

Дальние корреляции интенсивности поляризованного света в неупорядоченных образцах

Е. Е. Городничев¹⁾, А. И. Кузовлев, Д. Б. Рогозкин

Московский инженерно-физический институт, 115409 Москва, Россия

Поступила в редакцию 9 апреля 2009 г.

После переработки 5 мая 2009 г.

Вычислена пространственная корреляционная функция флуктуаций интенсивности в стекле, образованном многократно рассеянным в неупорядоченном образце поляризованным светом. Для случаев прохождения и отражения найдена зависимость дальних пространственных корреляций от состояния поляризации падающего света и деполаризующих свойств среды.

PACS: 42.25.Fx, 42.25.Ja

1. С начала 90-х наблюдается неослабевающий интерес к исследованию поляризационных явлений при многократном рассеянии электромагнитных волн, который обусловлен различными приложениями в оптике сильнорассеивающих сред (коллоидных суспензий, эмульсий, биологических тканей и др.) [1–9].

Один из наиболее ярких обнаруженных эффектов состоит в том, что волны различной (линейной, циркулярной) поляризации в средах с крупными (размер a больше длины волны света λ) рассеивателями деполаризуются на разных пространственных масштабах (циркулярная поляризация, в частности, может сохраняться даже после изотропизации светового пучка по направлениям [1–3, 10]). Это означает, что интерференция между многократно рассеянными волнами разрушается на длинах, зависящих от исходной поляризации волн. Такая закономерность подтверждается поляризационной зависимостью интенсивности когерентного обратного рассеяния [11, 12] (см. также [10, 13, 14]) и должна проявляться в корреляциях флуктуаций интенсивности в спеклах.

В настоящей работе показано, что существование иерархии длин затухания различных поляризационных мод приводит к возникновению соответствующих пространственных масштабов в объёмной спекл-структуре, что отражается на дальних корреляциях флуктуаций интенсивности. Корреляционная функция между локальными значениями плотности потока излучения выражена через матрицу плотности многократно рассеянных поляризованных волн. Полученное соотношение обобщает соответствующие результаты скалярной теории [15–18]. Изучены дальние корреляции при отражении и прохождении через неупорядоченный образец линейно и циркулярно поляризованного света, а также корреляции в кросс-поляризованных пучках и пучках, поляризованных по кругу в противоположных направлениях.

2. Рассмотрим корреляции флуктуаций интенсивности при рассеянии плоской поляризованной волны на слое неупорядоченной среды. Для вычисления корреляционной функции между локальными значениями плотности потока выходящего из среды излучения $C(\rho) = \langle I(\rho)I(0) \rangle - \langle I \rangle^2$ (скобки $\langle \dots \rangle$ означают усреднение по расположению рассеивателей) и ее фурье-образу – спектру флуктуаций $M(\mathbf{q})$ – воспользуемся разложением по кратности интерференции “лестниц” [15, 16]. Ведущий по параметру $\lambda/l_{tr} \ll 1$ (l_{tr} – транспортная длина упругого рассеяния) вклад в корреляционную функцию дает диаграмма, содержащая одну вершину Хиками (рис.1) [16]. Расчет та-

кой диаграммы для векторного поля будет отличаться от соответствующих вычислений в скалярном слу-

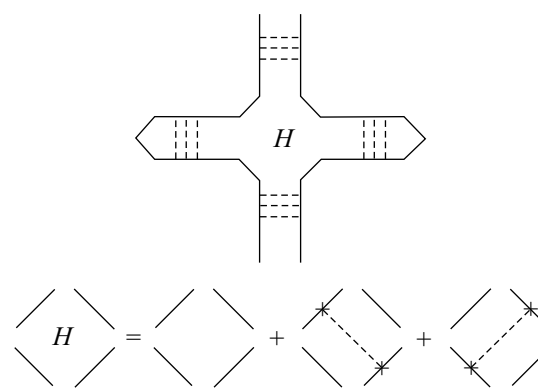


Рис.1

кой диаграммы для векторного поля будет отличаться от соответствующих вычислений в скалярном слу-

¹⁾e-mail: gorodn@theor.mephi.ru

чае [17, 18] только введением тензорного поперечного множителя в функцию Грина:

$$G_{ik}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2} \left(\delta_{ik} - \frac{x_i x_k}{r^2} \right) G^{sc}(\mathbf{r}). \quad (1)$$

