



Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Н. С. Воробьев, В. М. Подгаецкий, А. В. Смирнов, С. А. Терещенко, Ослабление и рассеяние вперед лазерного излучения малой длительности в сильнорассеивающей среде, *Квантовая электроника*, 1997, том 24, номер 7, 667–670

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением
<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 3.144.26.138

15 октября 2024 г., 16:12:32



Ослабление и рассеяние вперед лазерного излучения малой длительности в сильнорассеивающей среде

Н.С.Воробьев, В.М.Подгаецкий, А.В.Смирнов, С.А.Терещенко

Экспериментально исследована зависимость оптической плотности слоя сильнорассеивающей среды от его толщины в случае модельного водно-молочного раствора. В качестве источников излучения использованы ИК лазеры с различной (от нано- до фемтосекундной) длительностью импульсов генерации. Найдены зависимости коэффициентов ослабления излучения от концентрации для малых и больших оптических плотностей слоя раствора. Оценены коэффициенты поглощения и рассеяния в среде. На основе модификации двухпотоковой модели Кубелки – Мунка предложено выражение, описывающее зависимость пропускания слоя раствора от параметров среды для приемников излучения с ограниченной угловой апертурой. Сопоставление расчета и эксперимента обнаружило анизотропию рассеяния вперед лазерного излучения малой длительности в водно-молочном растворе.

Ключевые слова: лазерное излучение, ослабление и рассеяние вперед света, сильнорассеивающая среда.

Взаимодействие света со средой, рассеивающей оптическое излучение, принято описывать с помощью нескольких макроскопических параметров: коэффициента рассеяния, коэффициента поглощения и фактора анизотропии среды. Эти характеристики, определяющие глубину проникновения света внутрь рассеивающей среды, могут быть измерены различными методами [1–3] и знание их имеет существенное значение, например при получении оптических изображений объектов в условиях сильного рассеяния излучения.

Теория

Рассмотрим прохождение тонкого пучка лазерного излучения через рассеивающую среду. Прошедшее излучение состоит из баллистических фотонов, т. е. фотонов, не испытавших ни поглощения, ни рассеяния, и рассеянных фотонов, испытавших хотя бы один акт рассеяния. Для баллистических фотонов справедлив закон Бугера – Ламберта – Бера

$$I(h) = I_0 \exp(-rh) = I_0 10^{-D}, \quad (1)$$

где I_0 – начальная интенсивность лазерного излучения; $I(h)$ – интенсивность излучения на глубине h ; D – оптическая плотность среды; r – коэффициент ослабления (экстинкции) излучения, связанный с коэффициентами поглощения μ_a и рассеяния μ_s формулой

$$r = r_1 = \mu_a + \mu_s. \quad (2)$$

Общую интенсивность прошедшего излучения, включающего как баллистические, так и рассеянные фотоны, можно аналитически выразить только в рамках частных математических моделей [4–6]. Например, для полубес-

конечной рассеивающей среды в рамках двухпотоковой модели Кубелки – Мунка при сохранении экспоненциального закона ослабления (1) коэффициент экстинкции связан с коэффициентами поглощения и рассеяния более сложным образом:

$$r = r_2 = \sqrt{\mu_a(\mu_a + 2\mu_s)}. \quad (3)$$

В случае малопоглощающих сред ($\mu_a \ll \mu_s$), примером которых могут служить модельные рассеивающие водно-молочные растворы [7], оказывается, что $r_1 \gg r_2$. Эксперименты также подтверждают данный вывод [3]. В этом случае можно считать, что

$$\mu_s \approx r_1, \quad (4)$$

$$\mu_a \approx \frac{r_2^2}{2r_1}. \quad (5)$$

Таким образом, в малопоглощающей рассеивающей среде следует ожидать заметного изменения характера ослабления излучения при изменении оптической плотности D . Нахождение области переходных значений D_p , где при $D > D_p$ в прошедшем свете начинают преобладать рассеянные фотоны, может играть важную роль в выборе методики исследования прохождения оптического излучения через сильнорассеивающие среды. В области малых $D < D_p$, где прошедшее излучение в основном определяется баллистическими фотонами, вполне допустимо восстановление изображений обычными методами оптической томографии [8], а при $D > D_p$ требуется уточнение и, возможно, изменение методики восстановления изображений.

