

Эффект Христиансена в дисперсных системах с резонансным поглощением

Д.А.Зимняков, Е.А.Исаева, А.А.Исаева

Обсуждаются результаты экспериментального исследования конкуренции поглощения и рассеяния лазерного излучения при его распространении в дисперсных средах с резонансным поглощением. В качестве исследуемых сред были использованы суспензии полистироловых частиц в растворах родамина 6Ж в этиленгликоле, зондируемые лазерным светом с длиной волны 532 нм. Установлено, что увеличение концентрации красителя приводит к возрастанию оптического пропускания суспензий и увеличению спекл-модуляции рассеянного вперед излучения. Представлена интерпретация этих особенностей как проявление эффекта Христиансена в дисперсных системах с резонансным поглощением.

Ключевые слова: спеклы, рассеяние, поглощение, лазерное излучение, дисперсные среды, эффект Христиансена.

1. Введение

Распространение света в случайно-неоднородных средах сопровождается фундаментальными явлениями, обусловленными интерференцией парциальных составляющих рассеянного светового поля в среде [1]. К числу подобных явлений относятся когерентное обратное рассеяние, иногда интерпретируемое как явление слабой локализации электромагнитного поля [2,3], возникновение временных, пространственных и частотных корреляций световых полей, генерация и усиление лазерного излучения в случайно-неоднородных средах (random lasing). Эффект лазерной генерации имеет место в случае многократно рассеивающих дисперсных систем, содержащих составляющие с высоким квантовым выходом флуоресценции, при их накачке внешними источниками излучения. Данный эффект, рассмотренный в 1967 году В.С.Легоховым [4], в последнее двадцатилетие стал объектом интенсивных исследований [5–8].

Пространственные масштабы взаимодействия излучения со средой l^* , l_s и l_a являются частотно-зависимыми (здесь l^* – транспортная длина распространения излучения в среде, l_s – длина рассеяния, l_a – длина поглощения [9,10]; активные случайно-неоднородные среды, в которых возможен эффект лазерной генерации, характеризуются также длиной усиления l_{gain} [11]). Это обусловлено влиянием волнового параметра рассеивающих центров ka (k – волновое число распространяющегося излучения в среде, a – характерный размер рассеивающих центров) на фактор эффективности рассеяния Q_{sca} [12] и на параметр анизотропии рассеяния g (и соответственно на l^* и l_s), а также влиянием избирательного поглощения среды (на l_a). Для лазерных сред со случайной структурой контролируемые изменения частотных зависимостей коэффици-

ента поглощения μ_a (и, соответственно, $l_a = \mu_a^{-1}$) и квантового выхода флуоресценции открывают новые возможности управления процессом генерации. Это может быть осуществлено изменением объемных долей составляющих в смеси двух красителей с различными значениями квантового выхода – в базовой среде в дисперсной системе [13]. Максимальная чувствительность транспортных характеристик среды к изменениям длины волны излучения и структурных параметров наблюдается в спектральных областях, в которых проявляются резонансные эффекты при рассеянии и поглощении.

В некоторых случаях изменения коэффициента поглощения одной из составляющих дисперсной системы могут существенно влиять на рассеяние излучения в ней вследствие сильной взаимосвязи действительной и мнимой частей показателя преломления поглощающей составляющей вблизи резонансного поглощения. Это может приводить к значительным изменениям транспортных характеристик системы и, как следствие, оказывать влияние на генерацию лазерного излучения в ней. Подобные явления также необходимо учитывать при разработке методов лазерного зондирования биологических тканей в полосах поглощения естественных (например, гемоглобин) и искусственно вводимых в ткани хромофоров (фотосенсибилизаторы) [14, 15].

Цель данной работы – исследование эффекта частичного просветления многократно рассеивающих дисперсных систем на основе суспензий полистироловых частиц в растворах родамина 6Ж в этиленгликоле при возрастании концентрации красителя в случае зондирования систем лазерным излучением с длиной волны 532 нм (вблизи максимума поглощения раствора красителя в этиленгликоле).

2. Методика проведения эксперимента

Исследуемые образцы представляли собой слои суспензий полистироловых частиц диаметром 1 мкм (среднеквадратичное отклонение диаметров частиц не более 0.05 мкм, базовая среда – раствор родамина 6Ж в этиленгликоле) в плоских стеклянных кюветках толщиной 70 мкм.