Повторяя с учетом (1) изложенную в [17] процедуру вычисления этой диаграммы в координатно-угловом представлении, получим для спектра флуктуаций следующую формулу:

$$\begin{aligned} M(z_f, \mathbf{q}) = & \left(\frac{2\pi}{k_0} \right)^2 n_0 \int_0^L dz \int d\Omega d\Omega' \times \\ & \times (\rho_{ij}(z_f, \mathbf{q}|z, \Omega) - \rho_{ij}(z_f, \mathbf{q}|z, \Omega')) \times \\ & \times (\rho_{kl}(z_f, -\mathbf{q}|z, \Omega) - \rho_{kl}(z_f, -\mathbf{q}|z, \Omega')) \times \\ & \times |F(\Omega\Omega')|^2 \rho_{ii}(z, \Omega|\Omega_0) \rho_{kj}(z, \Omega'|\Omega_0), \end{aligned} \quad (2)$$

где n_0 – число рассеивателей в единице объема, $k_0 = 2\pi/\lambda$, $|F(\Omega\Omega')|^2$ – формфактор отдельного рассеивателя (см., например, [19]), L – толщина слоя. “Входящий” пропагатор $\rho_{ik}(z, \Omega|\Omega_0)$ в (2) – матрица плотности излучения на глубине z в направлении Ω от падающей на поверхность образца в направлении Ω_0 плоской поляризованной волны. “Выходящий” пропагатор

$$\rho_{ij}(z_f, \mathbf{q}|z, \Omega) = \int d\rho \exp(-i\mathbf{q}\rho) \rho_{ij}(z_f, \rho|z, \Omega) \quad (3)$$

– фурье-образ распределения по поверхности z_f выходящего из среды потока света, который испускается в направлении Ω расположенным на глубине z точечным источником. В случае прохождения через слой $z_f = L$, при отражении $z_f = 0$. “Входящие” и “выходящие” пропагаторы в (2) удовлетворяют векторному уравнению переноса.

Для интересующего нас случая дальних ($\rho > l_{tr}$) корреляций в среде с крупными неоднородностями общую формулу (2) можно дополнительно упростить. Во-первых, следует учесть, что в спектре $M(\mathbf{q})$ дальним корреляциям отвечают низкие пространственные частоты ($q < l_{tr}^{-1}$). При $q < l_{tr}^{-1}$ поляризационные эффекты в “выходящей” матрице плотности несущественны, и ее можно выразить через интенсивность

$$\rho_{ik}(z_f, \mathbf{q}|z, \Omega) = \frac{1}{2} (\delta_{ik} - \Omega_i \Omega_k) I_{\mathbf{q}}(z_f|z, \Omega). \quad (4)$$

Во-вторых, для крупных рассеивателей форм-фактор $|F(\Omega\Omega')|^2$ имеет резкий пик в направлении вперед и поэтому в (2) во “входящих” пропагаторах можно положить $\Omega = \Omega'$. Тогда из (2) следует формула, напоминающая по виду результат [17, 18] скалярной теории:

$$\begin{aligned} M(z_f, \mathbf{q}) = & \left(\frac{2\pi}{k_0} \right)^2 n_0 \int_0^L dz \int d\Omega d\Omega' \times \\ & |I_{\mathbf{q}}(z_f|z, \Omega) - I_{\mathbf{q}}(z_f|z, \Omega')|^2 |F(\Omega\Omega')|^2 \text{Sp} \hat{\rho}^2(z, \Omega|\Omega_0). \end{aligned} \quad (5)$$

Входящая в (5) величина $\text{Sp} \hat{\rho}^2$ выражается через параметры Стокса рассеянного в среде света [19]

$$\begin{aligned} \text{Sp} \hat{\rho}^2(z, \Omega) = & \\ = & \frac{1}{2} (I^2(z, \Omega) + Q^2(z, \Omega) + U^2(z, \Omega) + V^2(z, \Omega)). \end{aligned} \quad (6)$$

