

РАССЕЯНИЕ СВЕТА

Условия сохранения циркулярной поляризации света в сильно рассеивающих средах

Е.Е.Городничев, А.И.Кузовлев, Д.Б.Рогозкин

Проанализированы условия сохранения циркулярной поляризации света при его многократном рассеянии в неупорядоченной среде. Показано, что эффект «памяти» циркулярной поляризации возникает, когда сечение деполяризации значительно меньше транспортного сечения упругого рассеяния. Такая ситуация реализуется в средах, состоящих из крупных (размером больше длины волны) слабо преломляющих рассеивателей, а также из резонансных Ми-частиц. Показано, что поглощение в среде приводит к существенному увеличению длины деполяризации.

Ключевые слова: многократное рассеяние поляризованного света, Ми-частицы, дальние корреляции флуктуаций интенсивности.

1. Введение

Интерес к исследованию эффекта деполяризации света в сильно рассеивающих средах с неоднородностями различного размера обусловлен его применением в диффузионной спектроскопии коллоидных растворов [1, 2] и особенно в диагностике биологических тканей [3–6]. Среди наиболее заметных обнаруженных эффектов следует отметить медленное уменьшение степени (затухание) циркулярной поляризации при многократном рассеянии в средах с крупными слабо преломляющими частицами [7, 8]. В отличие от линейной поляризации, которая всегда затухает на расстояниях, не превышающих транспортной длины упругого рассеяния [8], циркулярная поляризация может «сохраняться» даже после изотропизации потока излучения по направлениям. Особенно сильно выраженный эффект сохранения циркулярной поляризации был обнаружен недавно при рассеянии света на диэлектрических частицах сферической формы в области первых двух резонансов Ми [9, 10].

Различия в затухании циркулярной и линейной поляризации волн вызваны двумя механизмами деполяризации – «динамическим» и «геометрическим» [8]. Динамическая деполяризация происходит из-за различия амплитуд рассеяния кросс-поляризованных волн. Геометрический механизм обусловлен эффектом Рытова – плоскость поляризации линейно поляризованного света поворачивается вместе с изменением направления светового луча [11]. В случае многократного рассеяния света ориентация плоскостей поляризации различных лучей становится хаотической, и, по мере изотропизации пучка по направлениям, происходит деполяризация света. При рассеянии циркулярно поляризованного света действует только динамический механизм, а при рассеянии линейно поляризованного – оба механизма деполяризации. Поэтому дли-

на затухания линейной поляризации заведомо не может превышать транспортную длину упругого рассеяния, на которой происходит изотропизация светового потока по направлениям [8, 12, 13].

В средах с крупными слабо преломляющими рассеивателями однократное рассеяние происходит преимущественно на малые углы, когда амплитуды рассеяния кросс-поляризованных волн A_{\parallel} и A_{\perp} практически не различаются. Поэтому динамическая деполяризация происходит медленно и становится заметной на расстояниях, превышающих транспортную длину упругого рассеяния [8, 12, 13].

Рассеяние света на диэлектрических частицах с относительно высоким показателем преломления вблизи резонансов Ми в первом приближении определяется электрическим и магнитным дипольными вкладом [14–18]. В этом приближении обеспечивается выполнение так называемого первого условия Керкера [19], когда отсутствует рассеяние точно назад и равенство $A_{\parallel} = A_{\perp}$ достигается при всех углах рассеяния. Динамический механизм деполяризации в данном случае оказывается «выключенным», и циркулярная поляризация полностью сохраняется при рассеянии и на отдельной частице, и на неупорядоченном ансамбле частиц [9]. В [10] показано, что результаты работы [9] могут рассматриваться только как первое приближение. Квадрупольный вклад и вклад мультиполей более высокого порядка в амплитуды A_{\parallel} и A_{\perp} делают невозможным точное выполнение первого условия Керкера и, соответственно, полное сохранение циркулярной поляризации в рассеянном свете.

В настоящей работе анализируются условия, при которых в многократно рассеивающей среде должен наблюдаться эффект медленного затухания циркулярной поляризации. Показано, что скорость деполяризации света, в первую очередь, зависит от отношения σ_{tr}/σ_{dep} , где

$$\sigma_{dep} = \frac{1}{2} \int d\mathbf{n}' |A_{\parallel}(\mathbf{n}\mathbf{n}') - A_{\perp}(\mathbf{n}\mathbf{n}')|^2 \quad (1)$$

– введённое в [8] сечение деполяризации; σ_{tr} – транспортное сечение упругого рассеяния; \mathbf{n} и \mathbf{n}' – единичные векто-

Е.Е.Городничев, А.И.Кузовлев, Д.Б.Рогозкин. Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия, 115409 Москва, Каширское ш., 31; e-mail: gorodn@theor.mephi.ru

ры в направлении распространения света после и до рассеяния соответственно. Как следует из проведённых в настоящей работе расчётов по формулам Ми, зависимость σ_{tr}/σ_{dep} от параметра k_0a (k_0 – волновое число, a – радиус частиц) сильно меняется с ростом показателя преломления частиц. Для слабо преломляющих частиц отношение σ_{tr}/σ_{dep} растёт с увеличением k_0a и достигает предельного значения при $k_0a \gg 1$. Для частиц с большим показателем преломления n зависимость σ_{tr}/σ_{dep} от k_0a имеет резкий пик в первой точке Керкера $k_0an = 2.74$. Максимальное значение σ_{tr}/σ_{dep} растёт с ростом показателем преломления.