Д.А.Зимняков, Е.А.Исаева, А.А.Исаева. Саратовский государственный технический университет, Россия, 410054 Саратов, ул. Политехническая, 77; e-mail: zimnyakov@mail.ru

Поступила в редакцию 21 июля 2011 г., после доработки 12 октября 2011 г.

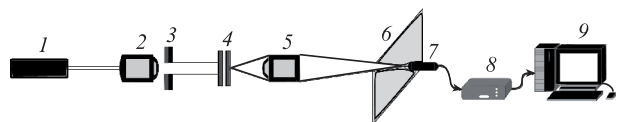


Рис.1. Схема экспериментальной установки:

1 – лазер; 2 – телескопическая система – расширитель пучка с пространственным фильтром; 3 – диафрагма, ограничивающая зондирующий пучок; 4 – кювета с исследуемым образцом; 5 – микрообъектив; 6 – сменный интерференционный фильтр; 7 – волоконно-оптический патчкорд; 8 – фотоприемный модуль; 9 – компьютер.

Объемная доля частиц в суспензиях составляла 0.06, концентрация красителя в базовой среде варьировалась от нуля до 2.15×10^{-3} моль/л. В процессе приготовления суспензии гомогенизировались ультразвуком, после чего требуемый объем суспензии располагался между двумя предметными стеклами, разделенными прокладками толщиной 70 мкм и выполняющими роль стенок кюветы. В ходе эксперимента кюветы располагались вертикально.

На рис.1 приведена схема экспериментальной установки, используемой для анализа малоуглового рассеяния вперед лазерного излучения исследуемыми образцами. Образцы, расположенные на прецизионном микропозиционере, освещались слабо расходящимся лазерным пучком, формируемым телескопической системой с пространственным фильтром (диафрагмой диаметром 10 мкм). Рассеянное вперед излучение регистрировалось с помощью микроскопа, состоящего из микрообъектива М-42 ($8\times$, числовая апертура 0.2) и приемной апертуры, роль которой выполнял входной торец волоконно-оптического патчкорда (диаметром 50 мкм), подключенного к фотоприемнику (Hamamatsu H7468). Микроскоп настраивался так, чтобы в процессе поперечного сканирования образца обращенная к микрообъективу граница раздела среда – стекло была оптически сопряжена с плоскостью изображения, в которой располагался входной торец патчкорда. Расстояние между микрообъективом и плоскостью изображения составляло 194 мм. Сканирование образца осуществлялось с шагом 1 мкм; на каждом шаге сканирования проводилась регистрация сигнала. Образцы зондировались лазерным излучением с длиной волны $\lambda_0 = 532$ нм (Nd:YAG-лазер с диодной накачкой, удвоением частоты и выходной мощностью 2 мВт при линейной поляризации). Для сравнения на отдельных образцах также были проведены измерения с $\lambda_0 = 633$ нм (He-Ne-лазер). Для увеличения отношения сигнал/шум перед входным торцом патчкорда располагался интерференционный фильтр на $\lambda_0 = 532$ или 633 нм (в зависимости от используемого лазера).

На рис.2,а приведены зависимости интенсивности I регистрируемого оптического сигнала с $\lambda_0 = 532$ нм от поперечного смещения исследуемого образца при различных концентрациях родамина 6Ж в дисперсной среде, а на рис.2,б – аналогичная зависимость для $\lambda_0 = 633$ нм, полученная при максимальной концентрации красителя ($c = 2.15 \times 10^{-3}$ моль/л). Необходимо отметить, что для зависимостей, приведенных на рис.2,а, имеет место увеличение как средней интенсивности регистрируемого сигнала $\langle I \rangle$, так и среднеквадратичного значения σ_I флуктуаций интенсивности $I - \langle I \rangle$ с ростом c , причем σ_I возрастает в существенно большей степени, чем $\langle I \rangle$. Это приводит к значительной спекл-модуляции регистрируемого оптического сигнала при максимальных концентрациях красителя в эксперименте. Так, для данных, представленных на