Представляет также интерес установление связи характера ослабления излучения с длительностью импульсов зондирующего лазера, поскольку основная часть известных теоретических выводов относится к непрерывному излучению. Кроме того, необходимо выяснить возможность существования анизотропии исследуемых сред по результатам измерений макроскопических параметров среды.

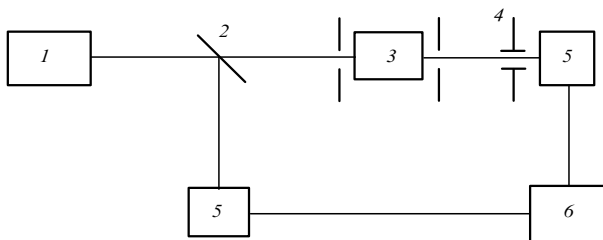


Рис.1. Схема измерений пропускания рассеивающей среды.

С целью исследования указанных явлений в настоящей работе измерялись зависимости оптической плотности D от толщины слоя h модельного рассеивающего раствора при различных его концентрациях C . В экспериментах использовалось зондирующее импульсное лазерное излучение достаточно малой длительности во избежание возможного фотохимического и теплового воздействия света на параметры исследуемой среды. Измерения проводились в ближней ИК области длин волн, т. к. эта часть спектра наиболее перспективна для исследования действия оптического излучения на сильно рассеивающие биологические ткани из-за меньшего ослабления излучения внутри тканей.

Эксперимент

Схема опытов представлена на рис.1. В качестве источников оптического излучения I использовались:

- одноимодовый лазер на неодимовом стекле в режиме модуляции добротности с длиной волны генерации 1.06 мкм, числом импульсов 1, энергией и длительностью моноимпульса 50 мДж и 20 нс, нестабильностью энергии моноимпульса 5 %, диаметром выходного пучка 3 мм;
- лазер на ИАГ:Nd-кристалле с гибридной синхронизацией продольных мод и пассивной внутррезонаторной обратной связью (1.06 мкм, 40, 1 мкДж, 10 пс, 10 %, 3 мм);
- лазер на кристалле $Al_2O_3:Ti$ с регенеративным усилителем энергии излучения (0.78 мкм, 1, 0.5 мДж, 120 фс, 5 %, 6 мм).

Модельная рассеивающая среда представляла собой раствор сухого молока в воде, помещенный в стеклянные прямоугольные кюветы 3 различной толщины, расположенные между виньетированными диафрагмами. Роль входной диафрагмы сводилась к устранению попадания лазерного пучка на боковые стенки кюветы, а выходной — к снижению влияния бликов. Приемниками излучения, прошедшего через модельную среду и частично отраженного стеклянной пластинкой 2 для получения опорного сигнала, служили две головки 5 измерителя энергии Rj-7620 6. Перед входом приемника прошедшего света располагалась диафрагма 4, от угловой апертуры которой зависела доля измеряемого рассеянного вперед излучения. Временные характеристики прошедшего света могли определяться при помощи ЭОК Имакон-500 с линейной разверткой, предельное временное разрешение которой равнялось 1.5 пс [9].

Оптическая плотность D для раствора определенной концентрации C измерялась при фиксированной толщине слоя жидкости h путем усреднения данных 10 измерений для нано- и пикосекундного лазеров. В случае фемтосекундного лазера усреднялись данные пяти измерений, каждое из которых соответствовало автоматическому усреднению по 100 импульсам излучения. Относи-

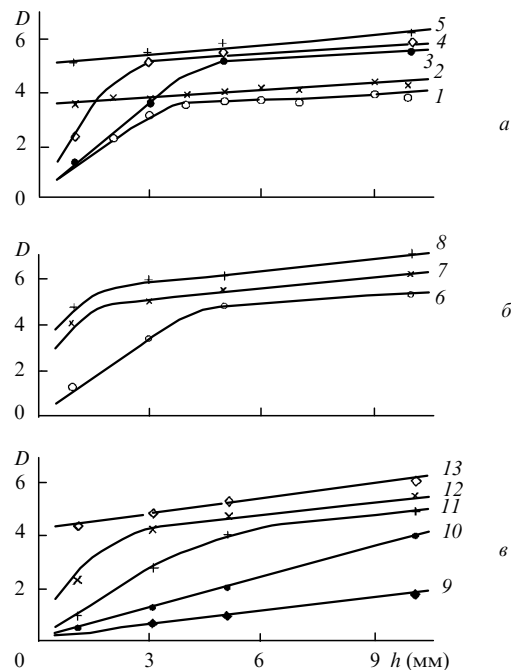


Рис.2. Зависимости оптической плотности D от толщины слоя раствора h , рассеивающего излучение нано- (а), пико- (б) и фемтосекундного (в) лазеров при $C = 1.25$ (9), 2.5 (10), 5 (11), 10 (12), 16 (1, 3, 6), 32 (4), 64 (7), 80 (13) и 128 г/л (2, 5, 8), $A = 0.023$ (3–5), 0.15 (6–8), 0.31 (1, 2) и 0.38 мср (9–13).