Расчёты длины деполяризации циркулярно поляризованного света l_{circ} проведены методом, основанным на решении векторного уравнения переноса в асимптотическом режиме [13], а также в приближении пространственной диффузии. Обнаружено, что для неупорядоченной системы резонансных Ми-частиц эффект сохранения циркулярной поляризации выражен наиболее сильно – длина деполяризации l_{circ} в окрестности первой точки Керкера может более, чем на порядок, превышать транспортную длину l_{tr} . Показано также, что поглощение излучения в среде способно привести к существенному увеличению длины деполяризации l_{circ} .

2. Общие соотношения

Многочасное рассеяние поляризованного света в неупорядоченной среде описывается векторным уравнением переноса для параметров Стокса $\hat{S} = (I, Q, U, V)$ [20, 21]

$$\left[\mu \frac{\partial}{\partial z} + n_0(\sigma + \sigma_a) \right] \hat{S}(z, \mu) = n_0 \int d\mathbf{n}' \hat{L}(\pi - \beta) \hat{d}(\mathbf{nn}') \hat{L}(-\beta') \hat{S}(z, \mu'), \quad (2)$$

где σ и σ_a – сечения упругого рассеяния и поглощения; n_0 – число рассеивателей в единице объёма; $\mu = \mathbf{nn}_{int}$; $\mu' = \mathbf{n}'\mathbf{n}_{int}$; \mathbf{n}_{int} – единичный вектор вдоль внутренней нормали к входной поверхности образца; ось z перпендикулярна поверхности слоя. Матрицы $\hat{L}(\pi - \beta)$ и $\hat{L}(-\beta')$ описывают повороты в пространстве направлений \mathbf{n} . Выражения для \hat{L} -матриц и углов β и β' приведены в [20]. Входящая в (2) матрица $\hat{d}(\mathbf{nn}')$ в плоскости рассеяния имеет вид [20, 21]

$$\hat{d}(\mathbf{nn}') = \begin{pmatrix} a_1 & b_1 & 0 & 0 \\ b_1 & a_1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & a_2 & b_2 \\ 0 & 0 & -b_2 & a_2 \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Элементы a_1, a_2, b_1 и b_2 выражаются через амплитуды однократного рассеяния кросс-поляризованных волн,

$$a_1 = \frac{1}{2}(|A_{||}|^2 + |A_{\perp}|^2), \quad a_2 = \text{Re} A_{||} A_{\perp}^*, \quad (4)$$

$$b_1 = \frac{1}{2}(|A_{||}|^2 - |A_{\perp}|^2), \quad b_2 = \text{Im} A_{||} A_{\perp}^*,$$

и вычисляются по формулам Ми [20]. Величина a_1 имеет смысл дифференциального сечения однократного рассеяния.

В случае нормального падения циркулярно поляризованной волны на поверхность среды векторное уравнение (2) сводится к двум независимым системам уравнений, которые связывают попарно первый и второй, третий и четвёртый параметры Стокса соответственно (см., напр., [13, 22]):

$$\left[\mu \frac{\partial}{\partial z} + n_0(\sigma + \sigma_a) \right] \begin{pmatrix} I(z, \mu) \\ Q(z, \mu) \end{pmatrix} = n_0 \int d\mathbf{n}' \begin{pmatrix} a_1 & b_1 \cos \beta \\ b_1 \cos \beta' & a_1 \cos \beta \cos \beta' - a_2 \sin \beta \sin \beta' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I(z, \mu') \\ Q(z, \mu') \end{pmatrix}, \quad (5)$$

$$\left[\mu \frac{\partial}{\partial z} + n_0(\sigma + \sigma_a) \right] \begin{pmatrix} U(z, \mu) \\ V(z, \mu) \end{pmatrix} = n_0 \int d\mathbf{n}' \begin{pmatrix} a_2 \cos \beta \cos \beta' - a_1 \sin \beta \sin \beta' & b_2 \cos \beta \\ -b_2 \cos \beta' & a_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U(z, \mu') \\ V(z, \mu') \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Для единичного падающего потока граничные условия для (5), (6) имеют вид

$$I(z = 0, \mu) = V(z = 0, \mu) = \frac{1}{2\pi} \delta(1 - \mu). \quad (7)$$

Решение системы (5), (6) позволяет определить состояние поляризации многократно рассеянного света при любых значениях толщины слоя среды L .