Главное отличие соотношения (5) от результата, полученного в скалярном подходе [17, 18], состоит в замене I^2 на $\text{Sp} \hat{\rho}^2$. Этот факт допускает простую физическую интерпретацию. Множитель $\text{Sp} \hat{\rho}^2$ определяет дисперсию флуктуаций интенсивности в спекле, возникающем внутри образца из-за интерференции многократно рассеянных волн. Для электромагнитной волны дисперсия флуктуаций выражается через коррелятор полей. В приближении гауссовых флуктуаций поля $\langle (\delta I)^2 \rangle = \langle (E_i E_i^*) (E_k E_k^*) \rangle - \langle E_i E_i^* \rangle \langle E_k E_k^* \rangle = \langle E_i E_k^* \rangle \langle E_k E_i^* \rangle = \text{Sp} \hat{\rho}^2$, где E_i – i -я компонента вектора напряженности электрического поля в волне (по повторяющимся индексам проводится суммирование). Если деполяризации света в среде не происходит, то $\text{Sp} \hat{\rho}^2 = I^2$, и мы возвращаемся к известному результату скалярного подхода: $\langle (\delta I)^2 \rangle = I^2$. В случае полной деполяризации света корреляции между кросс-поляризованными полями исчезают и дисперсия флуктуаций интенсивности в объемном спекле оказывается вдвое меньше [20]: $\langle (\delta I)^2 \rangle = I^2/2$.

Формулу (5) можно также использовать для описания корреляций между пучками с разной исходной поляризацией. В этом случае “входящий” пропагатор $\rho_{ik}(z, \Omega|\Omega_0)$ в (5) есть коррелятор полей, относящихся к разным пучкам. Например, для двух ортогонально поляризованных пучков $\rho_{ik}(z, \Omega|\Omega_0)$ есть решение векторного уравнения переноса с отличным от нуля коррелятором $\langle E_{\parallel} E_{\perp}^* \rangle$ в падающем пучке (или параметрами Стокса U и V , $U = 2\text{Re}\langle E_{\parallel} E_{\perp}^* \rangle$, $V = -2\text{Im}\langle E_{\parallel} E_{\perp}^* \rangle$). Для двух поляризованных по кругу, по и против часовой стрелки, пучков отличным от нуля коррелятор $\langle E_{+} E_{-}^* \rangle$ (или параметры Стокса $Q = 2\text{Re}\langle E_{+} E_{-}^* \rangle$ и $U = 2\text{Im}\langle E_{+} E_{-}^* \rangle$).

3. Проанализируем дальние корреляции в спекле, возникающем при распространении когерентного света через толстый ($L \gg l_{tr}$) непоглощающий образец с крупными рассеивателями. В этой ситуации можно выделить три характерных масштаба пространственной зависимости параметров Стокса [10, 21]. Характерный масштаб изменения ин-

тенсивности I совпадает с толщиной слоя L . Циркулярно поляризованная мода V затухает на масштабе $l_{\text{circ}} = \sqrt{l_{tr}l_{\text{dep}}}/3$, где l_{dep} – длина свободного пробега относительно деполяризующих столкновений, $l_{\text{dep}} \gg l_{tr}$ [10, 21]. Параметры Стокса Q и U выражаются через основную моду линейной поляризации W , $Q + iU = W \exp(-2i\varphi)$ (φ – азимутальный угол), которая затухает на длине порядка l_{tr} [21]. Для вычисления всех входящих в формулу (5) величин, кроме W , можно воспользоваться приближением пространственной диффузии. Тогда выражение для спектра флуктуаций преобразуется к виду

$$M(z_f, \mathbf{q}) = \frac{l_{tr}}{48\pi k_0^2} \times \int_0^L dz \left[\left| \frac{\partial}{\partial z} I_{\mathbf{q}}(z_f|z) \right|^2 + \mathbf{q}^2 |I_{\mathbf{q}}(z_f|z)|^2 \right] \times \left(I^2(z) + V^2(z) + 4\pi \int d\Omega W^2(z, \Omega) \right), \quad (7)$$

где величины $I_{\mathbf{q}}$, I и V при нормальном падении на поверхность образца пучка с единичной плотностью потока (см. [10, 17]) равны

$$I_{\mathbf{q}}(z_f|z) = 4\pi \frac{\text{sh}[q(L - |z_f - z|)]}{\text{sh } qL},$$

$$I(z) = 3^{3/2} \cdot \frac{L - z}{L}, \quad (8)$$

$$V(z) = 3^{3/2} \cdot \frac{\text{sh}[(L - z)/l_{\text{circ}}] P_C^{(0)}}{\text{sh}[L/l_{\text{circ}}]},$$