тельная погрешность в первом случае не превышала 10 %, а во втором — 2 %. Для пикосекундных импульсов из-за уменьшения точности измерений при больших h и C данные корректировались с учетом соответствующих временных зависимостей прошедшего излучения. Наличие опорного сигнала позволяло учесть возможное изменение энергии падающего света от опыта к опыту.

Экспериментальные зависимости $D(h)$, представленные на рис.2, получены при различных C , причем h варьировалось от 1 до 10 мм, а C — от 1.25 до 128 г/л. Варьировалась также угловая апертура A приемника прошедшего излучения, определяемая диаметром d диафрагмы 4 и расстоянием L между приемником и задней стенкой кюветы. Результаты измерений для наносекундных импульсов получены при $d = 3$ и 11 мм, $L = 55$ см. В случае пикосекундных импульсов $d = 11$ мм, $L = 80$ см, для фемтосекундных — $d = 11$ мм, $L = 50$ см. Соответственно для наносекундных импульсов $A \approx 2.3 \cdot 10^{-5}$ ср ($d = 3$ мм) и $\sim 3.1 \cdot 10^{-4}$ ср ($d = 11$ мм), для пикосекундных импульсов $A \approx 1.5 \cdot 10^{-4}$ ср ($d = 11$ мм) и для фемтосекундных импульсов $A \approx 3.8 \cdot 10^{-4}$ ср ($d = 11$ мм).

Обсуждение результатов

Анализ измеренных зависимостей оптической плотности рассеивающего раствора D от толщины слоя h , представленных на рис.2, показывает качественное согласие с теоретическими предсказаниями, приведенными выше. При малых D зависимости $D(h)$ линейны, наклон прямых к оси h позволяет экспериментально найти коэффициент ослабления r_1 в области действия баллистических фотонов. При больших D зависимости $D(h)$ также линейны и наклон прямых к оси h (менее крутой, чем в предыдущем случае) дает возможность найти коэффициент r_2 в области совместного действия рассеянных и баллистических фотонов.

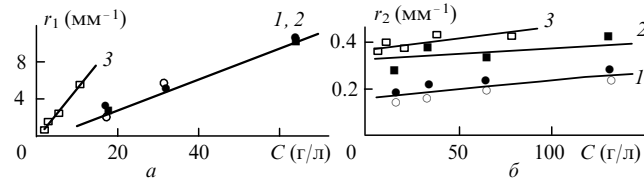


Рис.3. Зависимости показателей ослабления r_1 (а) и r_2 (б) от концентрации раствора C для нано- (1), пико- (2) и фемтосекундного (3) лазеров при $A = 0.023$ (●), 0.15 (■), 0.31 (○) и 0.38 мср (□).

Зона характерного излома в ходе кривых $D(h)$ позволяет оценить переходные значения D_p , зависящие от угловой апертуры приемника A . Эти значения меняются от 4–5 при $A = 2.3 \cdot 10^{-5}$ ср до 3–4 при $A = 3.1 \cdot 10^{-4}$ и $3.8 \cdot 10^{-4}$ ср, что объясняется влиянием увеличения A на повышение вклада фотонов, рассеянных вперед под большими углами к направлению лазерного излучения, по отношению к баллистическим фотонам.

Выделяя точки, лежащие до области переходных значений и после нее, и проводя через выделенные точки прямые линии, можно определить экспериментальные коэффициенты r_1 и r_2 , а также отрезки b , отсекаемые на оси D прямыми, соответствующими большим D . При обработке результатов измерений использовался метод наименьших квадратов.