Известно [23], что с ростом толщины L решение уравнений (5), (6) стремится к асимптотическому виду, когда угловая и пространственная зависимости параметров Стокса факторизуются. Угловая зависимость не меняется с изменением L . Интенсивность $I(L, \mu)$ в непоглощающей среде пропорциональна $1/L$. При наличии поглощения интенсивность убывает по экспоненциальному закону: $I \propto \exp(-\varepsilon_I L)$. Что касается характеризующего циркулярную поляризацию света параметра Стокса V , то в асимптотическом режиме он всегда уменьшается по закону $I \propto \exp(-\varepsilon_V L)$.

В эксперименте зависимость степени циркулярной поляризации рассеянного света $P_C = V/I$ от толщины L удобно характеризовать с помощью длины затухания циркулярной поляризации l_{circ} [3–5, 7]. В непоглощающей среде имеем $l_{circ} = \varepsilon_V^{-1}$, а при наличии поглощения –

$$l_{circ} = (\varepsilon_V - \varepsilon_I)^{-1}. \quad (8)$$

Для определения показателей ослабления ε_I и ε_V нет необходимости решать систему (5) и (6) при всех значениях z . Достаточно рассмотреть только асимптотический режим. В этом случае система (5), (6) сводится к системе характеристических уравнений (см. Приложение А в [13]). Значения ε_I и ε_V определяются как наименьшие корни этой системы [13].

3. Приближение основных мод

Если недиагональные элементы b_1 и b_2 малы по сравнению с диагональными элементами a_1 и a_2 , в системе (5), (6) можно оставить отдельные уравнения для I и V . Эти уравнения следуют из (5), (6), если пренебречь вкладом квадратичных по малым величинам b_1 и b_2 слагаемых [12, 13], и имеют вид

$$\left[\mu \frac{\partial}{\partial z} + n_0(\sigma + \sigma_a) \right] I(z, \mu) = n_0 \int d\mathbf{n}' a_1(\mathbf{nn}') I(z, \mu'), \quad (9)$$

$$\left[\mu \frac{\partial}{\partial z} + n_0(\sigma + \sigma_a) \right] V(z, \mu) = n_0 \int d\mathbf{n}' a_2(\mathbf{nn}') V(z, \mu'). \quad (10)$$

Уравнения (9), (10) соответствуют приближению основных мод [12, 13] в векторном уравнении переноса.

Различие между входящими в (9), (10) дифференциальными сечениями рассеяния a_1 и a_2 приводит к экспоненциальному затуханию основной моды циркулярной поляризации V даже в отсутствие поглощения. Величина

$$\sigma_{\text{dep}} = \int d\mathbf{n}' [a_1(\mathbf{nn}') - a_2(\mathbf{nn}')] \quad (11)$$

играет роль дополнительного сечения поглощения в уравнении (10). По своему физическому смыслу σ_{dep} есть сечение деполаризации циркулярно поляризованного света. Формула (1) получается из (11), если в (11) подставить выражения (4).

Введённое в [8] сечение деполаризации (11) является главным фактором, определяющим скорость уменьшения степени циркулярной поляризации света в процессе многократного рассеяния. Как показано в [8] (см. также [12,13]), если сечение деполаризации σ_{dep} мало по сравнению с транспортным сечением

$$\sigma_{\text{tr}} = \int d\mathbf{n}' (1 - \mathbf{nn}') a_1(\mathbf{nn}'), \quad (12)$$

то должен наблюдаться эффект сохранения циркулярной поляризации в многократно рассеивающей среде – деполаризация света происходит после установления режима пространственной диффузии.

Таким образом, необходимым условием сохранения циркулярной поляризации является близость диагональных элементов a_1 и a_2 матрицы рассеяния (3).

Поскольку при рассеянии в направлении прямо вперёд всегда выполняется равенство $a_1 = a_2$ [20], то одним из случаев, когда сечение деполаризации оказывается малым, будет рассеяние на крупных (размером больше длины волны) слабо преломляющих частицах. Однократное рассеяние в средах, состоящих из таких частиц, происходит преимущественно на малые углы. Наиболее характерными примерами сред с крупными частицами могут служить капли воды в воздухе, а также наиболее часто используемые в экспериментах [3–7] водные суспензии частиц латекса (зависимости элементов a_1 , a_2 , b_1 и b_2 от угла γ между векторами \mathbf{n} и \mathbf{n}' для этой среды показана на рис.1,а).

Другим примером, когда сечение деполаризации будет малым, может служить рассеяние света на резонансных Ми-частицах с большим показателем преломления [9,14–18]. Как показано в [15], рассеяние в этом случае с хорошей точностью определяется электрическим и магнитным дипольными вкладами, и между двумя первыми резонансами Ми выполняется первое условие Керкера, когда $a_1 \approx a_2$ при всех углах. Угловые зависимости элементов a_1 , a_2 , b_1 и b_2 в первой точке Керкера показаны на рис.1,б. В приближении, когда учитываются только электрический и магнитный дипольные вклады, выполняются равенства $A_{\parallel} = A_{\perp}$ и, следовательно, $a_1 = a_2$, $b_1 = b_2 = 0$.