где $P_C^{(0)}$ – степень круговой поляризации падающего излучения, для поляризованной против часовой стрелки волны $P_C^{(0)} = 1$. Что касается вклада W в (7), то он определяется областью глубин $z < l_{tr}$. На таких расстояниях волны распространяются по почти прямым траекториям, и входящая в (7) мода W может быть вычислена в малоугловом приближении [14]. В этом случае

$$4\pi \int d\Omega W^2(z, \Omega) = \frac{2}{\text{sh}(2z/l_{tr})} \cdot (P_L^{(0)})^2, \quad (9)$$

и нижний предел интегрирования по z в (7) следует положить равным длине свободного пробега l ($l \ll l_{tr}$), на которой формула (9) теряет свою применимость. В (9) $P_L^{(0)}$ – степень линейной поляризации падающего света.

Согласно (7), спектр флуктуаций можно представить в виде суммы вкладов от трех основных мод:

$$M = M^{(I)} + M^{(V)} \cdot (P_C^{(0)})^2 + M^{(W)} \cdot (P_L^{(0)})^2. \quad (10)$$

Каждый член в этой сумме пропорционален характерному масштабу пространственного затухания соответствующей моды. Поэтому вклад $M^{(W)}$ всегда мал по сравнению с двумя первыми слагаемыми. Он представляет интерес только в том случае, когда оба первых слагаемых отсутствуют. В частности, вклад $M^{(W)}$ определяет корреляции между двумя пучками, поляризованными по кругу в противоположных направлениях.

Если в падающей на образец световой волне циркулярная поляризация отсутствует, $P_C^{(0)} = 0$, то в ведущем по $l_{tr}/L \ll 1$ приближении $M(q) = M^{(I)}(q)$, т.е. справедливы результаты скалярного подхода [17, 18] с общим множителем 1/2. Поляризационные эффекты носят характер малых поправок порядка l_{tr}/L .

Новые, по сравнению с [17, 18], закономерности должны наблюдаться для падающего света поляризованного по кругу, $P_C^{(0)} = \pm 1$. Расчет спектра по формуле (7) дает

$$M = M^{(I)} + M^{(V)} = \frac{9\pi l_{tr}}{k_0^2 L} \left(F(qL, 0) + F\left(qL, \frac{L}{l_{\text{circ}}}\right) \right), \quad (11)$$

где в геометрии прохождения ($z_f = L$) через образец

$$F_T(x, y) = \frac{xy(y \text{sh} 2x - x \text{sh} 2y)}{4(x^2 - y^2) \text{sh}^2 x \text{sh}^2 y}, \quad (12)$$

а в геометрии отражения ($z_f = 0$)

$$F_R(x, y) = \frac{x^2}{4 \text{sh}^2 x \text{sh}^2 y} \times \left[\frac{x \text{sh} 2x \text{ch} 2y - y \text{sh} 2y \text{ch} 2x}{x^2 - y^2} - \frac{\text{sh} 2x}{x} \right]. \quad (13)$$

Спектру флуктуаций (11) отвечает корреляционная функция

$$C(\rho) = \frac{9\pi l_{tr}}{k_0^2 L^3} \left[\nu\left(\frac{\rho}{L}, 0\right) + \nu\left(\frac{\rho}{L}, \frac{L}{l_{\text{circ}}}\right) \right], \quad (14)$$

где $\nu(x, 0)$ определяет дальние ($\rho > l_{tr}$) корреляции в скалярном подходе (см. [17, 18]), поляризационный вклад описывается функцией $\nu(x, y)$. В случае прохождения

$$\nu_T(x, y) = \begin{cases} \frac{1}{4\pi x \text{sh}^2 y}, & x < 1/y \\ \frac{3}{4\pi} \frac{1}{2y}, & 1/y < x < 1 \\ \frac{\pi^2 y}{\pi^2 + y^2} \sqrt{\frac{x}{8}} \exp(-\pi x), & x > 1 \end{cases} \quad (15)$$

Интересные особенности в корреляциях должны наблюдаться при отражении света от толстого, деполяризующего, $L \gg l_{\text{circ}}$ – слоя. В функции $\nu_R(x, y)$

в этом случае можно выделить три интервала. При $l_{tr} < \rho < l_{circ}$ ($x < 1/y < 1$) $\nu_R(x, y) \approx \nu_R(x, 0) = -1/2\pi x^3$, то есть корреляционная функция (14) совпадает с найденной в скалярном приближении [17, 18]. В интервале $l_{circ} < \rho < L$ ($1/y < x < 1$) $\nu_R(x, y) \approx -9/(2\pi y^2 x^5)$. Что касается асимптотики корреляционной функции при $\rho > L$ ($x > 1$), то для отражения она такая же, как и для прохождения.