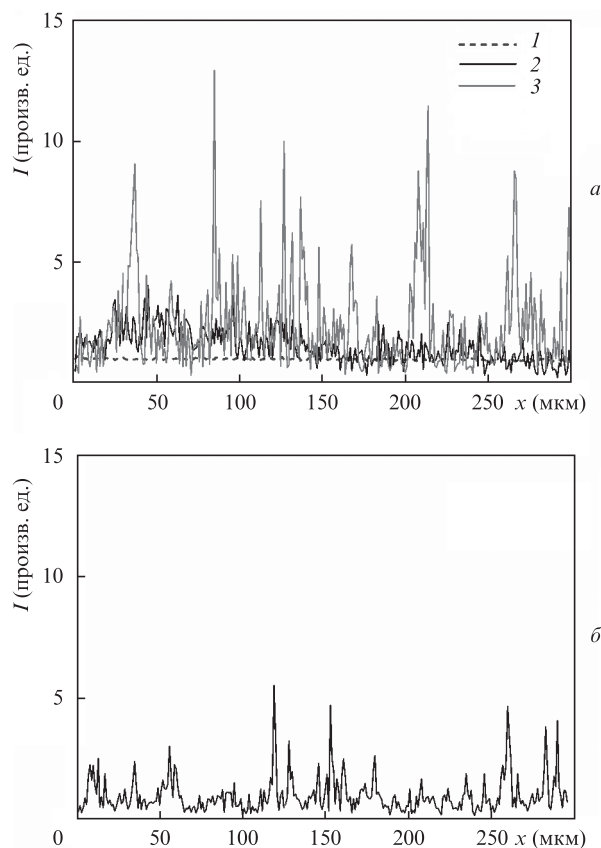
Рис.2. Зависимости интенсивности I регистрируемого оптического сигнала от поперечного смещения образца x при сканировании для $\lambda_0 = 532$ нм и концентрации родамина 6Ж в базовой среде $c = 0$ (1), 7.05×10^{-4} (2) и 2.15×10^{-3} (3) (а), а также для $\lambda_0 = 633$ нм и $c = 2.15 \times 10^{-3}$ моль/л (б).

рис.2,а, нормированные интенсивность $\langle I \rangle / \langle I \rangle_{c=0}$ и контраст $\sigma_I / \langle I \rangle$ спеклов, модулирующих регистрируемый оптический сигнал, равны соответственно 1 и 0.04 при нулевой концентрации красителя, 1.55 и 0.75 при $c = 7.05 \times 10^{-4}$ моль/л и 2.4 и 0.82 при $c = 2.15 \times 10^{-3}$ моль/л (значение $\langle I \rangle_{c=0}$, использованное для нормировки средней интенсивности сигнала на $\lambda_0 = 532$ нм, соответствует нулевой концентрации красителя). Контраст спеклов, приведенных на рис.2,б и полученных при максимальной концентрации красителя и $\lambda_0 = 633$ нм, равен 0.73 (нормировка средней интенсивности в данном случае не проводилась).

Следует отметить отсутствие «быстрой» динамики спеклов, присущей образцам типа суспензий и обусловленной броуновским движением рассеивающих центров. Наблюдалась медленная декорреляция спекл-картин в зоне детектирования, в подобных экспериментах характерная для образцов с достаточно стабильной структурой (in vitro биотканей и полимерных материалов) и обусловленная флуктуациями частоты лазерного излучения, температурными нестабильностями и т. п. Такие низкочастотные флуктуации спеклов не оказывали существенного влияния на процесс их регистрации, поскольку характерное время декорреляции существенно превышало время сканирования участка трассы с длиной порядка среднего размера спекла. Отсутствие выраженной «броуновской» динамики спеклов обусловлено, на наш взгляд, высокой вязкостью базовой среды, достаточно большой объемной долей рассеивающих центров и пространственной ограниченностью исследуемых дисперсных систем.