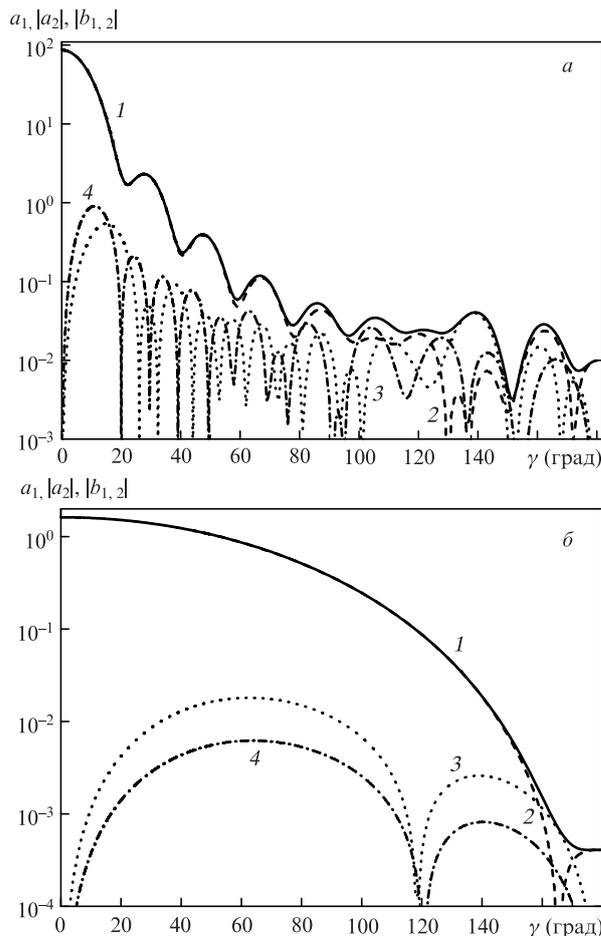


Рис.1. Угловые зависимости элементов матрицы рассеяния a_1 (1), $|a_2|$ (2), $|b_{1,1}|$ (3) и $|b_{1,2}|$ (4) для частиц латекса в воде ($n = 1.2$) (а) и частиц Si ($n = 3.5$) в первой точке Керкера ($k_0a = 0.784$) (б).

Учёт квадрупольного вклада и вкладов мультиполей более высокого порядка в рассеянное поле нарушает эти равенства и приводит, в частности, к различию элементов a_1 и a_2 вблизи направления точно назад (рис.1,б).

Зависимости отношения $\sigma_{\text{tr}}/\sigma_{\text{dep}}$ от параметра k_0an иллюстрирует рис.2. Согласно расчётам, для слабо преломляющих частиц это отношение растёт с увеличением их размера. Пик в первой точке Керкера присутствует, но его амплитуда меньше величины $\sigma_{\text{tr}}/\sigma_{\text{dep}}$ при больших значе-

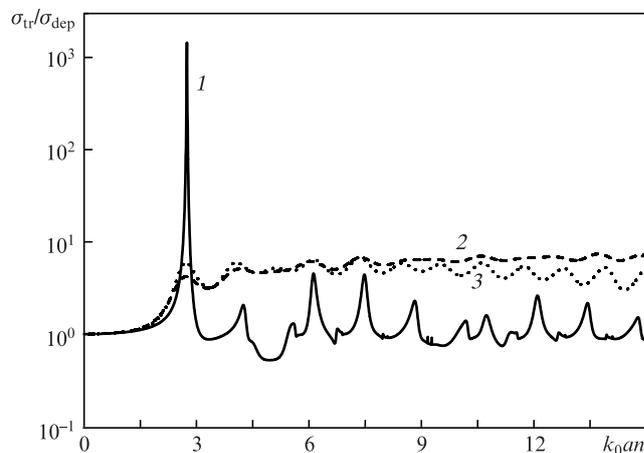


Рис.2. Зависимости отношения $\sigma_{\text{tr}}/\sigma_{\text{dep}}$ для частиц Si ($n = 3.5$; 1), водной суспензии частиц латекса ($n = 1.2$; 2) и капель воды в воздухе ($n = 1.33$; 3) от параметра k_0an .

Табл.1.

Вещество	Показатель преломления ($\lambda = 1.6$ мкм [24])	$k_0 a \text{Re}n$	$\sigma_{\text{dep}}/\sigma_{\text{tr}}$	$\sigma_a/\sigma_{\text{tr}}$	$l_{\text{circ}}/l_{\text{tr}}$
CdTe	2.73+i0.25	2.708	0.31	1.24	10.0 (10.4)
AlAs	2.9	2.743	0.0016	0	14.6 (14.6)
GaP	3.05	2.745	0.0012	0	16.5 (16.5)
InP	3.15	2.744	0.0010	0	17.9 (17.9)
AlSb	3.28	2.745	0.0009	0	19.3 (19.3)
GaAs	3.37	2.743	0.0008	0	20.8 (20.8)
Si	3.47	2.745	0.0007	0	22.0 (22.0)
PbS	4.23+i0.35	2.673	0.35	2.79	28.3 (30.9)
Ge	4.24	2.743	0.0003	0	32.6 (32.6)

ниях $k_0 a n$. С ростом показателя преломления отношение $\sigma_{\text{tr}}/\sigma_{\text{dep}}$ в первой точке Керкера резко возрастает, а при больших $k_0 a n$ уменьшается и оказывается порядка единицы. Поэтому для слабо преломляющих частиц сохранение циркулярной поляризации наблюдается при больших радиусах a , а для сильно преломляющих – в точке Керкера.

