотношению Зигерта зависимостей $|g_1(\tau)|$ и измеренных значений степени поляризации P_L в соответствии с методикой, иллюстрируемой рис.1, определялись значения τ_{cd} . Кроме того, производились измерения полуширины нормированной автокорреляционной функции флуктуаций интенсивности $\Delta\tau_{0.5}$. На рис.2 в логарифмических координатах представлены полученные в эксперименте концентрационные зависимости τ_{cd} и $\Delta\tau_{0.5}$.

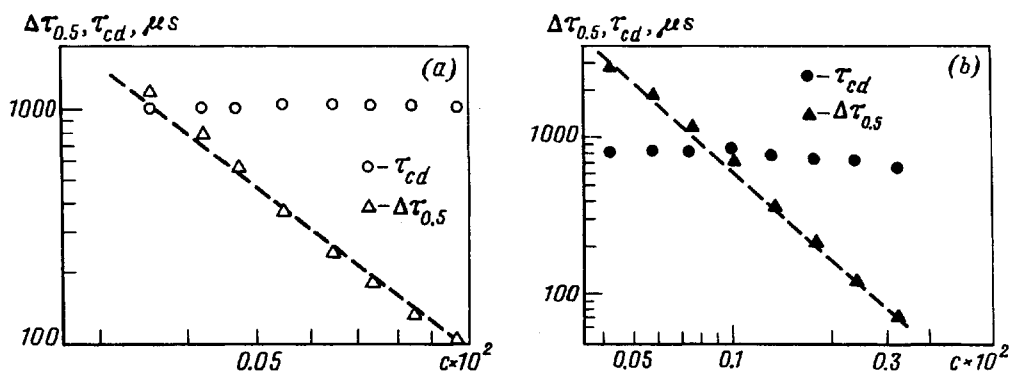


Рис.2. Концентрационные зависимости характеристического времени корреляции и полуширины автокорреляционной функции флуктуаций интенсивности для водных суспензий полистироловых сфер: а – диаметр сфер 0.46 мкм; б – диаметр сфер 1.07 мкм

Анализ экспериментальных данных позволяет сделать вывод о близком к степенному характере концентрационных зависимостей $\Delta T_{0.5} \sim c^{-\alpha}$ в исследованном в эксперименте диапазоне концентраций водных суспензий полистироловых сфер. Значения показателей α для степенных зависимостей, аппроксимирующих экспериментальные значения $\Delta\tau_{0.5}$ на рис.2, равны ≈ 2.21 и ≈ 1.96 для полистироловых сфер диаметрами 0.46 мкм и 1.07 мкм, соответственно. Данные величины находятся в удовлетворительном согласии со значением, получаемым в рамках диффузионно-

го подхода и равным 2. В частности, как показано, например, в [2], для оптически толстого слоя толщиной L , состоящего из броуновских рассеивающих частиц, и изотропных точечных источника и детектора нормированная автокорреляционная функция флуктуаций интенсивности рассеянного "вперед" когерентного излучения имеет вид: $g_2(\tau) \sim 1 + \exp[-2\sqrt{D_s k_0^2 \tau L/l^*}]$. Принимая во внимание, что $I^* \sim c^{-1}$, получаем, что в данном случае $\Delta\tau_{0.5} \sim c^{-2}$. Близость полученных значений α к 2 может быть интерпретирована как косвенное подтверждение существования в наших экспериментах, несмотря на относительно малые концентрации полистироловых сфер, режима многократного рассеяния зондирующего пучка, допускающего удовлетворительную интерпретацию в рамках диффузионного подхода.

Полученные экспериментальные данные (точки \circ и \bullet на рис.2) подтверждают для исследованных диапазонов концентраций рассеивающих частиц сделанный на основании гипотезы об одинаковой форме ядер интегральных преобразований (2) и (4) вывод о постоянстве значений характеристического времени корреляции для броуновских многократно рассеивающих сред. Таким образом, τ_{cd} действительно в определенном смысле может рассматриваться как универсальный оптический параметр многократно рассеивающих сред, не зависящий от концентрации элементарных рассеивателей и определяемый только отношением полученных в результате усреднения по ансамблю рассеивателей характерных масштабов декорреляции и деполяризации оптического поля и коэффициентом диффузии рассеивающих частиц.