3. Обсуждение экспериментальных результатов

На первый взгляд, возрастание средней интенсивности рассеянного вперед лазерного излучения при увеличении концентрации красителя в зондируемой дисперсной системе кажется необычным. Данный эффект может быть интерпретирован на основе анализа совместного влияния поглощения базовой среды и рассеяния на частицах на транспортные характеристики дисперсной системы. При фиксированной концентрации f рассеивающих центров радиусом r в системе в приближении слабого рассеяния $\mu_s = 3Q_{sca}f/(4r)$, где Q_{sca} зависит от волнового параметра kr и действительных частей показателей преломления базовой среды n'_b и рассеивающих центров n'_p (для диэлектрических рассеивающих частиц полагаем, что мнимая часть показателя преломления $n''_p = 0$). Кроме того, на Q_{sca} при определенных условиях может оказывать существенное влияние мнимая часть показателя преломления базовой среды n''_b , определяемая ее коэффициентом поглощения μ_a . Теоретическому анализу влияния μ_a среды, содержащей сферические рассеиватели, на их фактор эффективности рассеяния посвящен ряд работ [16–18], в которых модифицированная теория Ми применяется для расчета сечений диэлектрической сферы, погруженной в поглощающую среду. Влияние поглощения на Q_{sca} увеличивается с ростом kr , приводя к существенному уменьшению эффективности рассеяния для крупных частиц.

Другой причиной, приводящей к убыванию Q_{sca} по мере увеличения концентрации красителя в базовой среде, является возрастание n'_b , наиболее существенно проявляющееся для длин волн вблизи максимума поглощения среды (в интервале, соответствующем переходу от участка дисперсионной характеристики среды с аномальным поведением к области нормальной дисперсии). Для дисперсных систем с $n'_p > n'_b$ это будет приводить к подавлению рассеяния по мере увеличения μ_a . В определенной степени подобный эффект аналогичен классическому эффекту Христиансена (оптическому просветлению двухфазных дисперсных систем в спектральных интервалах, соответствующих согласованию действительных частей показателей преломления различных фаз), являющемуся основой теории и практики синтеза дисперсных спектральных фильтров [19, 20].

С целью анализа влияния указанных причин на наблюдаемые особенности малоуглового рассеяния лазерного излучения (рис.2) были выполнены дополнительные измерения n'_b и n''_b в зависимости от концентрации c родамина 6Ж в базовой среде для $\lambda_0 = 532$ нм. Зависимость $n'_b(c)$ была получена на основе спектрофотометрических измерений по стандартной методике для образцов базовой среды без рассеивателей. Следует отметить, что максимум поглощения раствора красителя в этиленгликоле, обусловленный электронным переходом $S_0 \rightarrow S_1$ молекулы родамина 6Ж [21], соответствует $\lambda_0 \approx 530$ нм, т.е. при использовании в качестве зондирующего лазерного излучения с $\lambda_0 = 532$ нм можно говорить о его резонансном поглощении в зондируемой среде. Зависимость $n'_b(c)$ найдена в результате измерений коэффициента отражения от границы раздела базовая среда – свободное пространство при нормальном падении лазерного пучка в соответствии с методикой работы [21]. Полученные зависимости $n'_b(c)$ и $n''_b(c)$ допускают с высокой степенью точности линейную аппроксимацию. При этом коэффициенты dn'_b/dc и

dn''_b/dc для $\lambda_0 = 532$ нм равны 16.7 и 0.364 л/моль соответственно. Измеренное в отсутствие красителя значение $n'_b \approx 1.448$ хорошо согласуется с данными для этиленгликоля (1.45) из работы [22]. Для полистирола в [22] приводится значение $n'_p \approx 1.599$.

С использованием полученных в эксперименте и взятых из [22] значений $n'_b(c=0)$, dn'_b/dc , $n''_b(c=0)$, dn''_b/dc и n'_p (для $\lambda_0 = 532$ нм) проведены оценки влияния поглощения базовой среды и зависимости $n'_b(c)$ на фактор эффективности рассеяния полистироловых сфер в смеси этиленгликоль – родамин 6Ж. Установлено, что в соответствии с модифицированной теорией Ми для диэлектрических сфер в поглощающей среде [18] в случае исследуемой дисперсной системы в интервале используемых значений концентрации красителя уменьшение Q_{sca} даже при максимальной концентрации родамина не превышает 4% от Q_{sca} при $c = 0$. Гораздо более существенным является влияние эффекта подавления рассеяния в дисперсной системе при $n'_b \rightarrow n'_p$ (эффект Христиансена). Анализ осуществлялся путем исследования зависимостей Q_{sca} и параметра анизотропии рассеяния g от n'_b при $n'_p = 1.599$ в рамках теории Ми, при этом влияние n''_b на Q_{sca} и g не рассматривалось. Данный подход ассоциируется с концепцией независимости коэффициента диффузии излучения D случайно-неоднородной среды, вводимого в рамках диффузионного приближения теории переноса излучения [9], от коэффициента поглощения среды [23–25]. На основе сопоставления данных экспериментов с теоретическими результатами, полученными в рамках этой концепции, показано, что подобные представления позволяют интерпретировать экспериментальные данные с более высокой точностью по сравнению с классической диффузионной моделью переноса излучения, рассматривающей D как функцию μ_a [9, 26]. При этом учет влияния поглощения проводится путем представления рассеянного в среде поля в виде суперпозиции парциальных составляющих, распространяющихся по статистически независимым путям длиной s , и введения бугеровского множителя $\exp(-\mu_a s)$ для каждой составляющей [27].

