

Нелинейное рассеяние света в суспензии углеродных нанотрубок

Г.М.Михеев, Т.Н.Могилева, А.В.Окотруб, Д.Л.Булатов, В.В.Ванюков

Экспериментально исследованы особенности нелинейного рассеяния света при оптическом ограничении мощности (ООМ) лазерного излучения на длине волны 1064 нм в водной суспензии очищенных углеродных нанотрубок. Эксперименты проводились по оптической схеме z-сканирования, позволяющей одновременно регистрировать энергию и форму проходящего и рассеянного под прямым углом импульсного излучения. Показано, что уменьшение проходящей через суспензию энергии лазерного импульса при увеличении плотности мощности излучения происходит преимущественно за счет соответствующего возрастания энергии импульса рассеянного излучения. Установлено, что форма, длительность, а также временное положение проходящего и рассеянного под прямым углом импульсов света сложным образом зависят от плотности мощности падающего излучения. Полученные результаты объясняются термоиндуцированными нелинейными и рэлеевскими рассеяниями, проявляющимися соответственно при больших и малых плотностях мощности падающего излучения.

Ключевые слова: оптическое ограничение мощности, нелинейное рассеяние, форма импульсов, z-сканирование, лазерное излучение, суспензии углеродных нанотрубок.

1. Введение

Исследование оптического ограничения мощности (ООМ) в наноматериалах представляет интерес с точки зрения создания эффективных ограничителей мощности лазерного излучения для защиты светочувствительных объектов от воздействия мощных световых потоков [1–4]. Суспензии нанотрубок привлекают внимание исследователей тем, что они могут использоваться в качестве таких ограничителей в широком диапазоне длин волн [5, 6]. К настоящему времени опубликовано достаточно большое количество работ по исследованию ООМ в различных материалах и суспензиях нанотрубок (см., напр., [7–13]). Обычно в экспериментах по ООМ используется так называемая техника z-сканирования, при которой исследуется зависимость коэффициента пропускания объекта, например кюветы с исследуемой суспензией, от его положения относительно перетяжки сфокусированного лазерного пучка [14] (см. также [3, 12, 15]). При этом коэффициент пропускания кюветы может зависеть от нелинейного поглощения, нелинейной рефракции и нелинейного рассеяния. Зондирование маломощным излучением дополнительного лазера области взаимодействия показало, что механизмом, ответственным за ООМ в суспензиях углеродных нанотрубок (УНТ), является нелинейное рассеяние на пузырьках пара, возникающих при передаче энергии, поглощенной

углеродным материалом, жидкости, а также при сублимации наночастиц углерода [2]. Однако, несмотря на достаточно большое количество работ по ООМ, в литературе не описаны эксперименты, посвященные установлению прямой корреляции между уменьшением коэффициента пропускания и возрастанием интенсивности рассеянного излучения в процессе z-сканирования. Известны также эксперименты по исследованию амплитудных и временных характеристик импульсного излучения, возникающего в процессе нелинейного рассеяния при ООМ. Таким образом, целью настоящей работы является исследование характеристик световых импульсов, возникающих в результате нелинейного рассеяния лазерного излучения при ООМ в водной суспензии УНТ, взятой в качестве примера.

2. Получение и характеристики исследуемых суспензий

В данной работе ООМ исследовалось в водной суспензии многостенных УНТ, синтезированных методом электродугового испарения графита [16, 17]. Для придания нанотрубкам способности образовывать устойчивые суспензии в воде и для очистки нанотрубок от наночастиц стеклоуглерода образец был подвергнут химической обработке по методике, описанной в [18]. В результате окисления многослойных УНТ в растворе перманганата калия в серной кислоте на поверхности наночастиц сформировались кислородсодержащие группы, обеспечивающие образование коллоидного раствора УНТ в воде [19]. Полученные водные суспензии УНТ стабильны в течение весьма продолжительного времени (более 1 года). Исследование строения наночастиц суспензии на растровом электронном микроскопе JEOL JSM-6700F подтверждает отсутствие в образце аморфного углерода и частиц стеклоуглерода. В то же время в образце практически не

Г.М.Михеев, Т.Н.Могилева, Д.Л.Булатов, В.В.Ванюков. Институт прикладной механики Уральского отделения РАН, Россия, 426067 Ижевск, ул. Т.Барамзиной, 34; e-mail: mikheev@udman.ru
А.В.Окотруб. Институт неорганической химии им. А.В.Николаева СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 3

Поступила в редакцию 4 июня 2009 г., после доработки – 10 ноября 2009 г.