Такая зависимость $\sigma_{\text{tr}}/\sigma_{\text{dep}}$ напрямую влияет на значение длины затухания циркулярной поляризации l_{circ} . Результаты расчётов отношения $l_{\text{circ}}/l_{\text{tr}}$ с помощью характе-

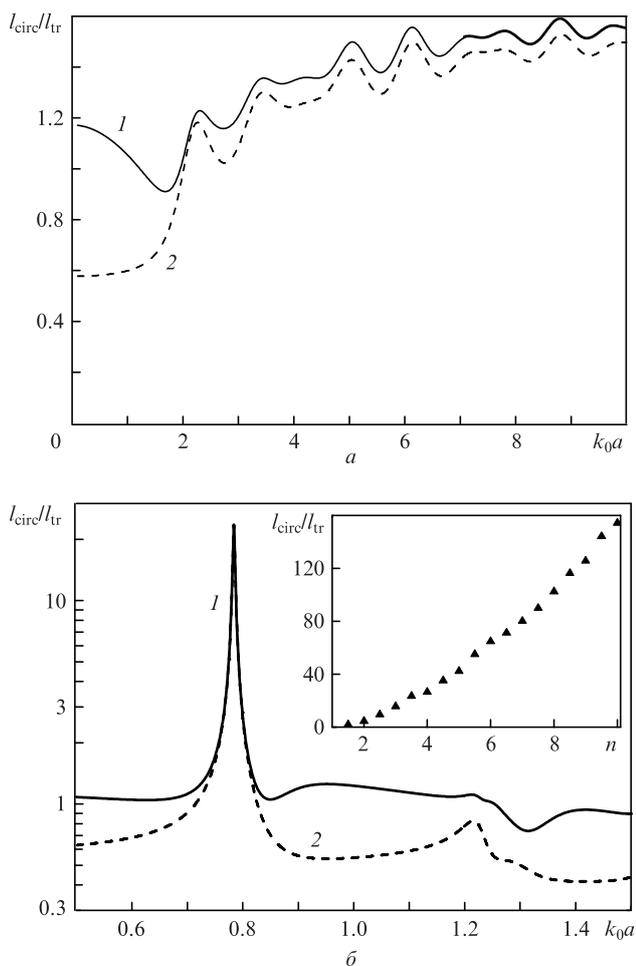


Рис.3. Зависимости отношения $l_{\text{circ}}/l_{\text{tr}}$ от параметра $k_0 a$ для водной суспензии частиц латекса (a) и неупорядоченного ансамбля частиц Si (b), полученные при численном решении системы характеристических уравнений [13] (1) и по диффузионной формуле (16) (2). На вставке – зависимость $l_{\text{circ}}/l_{\text{tr}}$ в первой точке Керкера от показателя преломления частиц.

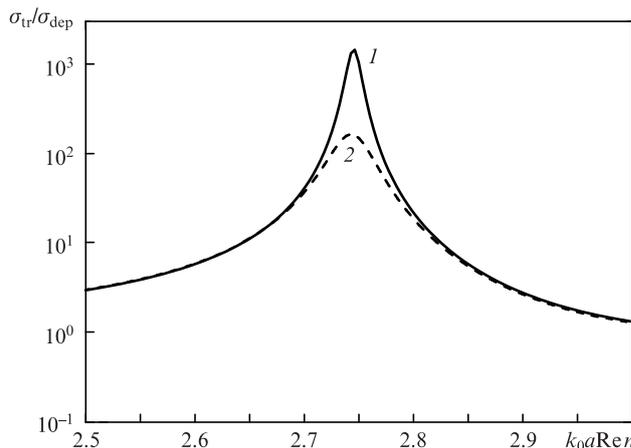


Рис.4. Зависимости отношения $\sigma_{\text{tr}}/\sigma_{\text{dep}}$ для частиц Si от параметра $k_0 a \text{Re}n$ для длин волн $\lambda = 1.6$ мкм ($n = 3.5$ [24]; 1) и 0.6 мкм ($n = 3.94 + i0.03$ [24]; 2).

ристических уравнений [13], отвечающих системе (5), (6), приведены в табл.1 и на рис.3 и 4. Расчёты проведены для широко применяемых полупроводниковых материалов [24] и наиболее часто используемой в лабораторных экспериментах водной суспензии частиц латекса (см., напр., [3,4,7]). В табл.1 приведены также значения $k_0 a \text{Re}n$, $\sigma_{\text{dep}}/\sigma_{\text{tr}}$, $\sigma_a/\sigma_{\text{tr}}$ в первой точке Керкера и результаты расчётов $l_{\text{circ}}/l_{\text{tr}}$ с помощью характеристических уравнений, отвечающих приближению основных мод (9), (10) (см. значения в скобках).