Следует отметить, что для полистироловых частиц диаметром 1.07 мкм наблюдается незначительное систематическое уменьшение характеристического времени корреляции при возрастании c , которое может быть обусловлено различным поведением ядер интегральных преобразований, описывающих декоррелирующие и деполяризующие свойства рассеивающих сред в рамках рассмотренного подхода. Значения τ_{cd} равны соответственно 1.04 ± 0.03 мс для частиц диаметром 0.46 мкм и 0.77 ± 0.11 мс для частиц диаметром 1.07 мкм. Исходя из полученных значений, были вычислены отношения характерного масштаба деполяризации линейно поляризованного излучения к транспортной длине ζ_L/l^* ; для исследуемых типов частиц использованы значения коэффициентов диффузии, полученных в результате интерполяции по исходным величинам D_s для полистироловых сфер с диаметрами 0.137 мкм, 0.300 мкм и 0.807 мкм, представленным в [8]. Используемые для интерполяции величины получены в данной работе в результате использования в качестве подгоночных параметров для результатов корреляционного эксперимента. В результате вычислений получены значения $\zeta_L/l_{0.46\text{мкм}}^* \approx 3.44$ и $\zeta_L/l_{1.07\text{мкм}}^* \approx 8.73$. Для сопоставления с данными величинами использовались значения, приведенные в работе [6] и полученные в результате статистического моделирования и экспериментальных исследований деполяризации излучения полупроводникового лазера водными суспензиями полистироловых сфер. По представленной в данной работе зависимости параметра деполяризации ξ_L/l от волнового параметра $k_0 a$ (a – радиус рассеивающей частицы, l – средняя длина свободного пробега для рассеивающей среды, вводимая в рамках диффузионного подхода) с использованием длины волны лазерного излучения в воде (0.385 мкм) сделаны оценки значений ξ_L/l для двух типов используемых частиц (для $2a = 1.07$ мкм $\xi_L/l \approx 6$ и для $2a \approx 0.46$ мкм $\xi_L/l \approx 13$). Параметр ξ_L , введенный для описания деполяризующих свойств многократно рассеивающих плоскопараллельных слоев, равен $(\zeta_L l/3)^{1/2}$ [6]. Подстановка и вычисление дают значения $\zeta_L/l \approx 1.0 \cdot 10^2$

для частиц диаметром 0.46 мкм и $\approx 6.0 \cdot 10^2$ для частиц диаметром 1.07 мкм. Используя приведенное в [9] значение отношения транспортной длины к средней длине свободного пробега l^*/l для частиц диаметром 0.46 мкм на длине волны 514 нм, вычисленное в соответствии с теорией Ми и равное ≈ 26 , получим из данных работы [6] оценку $\zeta_L/l_{0.46\text{мкм}}^* \approx 3.80$, что близко к полученному из наших экспериментов значению ($\zeta_L/l_{0.46\text{мкм}}^* \approx 3.44$). Для частиц диаметром 1.07 мкм значения l^*/l не были определены; тем не менее, принимая во внимание тенденцию к возрастанию значения данного отношения с ростом длины волны, следует ожидать приемлемого соответствия двух значений и в данном случае.

Таким образом, взаимосвязь характерных масштабов декорреляции и деполяризации оптических полей для многократно рассеивающих броуновских сред выражается в существовании обобщенного параметра среды – характеристического времени корреляции, не зависящего от концентрации рассеивающих частиц. Рассмотренная в работе методика корреляционно-поляризационного анализа рассеянных оптических полей, основанная на измерении данного параметра, может быть рекомендована к применению в сочетании с традиционными оптическими методами исследования многократно рассеивающих сред с целью получения дополнительной информации об их оптических свойствах.

Данные исследования частично поддержаны грантом RB1-230 CRDF.

-
1. В.Л.Кузьмин, В.П.Романов. УФН **166**, 247 (1996).
 2. F.C.MacKintosh and S.John, Phys. Rev. **B40**, 2383 (1989).
 3. S.John, G.Pang, and Y.Yang, Journal of Biomedical Optics **1**, 180 (1996).
 4. G.Maret and P.E.Wolf. Z. Phys. **B65**, 409 (1987).
 5. F.C.MacCintosh, J.X.Zhu, D.J.Pine, and D.A.Weitz, Phys. Rev. **B40**, 9342 (1989).
 6. D.Bicout., C.Brosseau., A.S.Martinez, and J.M.Schmitt, Phys. Rev. **B49**, 1767 (1994).
 7. Спектроскопия оптического смещения и корреляция фотонов, М.: Мир, 1978. (*Photon correlation and light beating spectroscopy*, Eds. H.Z.Cummins and E.R.Pike., 1974, Plenum Press, New York and London).
 8. D.A.Boas and A.G.Yodh, JOSA **A14**, 192 (1996).
 9. P.D.Kaplan, M.H.Kao, A.G.Yodh, and D.J. Pine, Appl.Opt. **32**, 3828 (1993).