На рис.3 приведены теоретические зависимости транспортных характеристик исследуемой дисперсной системы (коэффициента рассеяния $\mu_s = I_s^{-1}$, транспортного коэффициента рассеяния $\mu'_s = (I_s^*)^{-1}$, параметра анизотропии рассеяния g и коэффициента экстинкции $\mu_t = \mu_s + \mu_a = (I_s + I_a)/(I_s I_a)$) от n'_b . Следует отметить, что в нашем случае имеет место достаточно специфический режим многократного малоуглового рассеяния вперед, характерный для дисперсных систем с высокой анизотропией рассеяния: отношение толщины кюветы L к длине рассеяния зондирующего излучения в среде $L/I_s = L\mu_s \gg 1$, в то время как отношение толщины кюветы к транспортной длине $L/I^* = (1-g)L\mu_s \leq 1$. В нашем эксперименте значение L таково, что при объемной доле рассеивающих центров в зондируемых дисперсных системах, равной 0.06, для $\lambda_0 = 532$ нм реализуется переход между диффузионным режимом распространения излучения и режимом многократного малоуглового рассеяния вперед. В последнем случае в детектируемом оптическом сигнале представлены в основном приосевые составляющие, распространяющиеся в результате рассеяния под малыми углами к оси зондирующего пучка (в англоязычной литературе подобные составляющие называются snake-like photons или zigzag photons [28]). Несмотря на увеличение n'_b (и, соответственно, μ_a), длина экстинкции $l_t = \mu_t^{-1} = (\mu_a + \mu_s)^{-1}$ и

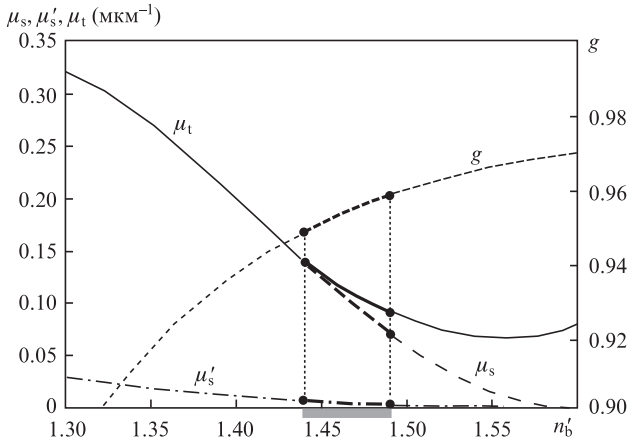


Рис.3. Теоретические зависимости транспортных характеристик исследуемой дисперсной системы от действительной части показателя преломления базовой среды. Штриховкой показан интервал значений n'_b , используемых в нашем эксперименте.

транспортная длина l^* уменьшаются при возрастании s , что приводит к наблюдаемому в эксперименте увеличению среднего значения интенсивности рассеянного вперёд излучения.

Статистическое моделирование переноса излучения в исследуемых образцах позволило получить отношение средних значений интенсивности регистрируемого оптического сигнала при максимальной и нулевой концентрациях родамина 6Ж, равное $\langle I \rangle_{c=c_{\max}} / \langle I \rangle_{c=0} \approx 1.8$. Данное значение несколько меньше (примерно на 25%) полученного в эксперименте (~ 2.4), что может быть объяснено различием в поведении используемой при моделировании фазовой функции Хензи–Гринштейна [29] и реальной фазовой функции рассеивателей при $g \geq 0.9$, а также отклонениями геометрии эксперимента от идеальной (в частности, небольшой расходимостью зондирующего пучка). Тем не менее статистическое моделирование с использованием данных рис.3 адекватно описывает наблюдаемое в эксперименте поведение исследуемой дисперсной системы при увеличении s .