4. Эффект «памяти» циркулярной поляризации при пространственной диффузии излучения

Если $\sigma_{\text{dep}} \ll \sigma_{\text{tr}}$, то для решения уравнений (9), (10) можно воспользоваться приближением пространственной диффузии излучения [8, 12, 13]. В данном приближении предполагается, что угловые распределения параметров Стокса $I(z, \mu)$ и $V(z, \mu)$ близки к изотропным и эти параметры определяются выражениями [8]

$$I(z, \mu) = \frac{1}{4\pi} \left[I(z) - \mu l_{\text{tr}} \frac{\partial I(z)}{\partial z} \right], \tag{13}$$

$$V(z, \mu) = \frac{1}{4\pi} \left[V(z) - \mu l_{\text{tr}} \frac{\partial V(z)}{\partial z} \right].$$

Входящие в (13) величины $I(z)$ и $V(z)$ подчиняются уравнениям диффузии

$$\frac{\partial^2 I(z)}{\partial z^2} - \varepsilon_I^2 I(z) = 0, \quad \frac{\partial^2 V(z)}{\partial z^2} - \varepsilon_V^2 V(z) = 0, \quad (14)$$

где $\varepsilon_I = n_0(3\sigma_{tr}\sigma_a)^{1/2}$; $\varepsilon_V = n_0[3(\sigma_{tr} + \sigma_{dep} + \sigma_a)(\sigma_{dep} + \sigma_a)]^{1/2}$. В непоглощающей среде решения этих уравнений имеют вид

$$I(z) = 3^{3/2} \frac{L-z}{L}, \quad V(z) = 3^{3/2} \frac{\sinh(\varepsilon_V(L-z))}{\sinh(\varepsilon_V L)}, \quad (15)$$

откуда следует, что длина деполяризации

$$l_{circ} = \sqrt{\frac{l_{tr} l_{dep}}{3}}, \quad (16)$$

где $l_{tr} = (n_0\sigma_{tr})^{-1}$ – транспортная длина упругого рассеяния, а $l_{dep} = (n_0\sigma_{dep})^{-1}$ – длина свободного пробега относительно деполяризующих столкновений. Результаты расчёта по формуле (16) и численное решение характеристических уравнений [13] представлены на рис.3.

Следует отметить, что разброс частиц по размерам приводит к уменьшению максимальной величины отношения l_{circ}/l_{tr} вблизи первой точки Керкера. Например, при разбросе $\Delta a/a$ получаем $l_{circ}/l_{tr} = 4$. Однако даже это число намного превышает значения, полученные ранее для крупных (размером больше длины волны) частиц (см. рис.3,а, а также [12, 13]). Таким образом, в первой точке Керкера достигается минимальная деполяризующая способность среды.

5. Влияние поглощения

Если свет рассеивается поглощающими частицами, то возникают два эффекта. С одной стороны, поглощение обуславливает увеличение σ_{dep} и сглаживание зависимости σ_{dep} от $k_0 a$. Это иллюстрируют результаты расчётов, приведённые в табл.1 и на рис.4. С другой стороны, наличие в среде поглощения приводит к подавлению многократного рассеяния в заднюю полусферу [12] – угловое распределение интенсивности рассеянного излучения в асимптотическом режиме оказывается анизотропным (вытянутым в направлении вперёд). Поскольку в этой области углов элементы $a_1(\gamma)$ и $a_2(\gamma)$ практически не различаются, то это может вызывать заметное увеличение длины деполяризации. Данный эффект сохраняется также, если сами частицы не поглощают излучение, а погружены в поглощающую среду.

Влияние поглощения на уменьшение скорости деполяризации проще всего продемонстрировать в диффузионном приближении, когда отношения σ_{dep}/σ_{tr} и σ_a/σ_{tr} предполагаются малыми. При наличии поглощения формула (16) с учётом (8) обобщается следующим образом [25]:

$$l_{circ} = \frac{1}{\varepsilon_V - \varepsilon_I} = l_d \left(\frac{l_{dep}}{l_a} \right) \left(1 + \sqrt{1 + \frac{l_a}{l_{dep}}} \right) = \begin{cases} \sqrt{\frac{l_{tr} l_{dep}}{3}}, & l_{dep} < l_a, \\ 2l_d \frac{l_{dep}}{l_a}, & l_{dep} > l_a, \end{cases} \quad (17)$$

где $l_d = \varepsilon_I^{-1} = \sqrt{l_{tr} l_a} / 3$ – диффузионная длина, на которой происходит переход к асимптотическому режиму распро-

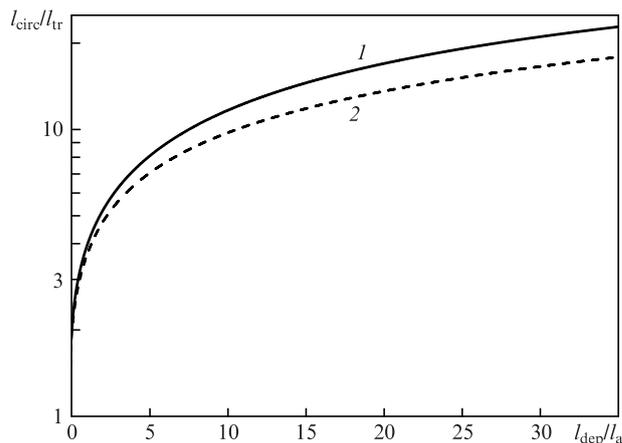


Рис.5. Зависимости отношения l_{circ}/l_{tr} от отношения l_{dep}/l_a для погруженных в поглощающую среду частиц латекса, полученные при численном решении системы характеристических уравнений [13] (1) и по диффузионной формуле (17) (2).