Найденные выше особенности в поведении корреляционных функций $\nu_{T,R}(x, y)$ подтверждаются численными расчетами, результаты которых приведены на рис.2. Из расчетов также следует, что в геомет-

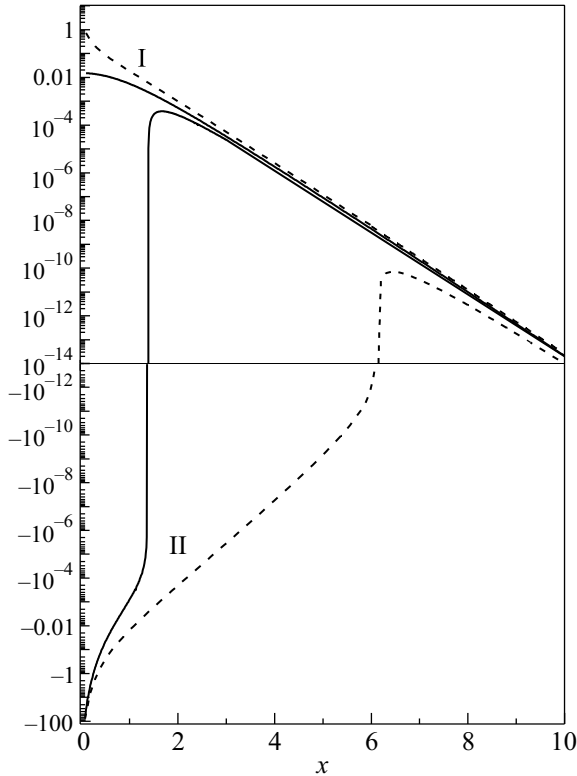


Рис.2. Корреляционные функции флуктуаций интенсивности в прошедшем (I) и отраженном (II) потоках. Сплошные кривые – $\nu(x, y = L/l_{circ} = 10)$, штриховые – $\nu(x, 0)$

рии отражения поляризационный вклад в корреляционную функцию меняет знак раньше, чем скалярная составляющая, и при $\rho > L$ превосходит ее по амплитуде.

Значение спектра (11) при $q = 0$, согласно [17, 18], определяет дисперсию флуктуаций полных коэффициентов прохождения T и отражения R . Из-за сохранения потока при упругом рассеянии, $R + T = 1$, дисперсии равны друг другу. Они определяются соотношением

$$\langle(\delta T)^2\rangle = \langle(\delta R)^2\rangle = \frac{M(q=0)}{A} = \frac{9\pi l_{tr}}{Ak_0^2 L} \left(\frac{1}{3} + \frac{\text{sh}2y - 2y}{4y\text{sh}^2 y} \right), \quad (16)$$

где A – площадь поверхности образца, $y = L/l_{circ}$. Следствием сохранения потока является равенство значений функций (12), (13) при $x = 0$, $F_T(x = 0, y) = F_R(x = 0, y)$.

При $L < l_{circ}$ деполяризация незначительна и в соответствии с (16) дисперсия $\langle(\delta T)^2\rangle$ стремится к результату скалярного подхода

$$\langle(\delta T)^2\rangle = \frac{9\pi l_{tr}}{Ak_0^2 L} \left(\frac{2}{3} + \frac{2}{45} \left(\frac{L}{l_{circ}} \right)^2 + \dots \right). \quad (17)$$

С ростом толщины образца поляризационный вклад уменьшается как $1/L^2$:

$$\langle(\delta T)^2\rangle = \frac{9\pi}{Ak_0^2} \left(\frac{1}{3} \frac{l_{tr}}{L} + \frac{l_{tr}l_{circ}}{2L^2} \right). \quad (18)$$

Согласно (15), (18), поляризационный вклад в асимптотику корреляционной функции и в дисперсию коэффициента прохождения оказывается заметным даже при больших толщинах L , когда циркулярно поляризованная компонента в прошедшем через образец излучении экспоненциально мала. Более того поляризационный вклад в относительную величину дисперсии стремится к постоянной величине:

$$\frac{\langle(\delta T)^2\rangle}{\langle T \rangle^2} = \frac{\pi}{Ak_0^2} \left(\frac{L}{l_{tr}} + \frac{3}{2} \frac{l_{circ}}{l_{tr}} \right), \quad (19)$$

где $\langle T \rangle = \sqrt{3}l_{tr}/L$ – средний коэффициент прохождения через образец.