Возрастание роли нерассеянных и рассеянных небольшое число раз составляющих поля при увеличении n'_b также приводит к наблюдаемой в эксперименте выраженной спекл-модуляции регистрируемого оптического сигнала (рис.2). Для анализа влияния n'_b на спекл-модуляцию оптического сигнала были введены два параметра – Ξ и Θ . Параметр Ξ представляет собой отношение числа нерассеянных («баллистических») и рассеянных небольшое число раз парциальных составляющих распространяющегося в среде излучения к общему числу парциальных составляющих:

$$\Xi = \frac{\int_L^{L+\lambda_0} \rho(s) ds}{\int_L^{\infty} \rho(s) ds},$$

где $\rho(s)$ – плотность вероятности оптических путей парциальных составляющих рассеянного поля; L – толщина зондируемого слоя. В качестве критерия отбора рассеянных малое число раз составляющих выбрано условие $L \leq s \leq L + \lambda_0$, т.е. считается, что основной вклад в спекл-модуляцию дают интерферирующие парциальные составляющие, распространяющиеся в среде на расстояние порядка L с оптической разностью хода, не превышающей λ_0 .

Параметр Θ численно равен произведению диаметра пятна рассеяния на выходной границе слоя при его зондировании точечным источником коллимированного когерентного излучения на удвоенное среднее значение угла отклонения выходящих из слоя составляющих рассеянного поля: $\Theta = 2\langle \theta \rangle \langle d \rangle$ (см. вставку на рис.4). Физический смысл данного параметра следует прокомментировать более подробно. В результате многократного рассеяния светового поля, создаваемого когерентным источником с δ -распределением амплитуды на входной границе, на выходной границе формируется распределение интенсивности рассеянного излучения с характерным размером $\langle d \rangle$; в каждой точке данной области амплитуда поля определяется суперпозицией парциальных составляющих со случайными значениями фазы.

Таким образом, пятно рассеяния на выходной поверхности можно рассматривать как ансамбль некоррелированных по фазе элементарных источников светового поля с характерным размером $\langle d \rangle$. По аналогии с [30], где рассматривается критерий видности интерференционной картины от протяженного квазимонохроматического источника с конечной апертурой интерференции, введем ограничение на параметр Θ : $\Theta \leq \lambda_0$. В случае $\Theta \gg \lambda_0$ и $\Xi \ll 1$, когда в детектируемом оптическом сигнале в основном представлены диффузно рассеянные составляющие с большими разностями хода и большими углами отклонения θ от оси зондирующего пучка, в плоскости апертуры детектора должна формироваться мелкошабная спекл-структура с радиусом корреляции порядка длины волны. При конечном размере апертуры детектора флуктуации детектируемого сигнала будут подавляться. Дополнительный вклад в подавление флуктуационной составляющей будет вносить деполаризация многократно рассеянного лазерного излучения. Напротив, в случае $\Theta \ll \lambda_0$ и $\Xi \approx 1$ основной вклад в стохастическую модуляцию оптического сигнала будет давать интерференция нерассеянных составляющих и составляющих с малыми значениями θ и $s \approx L$. Соответственно в плоскости детектирования будут формироваться относительно крупномасштабные спеклы с высоким контрастом (кривые 2 и 3 на рис.2).

На рис.4 представлены теоретические зависимости Θ и Ξ от n'_b для исследуемой дисперсной системы, получен-