странения для интенсивности I ; l_a – длина поглощения. Согласно (17) в случае относительно сильного поглощения ($l_a < l_{dep}$) длина деполяризации l_{circ} превышает диффузионную длину l_d , т.е. уменьшение степени циркулярной поляризации происходит после перехода к асимптотическому режиму. С ростом поглощения диффузионная формула (17) становится неприменимой. При произвольных значениях отношений l_a/l_{tr} и l_{dep}/l_{tr} для расчёта длины l_{circ} следует использовать решение характеристических уравнений, отвечающих системам (5), (6) или, если пренебречь недиагональными элементами b_1 и b_2 , системам (9), (10).

Результаты численного расчёта l_{circ} для поглощающей среды с помощью векторных уравнений переноса (5), (6) приведены в табл.1 и на рис.5. Для сравнения на рис.5 показана также зависимость l_{circ}/l_{tr} , полученная в диффузионном приближении. Отметим, что даже в случае $l_a/l_{tr} < 1$, когда приближение пространственной диффузии неприменимо, диффузионная формула (17) позволяет оценить l_{circ} с небольшой погрешностью (даже при $l_a/l_{tr} = 5$ значение l_{circ} , рассчитанное по формуле (17), отличается от точного на 25%).

Применимость диффузионного приближения подтверждают расчёты и для оптического диапазона длин

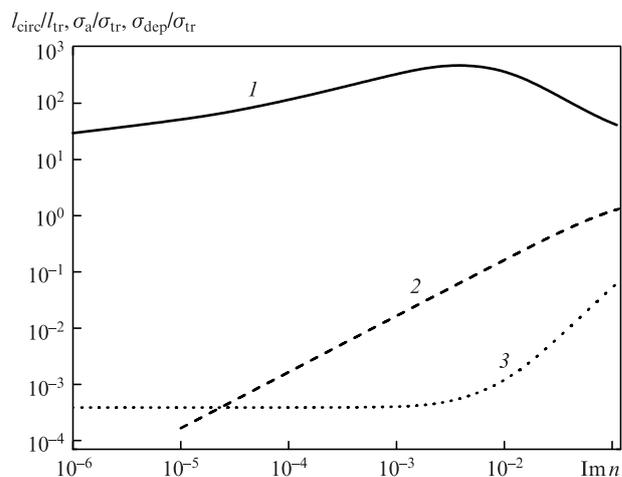


Рис.6. Зависимости отношений l_{circ}/l_{tr} (1), σ_a/σ_{tr} (2) и σ_{dep}/σ_{tr} (3) от мнимой части показателя преломления при заданном значении реальной части показателя преломления частиц ($Re n = 4$).

волн ($\lambda = 0.6$ мкм). В частности, для материалов AlSb ($n = 4.01 + i0.006$) и Si ($n = 3.94 + i0.03$) [24] отношение $l_{\text{circ}}/l_{\text{tr}}$ в диффузионном приближении составляет 517.5 и 115.3 соответственно, а решение системы характеристических уравнений даёт $l_{\text{circ}}/l_{\text{tr}} = 526.0$ и 136.8.

На рис.6 показано, как меняется $l_{\text{circ}}/l_{\text{tr}}$ в первой точке Керкера с увеличением мнимой части показателя преломления (т.е. коэффициента поглощения света в материале частиц). С ростом мнимой части сечения поглощения и деполаризации монотонно растут. Конкуренция этих факторов приводит к немонотонной зависимости $l_{\text{circ}}/l_{\text{tr}}$. Уменьшение отношения $l_{\text{circ}}/l_{\text{tr}}$ начинается практически одновременно с ростом отношения сечений $\sigma_{\text{деп}}/\sigma_{\text{tr}}$.

6. Заключение

В настоящей работе показано, что среды, состоящие из рассеивателей, для которых сечение деполаризации $\sigma_{\text{деп}}$ значительно меньше транспортного сечения σ_{tr} , при многократном рассеянии циркулярно поляризованного света имеют аномальные деполаризирующие свойства – затухание циркулярной поляризации происходит после установления режима диффузии.