Найденные по данным рис.2 зависимости коэффициентов ослабления r_1 и r_2 от концентрации модельного раствора C представлены на рис.3. Доверительные интервалы соответствовали вероятности 0.9 и находились для параметра r_1 в диапазоне $0.3–0.4$ мм⁻¹ для наносекундных и пикосекундных импульсов и в диапазоне $0.06–0.3$ мм⁻¹ для фемтосекундных импульсов. Для параметра r_2 доверительные интервалы находились в диапазоне $0.04–0.08$ мм⁻¹ для всех длительностей импульсов. Коэффициенты корреляции для построенных прямых, как правило, были выше 0.95 и во многих случаях выше 0.99.

Как видно из рис.3, зависимости коэффициентов r_1 и r_2 от C близки к линейным, причем r_1 не зависит от угловой апертуры приемника излучения A и длительности лазерных импульсов τ , а r_2 растет с уменьшением τ и не зависит от A (для наносекундных импульсов). При уменьшении длины волны падающего излучения (в случае перехода к фемтосекундным импульсам) коэффициенты ослабления заметно увеличиваются в соответствии с данными работы [2].

Табл.1.

Диапазон τ	C (г/л)	A (10^{-5} ср)	b
Наносекундный	32	2.3	4.9 ± 0.2
	64	2.3	5.0 ± 0.3
	128	2.3	5.0 ± 0.3
	16	31	3.3 ± 0.2
	32	31	3.4 ± 0.2
	64	31	3.3 ± 0.2
	128	31	3.5 ± 0.1
Пикосекундный	32	15	4.4 ± 0.2
	64	15	4.7 ± 0.2
	128	15	5.3 ± 0.2
Фемтосекундный	10	38	3.8 ± 0.1
	20	38	4.1 ± 0.2
	40	38	4.2 ± 0.3
	80	38	4.3 ± 0.3

Расчетные отрезки b приведены в табл.1. Доверительные интервалы для b , как и ранее, соответствовали вероятности 0.9. Так же, как и для D_p , наблюдается уменьшение b при увеличении A , если длина волны излучения ($\lambda = 1.06$ мкм) не меняется, что справедливо для наносекундных и пикосекундных импульсов. Увеличение b для фемтосекундных импульсов ($\lambda = 0.78$ мкм) при одном и том же $d = 11$ мм и почти таком же A , как и для наносекундных импульсов, связано с изменением длины волны зондирующего излучения.

Измеренные с помощью пикосекундного лазера по методике [9] временные зависимости прошедшего излучения хорошо согласуются со сделанными выше выводами о существенной роли баллистических фотонов при $D < D_p$ и рассеянных фотонов при $D > D_p$. В первой из этих областей форма импульсов прошедшего света практически повторяет форму импульсов падающего излучения лазеров, во второй области импульс рассеянного света сильно затянут из-за многократного рассеяния и, следовательно, увеличения оптического пути фотонов в среде. Данные рис.3 позволяют с учетом формул (2), (3) оценить коэффициенты рассеяния $\mu_s \approx r_1$ и поглощения $\mu_a \approx r_2^2/2r_1$. Найденные значения $\mu_a = 0.01–0.02$ мм⁻¹ и $\mu_s = 0.2–10$ мм⁻¹ (рис.3, а) близки к данным, приведенным в [7].

Количественное описание полученных результатов требует уточнения известных из литературы [1, 2, 10] соотношений, определяющих ослабление излучения в рассеивающей среде, т. к. эти соотношения не позволяют одновременно описать области действия баллистических и рассеянных фотонов. Учитывая ограниченность толщины слоя рассеивающей среды h и угловой апертуры A , можно использовать следующее выражение для определения пропускания $T(h) = I(h)/I_0$ слоя сильнорассеивающей среды с учетом результатов применения двухпоточковой модели Кубелки–Мунка к рассеивающей среде конечной толщины [10]:

$$T(h) = (1 - \beta) \exp(-r_1 h) + \frac{\beta r_2}{r_2 \cosh(r_2 h) + r_1 \sinh(r_2 h)}. \quad (6)$$

Коэффициент β в (6) учитывает ограниченность угловой апертуры приемника излучения и для случая изотропного рассеяния излучения приближенно может быть взят равным $A/4\pi$.

В области $D < D_p$ в выражении (6) основную роль играет первый член, так что оно оказывается эквивалентным (1). При $D > D_p$ первое слагаемое в (6) становится чрезвычайно малым и можно положить

$$D \approx 0.43 \left[r_2 h + \ln \left(\frac{r_2 + r_1}{\beta r_2} \right) \right]. \quad (7)$$

Это выражение позволяет найти коэффициент β по определенному выше параметру b (табл.1). Полученные для различных условий эксперимента β приведены в табл.2 с указанием доверительных интервалов, отвечающих вероятности 0.9.