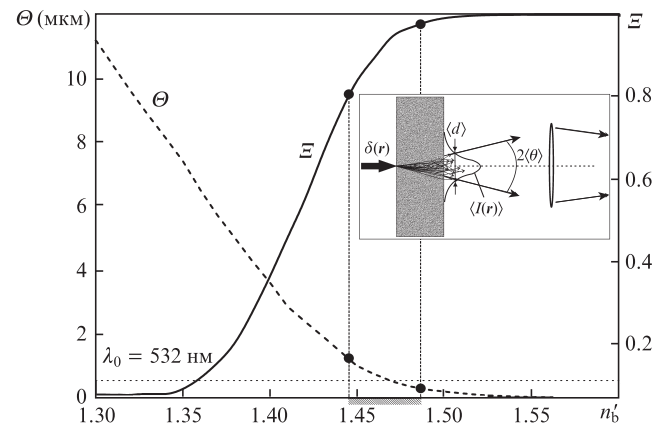


Рис.4. Зависимости параметров Θ и Ξ для исследуемой дисперсной системы от действительной части показателя преломления базовой среды (результаты статистического моделирования). Штриховкой показан интервал значений n'_b , используемых в нашем эксперименте. Вставка иллюстрирует принцип введения параметра Θ для применяемой геометрии рассеяния.

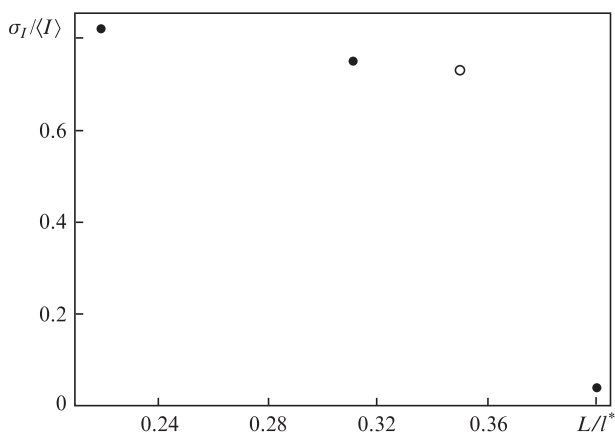


Рис.5. Взаимосвязь контраста спеклов σ_I/I , наблюдаемых в плоскости изображения границы раздела среда – стенка кюветы, и параметра L/l^* для исследуемой дисперсной системы при $\lambda_0 = 532$ (●) и 633 нм (○).

ные в результате статистического моделирования переноса зондирующего излучения. Применяемое при синтезе дисперсных систем ограничение объемной доли частиц с целью получения транспортной длины $l^* \approx (2+3)L$ способствовало достижению критерия $\Theta = \lambda_0$ и переходу от $\Xi \ll 1$ к $\Xi \approx 1$ в интервале значений c , используемых в нашем эксперименте. Качественное соответствие между результатами эксперимента и моделирования очевидно (см. рис.2 и 4).

Анализ взаимосвязи параметра L/l^* и измеренных в эксперименте контрастов спеклов (рис.5) позволяет сделать вывод о существовании корреляционной связи этих величин в области перехода между двумя режимами распространения излучения. Отметим, что в случае зондирования излучением с $\lambda_0 = 633$ нм при максимальной концентрации красителя значение l^* оценивалось с использованием теории Ми на основе предположения о том, что n'_b для раствора родамина 6Ж в этиленгликоле вдали от максимума поглощения ведет себя аналогично n'_b для этого красителя в другом растворителе (метанол [21]). Опираясь на это предположение, можно считать, что разность $n'_b(c = c_{\max}) - n'_b(c = 0)$ для $\lambda_0 = 633$ нм составляет примерно 30% – 35% от аналогичной величины для $\lambda_0 = 532$ нм. Полученный с помощью столь приближенных оценок параметр $L/l^* \approx 0.35$ при $c = 2.15 \times 10^{-3}$ моль/л и $\lambda_0 = 633$ нм хорошо согласуется с $L/l^* \approx 0.311$ при $c = 7.05 \times 10^{-4}$ моль/л и $\lambda_0 = 532$ нм; при этом измеренные в эксперименте контрасты спеклов также близки (см. рис.2 и 5).

4. Заключение

Проведенные экспериментальные исследования и статистическое моделирование переноса лазерного излучения в насыщенных красителем дисперсных системах показали, что в области максимального поглощения красителя различные тенденции в поведении коэффициентов поглощения и рассеяния дисперсной системы при возрастании концентрации красителя являются причиной ее частичного оптического просветления. Такое поведение коэффициентов можно интерпретировать как проявление эффекта Христиансена в дисперсных средах с поглощением.