Результаты данной работы могут представлять интерес при изучении сильно рассеивающих сред поляризационными оптическими методами. Эффект сохранения циркулярной поляризации в неупорядоченном ансамбле резонансных Ми-частиц при выполнении первого условия Керкера можно использовать, например, для измерения разности коэффициентов поглощения право- и левоциркулярно поляризованного света в средах с круговым дихроизмом [26]. Многократное рассеяние на неупорядоченном ансамбле резонансных Ми-частиц, помещённых в такую среду, приводит к удлинению траекторий световых лучей без изменения поляризации. Как следствие, резко возрастают различия в уменьшении интенсивностей лево- и правоциркулярно поляризованного излучения. В данной ситуации, как и в «случайном лазере» [27], неупорядоченный ансамбль Ми-частиц действует как распределённый в пространстве резонатор.

Работа выполнена при поддержке Программы повышения конкурентоспособности НИЯУ «МИФИ» (контракт № 02.а03.21.0005 от 27.08.2013).

1. MacKintosh F.C., Zhu J.X., Pine D.J., Weitz D.A. *Phys. Rev. B*, **40**, 9342 (1989).

2. Rojas-Ochoa L.F., Lacoste D., Lenke R., Schurtenberger P., Scheffold F. *J. Opt. Soc. Am. A*, **21**, 1799 (2004).

3. Sankaran V., Everett M.J., Maitland D.J., Walsh J.T. *Opt. Lett.*, **24**, 1044 (1999).

4. Ghosh N., Vitkin I.A. *J. Biomed. Opt.*, **16**, 110801 (2011).

5. Andrews D.L. (Ed.) *Photonics: Biomedical Photonics, Spectroscopy, and Microscopy* (New York: Wiley, 2015, Vol.4).

6. Tuchin V.V. *J. Biomed. Opt.*, **21**, 071114 (2016).

7. Bicout D., Brosseau C., Martinez A.S., Schmitt J.M., *Phys. Rev. E*, **49**, 1767 (1994).

8. Городничев Е.Е., Кузовлев А.И., Рогозкин Д.Б. *Письма в ЖЭТФ*, **68**, 21 (1998).

9. Schmidt M.K., Aizpurua J., Zambrana-Puyalto X., Vidal X., Molina-Terriza G., Saenz J.J. *Phys. Rev. Lett.*, **114**, 113902 (2015).

10. Городничев Е.Е., Кузовлев А.И., Рогозкин Д.Б., *Письма в ЖЭТФ*, **104**, 155 (2016).

11. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Электродинамика сплошных сред* (М.: Наука, 1982).

12. Городничев Е.Е., Кузовлев А.И., Рогозкин Д.Б. *ЖЭТФ*, **131**, 357 (2007).

13. Gorodnichev E.E., Kuzovlev A.I., Rogozkin D.B. *Phys. Rev. E*, **90**, 043205 (2014).

14. Garcia-Etxarri A., Gomez-Medina R., Froufe-Perez L.S., Lopez C., Chantada L., Scheffold F., Aizpurua J., Nieto-Vesperinas M., Saenz J.J. *Opt. Express*, **19**, 4815 (2011).

15. Nieto-Vesperinas M., Gomez-Medina R., Saenz J.J. *J. Opt. Soc. Am. A*, **28**, 54 (2011).

16. Geffrin J.M., Garcia-Camara B., Gomez-Medina R., Albella P., Froufe-Perez L.S., Eyraud C., Litman A., Vaillon R., Gonzalez F., Nieto-Vesperinas M., Saenz J.J., Moreno F. *Nat. Commun.*, **3**, 1171 (2012).

17. Gomez-Medina R., Froufe-Perez L.S., Yezpez M., Scheffold F., Nieto-Vesperinas M., Saenz J.J. *Phys. Rev. A*, **85**, 035802 (2012).

18. Albella P., Poyli M.A., Schmidt M.K., Maier S.A., Moreno F., Saenz J.J., Aizpurua J. *J. Phys. Chem. C*, **117**, 13573 (2013).

19. Kerker M., Wang D.-S., Giles C.L. *J. Opt. Soc. Am.*, **73**, 765 (1983).

20. Mishchenko M.I., Travis L.D., Lacs A.A., *Scattering, Absorption and Emission of Light by Small Particles* (Cambridge: Cambridge University Press, 2002).

21. Hovenier J.W., van der Mee C., Domke H. *Transfer of Polarized Light in Planetary Atmospheres* (Dordrecht–Boston–London: Kluwer Acad. Publ., 2004).

22. Городничев Е.Е., Кузовлев А.И., Рогозкин Д.Б. *ЖЭТФ*, **115**, 769 (1999).

23. Van de Hulst H.C. *Multiple Light Scattering* (New York: Academic, 1980).

24. Garcia-Camara B., Gomez-Medina R., Saenz J.J., Sepulveda B. *Opt. Express*, **21**, 23007 (2013).

25. Gorodnichev E.E., Kuzovlev A.I., Rogozkin D.B. *J. Opt. Soc. Am. A*, **33**, 95 (2016).

26. Berova N., Di Bari L., Pescitelli G. *Chem. Soc. Rev.*, **36**, 914 (2007).

27. Gottardo S., Sapienza R., Garcia P.D., Blanco A., Wiersma D.S., López C. *Nat. Photonics*, **2**, 429 (2008).