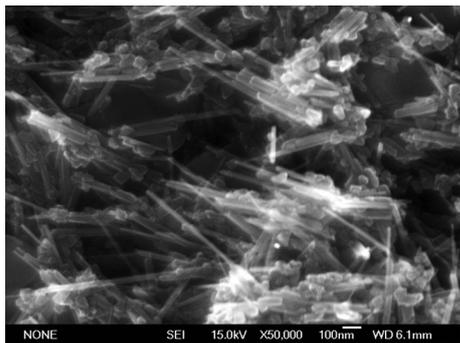


Рис.1. Микрография наночастиц исследуемой суспензии, полученная с помощью растрового электронного микроскопа.

остаются длинных УНТ. Большинство частиц имеет диаметр 15–20 нм и длину менее 1 мкм (рис.1).

3. Техника эксперимента

Эксперименты проводились на автоматизированной лазерной установке ($\lambda = 1064$ нм, частота следования импульсов 1 Гц, длительность импульсов $\tau = 17 \pm 1$ нс [20]). Исходный коэффициент оптического пропускания T_0 исследуемой суспензии, находящейся в стеклянной кювете толщиной 1 мм, составлял 45% на длине волны 1064 нм. Для исследования ООМ использовался метод z -сканирования, схема которого представлена на рис.2. Она принципиально отличается от известных схем тем, что в ней светочувствительный регистрирующий первый датчик, находящийся в положении 1, и кювета с исследуемой суспензией 2 размещаются непосредственно на координатном столике 3 так, что в ходе z -сканирования приемная часть поверхности первого датчика постоянно направлена на боковую сторону кюветы. Это позволяло исследовать энергетические, амплитудные и временные характеристики рассеянного под прямым углом лазерного излучения в ходе перемещения кюветы вдоль оптической оси z , за начало которой была принята перетяжка сфокусированного лазерного пучка. Фокусное расстояние собирающей линзы составляло 100 мм, а диаметр перетяжки сфокусированного пучка $2r_0$ был равен 100 мкм. Для регистрации падающего и проходящего через исследуемую суспензию лазерных импульсов использовались второй и

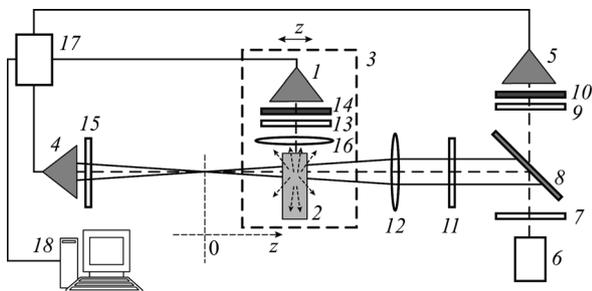


Рис.2. Схема эксперимента с использованием модернизированного метода z -сканирования:

1, 4, 5 – места расположения датчиков света; 2 – кювета с исследуемой суспензией; 3 – координатный столик; 6 – источник лазерного излучения; 7, 13 – оптические фильтры типа ИКС; 8 – делительное зеркало; 9, 11, 15 – нейтральные фильтры; 10, 14 – матовые стекла; 12 – фокусирующая линза; 16 – коллимирующая линза; 17 – многоканальная система регистрации энергии лазерных импульсов; 18 – персональный компьютер.

третий датчики, которые размещались на оптической оси в положениях 4 и 5.

При измерении энергетических характеристик падающего, проходящего и рассеянного импульсного излучения в качестве датчиков использовались фотодиоды ФД-24, входящие в автоматизированную многоканальную систему регистрации энергии лазерных импульсов [20]. Измерение энергии лазерных импульсов на входе (ϵ_{in}) и на выходе (ϵ_{out}) измерительной ветви, состоящей из собирающей линзы и оптической кюветы, позволяло рассчитать коэффициент пропускания кюветы $T = (\epsilon_{out}/\epsilon_{in})100\%$ с исследуемой суспензией при различных положениях z кюветы относительно перетяжки пучка ($z = 0$) собирающей линзы. Синхронное измерение энергии ϵ_s лазерных импульсов (в относительных единицах), рассеянных под прямым углом, позволяло судить о вкладе нелинейного рассеяния в уменьшение T при увеличении плотности мощности излучения за счет уменьшения $|z|$.