Конкуренция рассеяния и поглощения в подобных рассеивающих системах может играть важную роль в случае синтеза лазерных сред со случайно-неоднородной структурой, поскольку увеличение объемной доли красителя с высоким квантовым выходом флуоресценции будет способствовать уменьшению характерной длины усиления излучения в среде [11]. С другой стороны, обсуждаемый в настоящей работе эффект может приводить к увеличению критической толщины среды, необходимой для обеспечения условия генерации, и повышению порога генерации.

Следует отметить, что в случае насыщения красителем с резонансным поглощением не базовой среды, а рассеивателей при возрастании его концентрации в материале частиц должен наблюдаться обратный эффект, соответствующий тривиальному поведению дисперсной среды (увеличению экстинкции с ростом концентрации поглотителя).

Авторы выражают благодарность А.П.Свиридову и В.Н.Баграташвили (ОПЛТ ИППИТ РАН, Троицк, Московская обл.) за ценные замечания в ходе обсуждения работы.

Данная работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №09-02-01048а и 11-02-12112-офи-м-2011.

1. Кузьмин В.Л., Романов В.П. *УФН*, **166**, 247 (1996).
2. Wolf P.-E., Maret G. *Phys. Rev. Lett.*, **55**, 2696 (1985).
3. Van Albada M.P., Lagendijk A. *Phys. Rev. Lett.*, **55**, 2692 (1985).
4. Летохов В.С. *ЖЭТФ*, **53**, 1442 (1967).
5. John S., Pang G. *Phys. Rev. A*, **54**, 3642 (1996).
6. Noginov M.A. *Solid State Random Lasers* (New York: Springer, 2005).
7. Noginov M.A., Zhu G., Fowlkes I., Bahoura M. *Laser Phys. Lett.*, **1**, 291 (2004).
8. Gottardo S., Sapienza R., Garcia P.D., Blanco A., Wiersma D.S., López C. *Nature Photonics*, **2**, 429 (2008).
9. Исмару А. *Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах* (М.: Наука, 1981).
10. Maret G., Wolf P.-E. *Z. Phys. B*, **65**, 409 (1987).
11. Wiersma D.S., Lagendijk A. *Phys. Rev. E*, **54**, 4256 (1996).
12. Борен К., Хафмен Д. *Поглощение и рассеяние света малыми частицами* (М.: Мир, 1986).
13. El-Dardiry R.G.S., Lagendijk A. *Appl. Phys. Lett.*, **98**, 161106 (2011).
14. Friebel M., Roggan A., Muller G., Meinke M. *J. Biomed. Opt.*, **11**, 034021 (2006).
15. Chen W.R., Adams R.L., Heaton S., et al. *Cancer Lett.*, **85**, 15 (1995).
16. Sudiartha I.W., Chylek I.W. *J. Opt. Soc. Am. A*, **18**, 1275 (2001).
17. Mundy W.C., Roux J.A., Smith A.M. *J. Opt. Soc. Am.*, **64**, 1593 (1974).
18. Fu Q., Sun W. *J. Quant. Spectr. Rad. Transfer*, **100**, 137 (2006).
19. Розенберг Г.В. *УФН*, **66**, 57 (1959).
20. Черни М., Рёдер Х. *УФН*, **15**, 98 (1941).
21. Leupacher W., Penzkofer A. *Appl. Opt.*, **23**, 1554 (1984).
22. <http://refractiveindex.info>.
23. Furutsu K. *J. Opt. Soc. Am. A*, **14**, 267 (1997).
24. Furutsu K., Yamada Y. *Phys. Rev. E*, **50**, 3634 (1994).
25. Bassani M., Martelli F., Zaccanti G., Contini D. *Opt. Lett.*, **22**, 853 (1997).
26. Arridge S.R., Cope M., Delpy D.T. *Phys. Med. Biol.*, **37**, 1531 (1992).
27. Zimnyakov D.A. *Waves in Random Media*, **10**, 417 (2000).
28. Farsiu S., Christofferson J., Eriksson B., Milanfar P., Friedlander B., Shakouri A., Nowak R. *Appl. Opt.*, **46**, 5805 (2007).
29. Henyey L.G., Greenstein J.L. *Astrophys. J.*, **93**, 70 (1941).
30. Мандель Л., Вольф Э. *Оптическая когерентность и квантовая оптика* (М.: Физматлит, 2000, с. 121).