Как следует из табл.2, коэффициент β гораздо выше соответствующих значений $A/4\pi$, причем этот эффект становится заметнее для более длинных (наносекундных) импульсов и при увеличении угловой апертуры приемника излучения A . Таким образом, в условиях опыта наблюдается достаточно резкая анизотропия излучения малой длительности, рассеянного вперед в водно-молоч-

Табл.2.

Диапазон τ	C (г/л)	$A/4\pi$ (10^{-6})	β (10^{-4})	$4\pi\beta/A$
Наносекундный	16	2	3 ± 1	150 ± 50
	32	2	4 ± 2	200 ± 100
	64	2	5 ± 2	250 ± 100
	16	25	90 ± 50	360 ± 200
	32	25	150 ± 50	600 ± 200
Пикосекундный	16	12	7 ± 2	60 ± 20
	32	12	6 ± 2	50 ± 20
	64	12	6 ± 2	50 ± 20
Фемтосекундный	5	30	28 ± 8	90 ± 30
	10	30	23 ± 5	80 ± 20

ном растворе, что расходится с данными [7], где рассеяние предполагалось изотропным.

Из выражения (7) определим введенное ранее b :

$$b \approx 0.43 \ln \left(\frac{r_2 + r_1}{\beta r_2} \right). \quad (8)$$

Из (8) и табл.1 можно сделать вывод об уменьшении отношения $r_1/\beta r_2$ с ростом длины волны зондирующего излучения, что коррелирует с данными рис.3 и табл.2.

Выводы

Полученные данные показывают возможность модификации двухпоточковой модели Кубелки – Мунка с целью описания зависимости пропускания слоя сильно-рассеивающей среды от ее параметров для приемников излучения с ограниченной угловой апертурой. Исследованы границы переходной области между областями действия баллистических и рассеянных фотонов в такой среде. Найдены коэффициенты поглощения и рассеяния в модельном водно-молочном растворе по данным энер-

гетических измерений с лазерами малой (от нано- до фемтосекундной) длительности. Обнаружена анизотропия рассеяния вперед лазерного излучения малой длительности в исследованном растворе.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (код проекта 96-02-18900).

1. Groenhuis R.A.J., Ferwerda H.A., Ten Bosch J.J. *Appl. Optics*, **22**, 2456 (1983).
2. Tuchin V.V. *Laser Phys.*, **3**, 767 (1993).
3. Hee M.R., Izatt J.A., Jacobson J.M., Fujimoto J.G. Swanson E.A. *Optics Letts*, **18**, 950 (1993).
4. Wan S., Parrish J.A., Anderson R.R., Madden M. *Photochem. Photobiol.*, **34**, 690 (1981).
5. Yoo K.M., Arya K., Tang G.C., Birman J.L., Alfano R. *Phys.Rev., A*, **39**, 3728 (1989).
6. Jacques S.L. *Appl. Optics*, **32**, 2447 (1993).
7. Eddowes M.H., Mills T.N., Delpy D.T. *Proc. SPIE*, **2326**, 117 (1994).
8. Левин Г.Г., Вишняков Г.Н. *Оптическая томография* (М., Радио и связь, 1989).
9. Терещенко С.А., Подгаецкий В.М., Воробьев Н.С., Смирнов А.В. *Квантовая электроника*, **23**, 265 (1996).
10. Исимару А. *Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородной среде* (М., Мир, 1981, т. 1).

N.S.Vorob'ev, V.M.Podgaetskii, A.V.Smirnov, S.A.Tereshchenko. **Attenuation and forward scattering of short-duration laser radiation in a strongly scattering medium.**

An experimental investigation was made of the dependence of the optical density of a layer of a strongly scattering medium on its thickness in the case of a model aqueous milk solution. The radiation sources were IR lasers generating pulses of various (from nanosecond to femtosecond) durations. The dependences of the attenuation coefficients of such pulses on the solution concentration were determined for low and high optical densities of the solution layer. Estimates were obtained of the absorption and scattering coefficients of the medium. A modification of the two-flux Kubelka – Munk model was used to derive an expression describing the dependence of the transmission of a solution layer on its parameters when radiation detectors with a finite angular aperture are used. A comparison of the calculations and experiments revealed a forward scattering anisotropy of short-duration laser radiation in an aqueous milk solution.