При измерении амплитудных и временных характеристик падающего, проходящего и рассеянного импульсного излучения в качестве первого и второго (или третьего) датчиков использовались торцы двух световодов разной длины с диаметрами сердцевин 200 мкм, вторые концы которых подводились на вход быстродействующего фотоприемника SIR5-FC (THORLABS) с временем нарастания менее 70 пс. Регистрация фотоэлектрических импульсов осуществлялась с помощью цифрового осциллографа Tektronix 7704В с полосой пропускания 7 ГГц и входным сопротивлением 50 Ом. Таким образом, после каждого лазерного импульса на экране осциллографа последовательно появлялись два электрических импульса, второй из которых возникал с заранее заданной задержкой. Это позволяло исследовать временные параметры импульсов падающего, рассеянного под прямым углом и проходящего излучения. Необходимо добавить, что специально выбранные световоды не искажали формы исследуемых импульсов в наносекундном интервале длительностей, в чем можно было убедиться экспериментально. Применение цифрового осциллографа позволяло регистрировать как одиночные импульсы, так и усредненные по заданному числу лазерных вспышек. В режиме усреднения по десяти и более лазерным импульсам благодаря стабильной системе запуска осциллографа лавинным фотодиодом, регистрирующим «утечку» света из резонатора лазера, формы импульсов можно было исследовать с применением лишь одного датчика, последовательно располагаемого в положениях 1, 4 и 5 (рис.2) и представляющего собой короткий (0.6 м) световод.

4. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис.3 представлены экспериментально полученные зависимости коэффициента пропускания T и энергии ϵ_s от координаты z при сканировании исследуемой суспензии вдоль оптической оси при фиксированном значении $\epsilon_{in} = 0.3$ мДж. Видно, что с приближением z к нулю, т. е. при увеличении плотности мощности излучения, коэффициент пропускания T исследуемой суспензии существенно уменьшается (рис.3,а), а энергия импульсного излучения ϵ_s , рассеянного под прямым углом, соответственно возрастает, т. е. чем больше ϵ_s , тем меньше коэффициент пропускания T . Необходимо отметить, что вдали от перетяжки энергия лазерного излучения, рассеянного

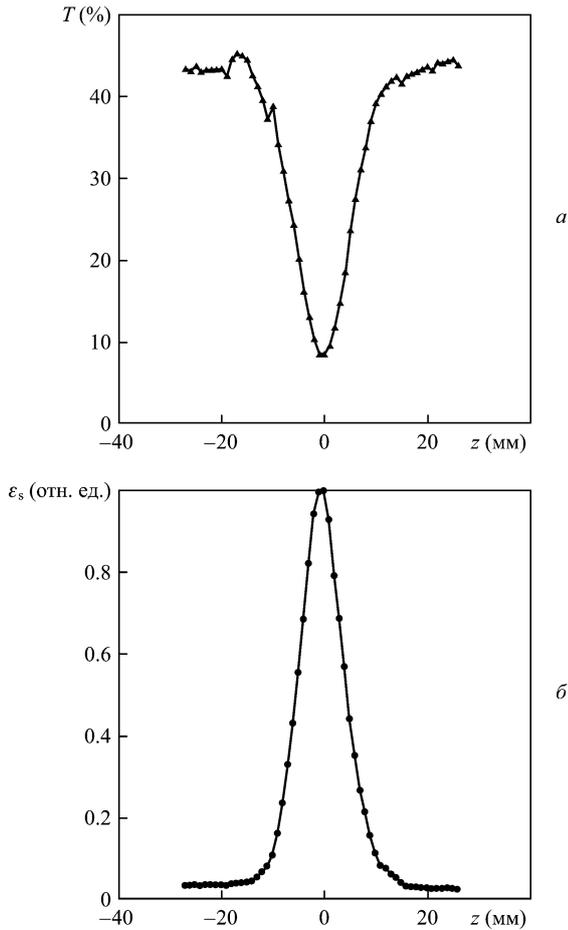


Рис.3. Зависимости коэффициента пропускания T на выходе кюветы с исследуемой суспензией (а) и энергии ϵ_s лазерных импульсов, рассеянных под прямым углом (б), от координаты z , полученные при $\epsilon_{in} = 0.3$ мДж.

под прямым углом, не обращается в нуль и остается на примерно постоянном уровне. Очевидно, что это объясняется рэлеевским рассеянием на наночастицах суспензии, зависящим от их концентрации.