Рассмотренный выше поляризационный вклад будет главным в корреляциях между двумя кросс-поляризованными и сдвинутыми на $\Delta\varphi$ по фазе пучками света. В этой ситуации спектр $M(q)$, корреляционная функция $C(\rho)$ и коррелятор флуктуаций полных коэффициентов прохождения $\langle\delta T_{\parallel}\delta T_{\perp}\rangle$ будут определяться произведением поляризационного члена в формулах (11), (14) и (16) на $\sin^2 \Delta\varphi$.

Как было отмечено выше, вклад $M^{(W)}$, который представляет собой малую величину по сравнению с $M^{(I)}$ и $M^{(V)}$, оказывается главным, если речь идет о корреляциях между двумя пучками, поляризованными по кругу в противоположных направлениях. В геометрии прохождения из формулы (7) следует

$$M_T^{(W)}(q) = \frac{\pi}{3k_0^2} \left(\frac{l_{tr}}{L} \right)^2 \frac{(qL)^2}{\text{sh}^2 qL} \cdot \text{Ln}, \quad (20)$$

где $\text{Ln} = \ln(l_{tr}/l)$, а для отраженного излучения

$$M_R^{(W)}(q) = M_T^{(W)}(q) \text{ch} 2q(L - l^*), \quad (21)$$

где $l^* = \pi^2 l_{tr}/16\text{Ln}$. Для типичных условий эксперимента [1–3] $\text{Ln} \approx 2$ и в толстых образцах $M^{(W)}(q = 0)/M^{(V)}(q = 0) \sim 0.15 \cdot (l_{tr}/l_{\text{circ}})$.

Отвечающая спектру (20) корреляционная функция характеризуется следующей зависимостью от ρ :

$$C_T^{(W)}(\rho) = \begin{cases} \frac{1}{4k_0^2 L^4} \cdot \text{Ln} \cdot \left(1 - \frac{5}{4} \frac{\rho^2}{L^2} + \dots\right), & \rho < L \\ \frac{\pi^3}{3k_0^2 L^4} \cdot \text{Ln} \cdot \sqrt{\frac{\rho}{2L}} \exp\left(-\frac{\pi\rho}{L}\right), & \rho > L \end{cases} \quad (22)$$

Что касается $C_R^{(W)}(\rho)$, то при $l_{tr} < \rho < L$ она убывает степенным образом,

$$C_R^{(W)}(\rho) = -\frac{3\pi^2}{16k_0^2} \frac{l_{tr}^3}{\rho^5},$$

а при $\rho > L$ совпадает с соответствующей асимптотической (22). Корреляции между флуктуациями полных коэффициентов прохождения определяются значением спектра $M^{(W)}$ при $q = 0$ и, как следует из (20), не зависят от толщины образца:

$$\frac{\langle \delta T_+ \delta T_- \rangle}{\langle T \rangle^2} = \frac{\pi}{9Ak_0^2} \cdot \text{Ln}. \quad (23)$$

Таким образом, при прохождении поляризованного света через неупорядоченную среду сохранение когерентности между кросс-поляризованными волнами приводит к возникновению дополнительно – поляризационного – вклада в объемную спекл-структуру, пространственный масштаб которого совпадает с длиной деполяризации света. Поляризационный вклад в объемный спекл сказывается на дальних корреляциях флуктуаций в прошедшем и отраженном потоках излучения на расстояниях, намного превышающих длину деполяризации. Соответствующий вклад в относительную величину дисперсии коэффициента прохождения вообще не зависит от толщины образца.

Полученные в работе результаты могут быть использованы для экспериментального измерения длины затухания поляризации l_{circ} . До настоящего времени (см. [3, 8]) определение l_{circ} основывалось на экспериментальных данных о степени поляризации света в образцах различной оптической толщины. Найденная выше зависимость дисперсии флуктуаций интенсивности от состояния поляризации падающего

света, например, для эллиптически поляризованного ($P_L^{(0)} = 1 - P_C^{(0)}$),

$$\frac{\langle (\delta T)^2 \rangle}{\langle T \rangle^2} \approx \frac{\pi}{Ak_0^2} \left(\frac{L}{l_{tr}} + \frac{3}{2} \frac{l_{\text{circ}}}{l_{tr}} \cdot P_C^{(0)^2} + \frac{\text{Ln}}{9} (1 - P_C^{(0)})^2 \right), \quad (24)$$

позволяет предложить другой способ измерения l_{circ} . Если менять не толщину образца, а только степень круговой поляризации падающего света $P_C^{(0)}$, то можно выделить вклад циркулярно поляризованной моды и определить значение l_{circ} . Такой способ аналогичен измерению интерференционной поправки к электронной проводимости по ее зависимости от магнитного поля [22].

Результаты настоящей работы могут представлять интерес при изучении сильно рассеивающих сред поляризационными оптическими методами.

Работа выполнена при поддержке грантов Президента РФ для ведущих научных школ НШ-3153.2008.2, Минобрнауки РФ (программа “Развитие научного потенциала высшей школы”, 2.1.1/1871) и МНТЦ (проект №3691).

1. F. C. MacKintosh, J. X. Zhu, D. J. Pine, and D. A. Weitz, *Phys. Rev. B* **40**, 9342 (1989).
2. D. Bicout, C. Brosseau, A. S. Martinez, and J. M. Schmitt, *Phys. Rev. E* **49**, 1767 (1994).
3. V. Sankaran, J. T. Walsh, Jr., D. J. Maitland, and J. Biomedical. Opt. **7**, 300 (2002).
4. A. A. Chabanov, N. P. Tregoures, B. A. van Tiggelen, and A. Z. Genack, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 173901 (2004).
5. M. Xu and R. R. Alfano, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 213901 (2005).
6. W. Cai, X. Ni, S. K. Gayen, and R. R. Alfano, *Phys. Rev. E* **74**, 056605 (2006).
7. V. Tuchin, L. Wang, and D. Zimnyakov, *Optical Polarization in Biomedical Applications*, Springer, 2006.
8. P. Shukla, R. Sumathi, S. Gupta, and A. Pradham, *JOSA A* **24**, 1704 (2007).
9. D. Haefner, S. Sukhov, and A. Dogariu, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 043901 (2008).
10. Е. Е. Городничев, А. И. Кузовлев, Д. Б. Рогозкин, *Письма в ЖЭТФ* **68**, 21 (1998).
11. M. P. van Albada, M. B. van der Mark, and A. Lagendijk, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 361 (1987).
12. P. E. Wolf, G. Maret, E. Akkermans, and R. Maynard, *J. Phys. (Paris)* **49** 63 (1988).
13. M. I. Mischenko, *Phys. Rev. B* **44**, 12597 (1991); *JOSA A* **9**, 978 (1992).
14. Е. Е. Городничев, А. И. Кузовлев, Д. Б. Рогозкин, *ЖЭТФ* **133**, 839 (2008).

15. А. Ю. Зюзин, Б. З. Спивак, *ЖЭТФ* **93**, 994 (1987).
16. R. Berkovits and S. Feng, *Phys. Rep.* **238**, 135 (1994).
17. D. B. Rogozkin and M. Yu. Cherkasov, *Phys. Rev. B* **51**, 12256 (1995).
18. Д. Б. Рогозкин, М. Ю. Черкасов, *Письма в ЖЭТФ* **58**, 608 (1993); Д. Б. Рогозкин, *ЖЭТФ* **111**, 1674 (1997).
19. Р. Ньютон, *Теория рассеяния волн и частиц*, М.: Мир, 1969.
20. D. Eilyaahu, *Phys. Rev. E* **47**, 2881 (1993); *E* **50**, 2381 (1994).
21. Е. Е. Городничев, А. И. Кузовлев, Д. Б. Рогозкин, *ЖЭТФ* **131**, 357 (2007).
22. B. L. Altshuler, A. G. Aronov, D. E. Khmel'nitskii, and A. I. Larkin, in *Quantum Theory of Solids*, Ed. I. M. Lifshitz, Mir, Moscow, 1982, p.130; G. Bergmann, *Phys. Rep.* **107**, 1 (1984).