Представляет интерес проанализировать экспериментальные результаты, представленные на рис.3. Для этого запишем энергетический баланс для лазерных импульсов на входе и выходе кюветы в отсутствие ООМ:

$$\epsilon_{in} = \epsilon_{out} + \epsilon_{ab} + \epsilon_r + \epsilon_{Rs}, \tag{1}$$

где ϵ_{ab} , ϵ_r , ϵ_{Rs} – энергии лазерного импульса: поглощенная суспензией, отраженная от стенок кюветы и рассеянная во все стороны за счет рэлеевского рассеяния на частицах суспензии соответственно. Тогда исходный коэффициент пропускания T_0 кюветы с исследуемой суспензией определяется следующим образом:

$$T_0 = \frac{\epsilon_{in} - \epsilon_{ab} - \epsilon_r - \epsilon_{Rs}}{\epsilon_{in}}. \tag{2}$$

Если предположить, что ООМ обусловлено только нелинейным рассеянием, то измеряемый коэффициент пропускания T при z -сканировании можно записать в следующем виде:

$$T = T_0 - \frac{\epsilon_s^{4\pi}}{\epsilon_{in}}, \tag{3}$$

где $\epsilon_s^{4\pi}$ – энергия импульса излучения, рассеянного в телесный угол 4π в режиме ООМ, зависящая от плотности мощности (или от z). Очевидно, что измеряемая в эксперименте (в относительных единицах) энергия импульсного излучения ϵ_s , рассеянного под прямым углом, прямо пропорциональна $\epsilon_s^{4\pi}$. Следовательно, последнее выражение можно переписать как

$$T = T_0 - k\epsilon_s, \tag{4}$$

где k – коэффициент пропорциональности.

На рис.4 изображены экспериментальные точки $T(\epsilon_s)$, полученные в соответствии с представленными на рис.3 зависимостями $T(z)$ и $\epsilon_s(z)$. Для этого предварительно из всех значений ϵ_s зависимости $\epsilon_s(z)$ был вычтен небольшой пьедестал, обусловленный рэлеевским рассеянием. Кривые 1 и 2 представляют собой аппроксимации экспериментальных точек линейной и квадратичной зависимостями соответственно. Хорошо видно, что аппроксимация экспериментальных точек линейной зависимостью не является удовлетворительной, тогда как квадратичная зависимость 2 хорошо описывает экспериментальные данные. Следовательно, формула (4), на качественном уровне согласующаяся с представленными на рис.4 экспериментальными данными, не является точной. Это в свою очередь говорит о том, что ООМ происходит за счет не только нелинейного рассеяния, но и нелинейного поглощения энергии лазерного излучения, не учтенного в формуле (3). Можно оценить вклад нелинейного поглощения в ООМ, если приведенные на рис.3 зависимости T и ϵ_s от координаты z перестроить в виде зависимостей T и ϵ_s от плотности мощности падающего излучения $I = \epsilon_{in}/(\tau S)$, где $S = \pi r^2$ – сечение лазерного пучка, r – радиус гауссова пучка, определяемый с помощью известного выражения [21]

$$r(z) = r_0 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi r_0^2} \right)^2 \right]^{1/2}, \tag{5}$$

r_0 – радиус перетяжки.

В результате с учетом энергетического баланса было получено, что вклад нелинейного поглощения в ООМ составляет $\sim 10\%$, а следовательно, он не является опре-

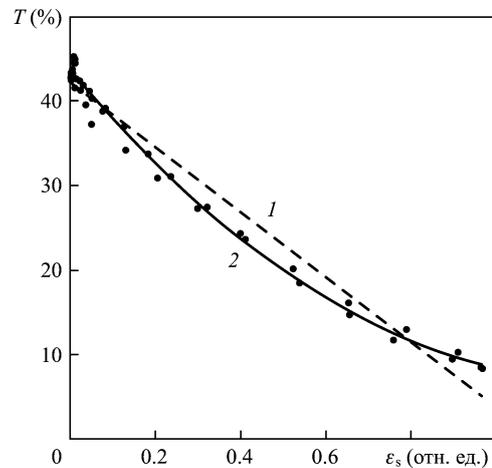


Рис.4. Зависимость коэффициента пропускания T от энергии ϵ_s излучения, рассеянного под прямым углом, построенная по представленным на рис.3 экспериментальным данным (точки); 1 – линейная и 2 – квадратичная аппроксимирующие функции.

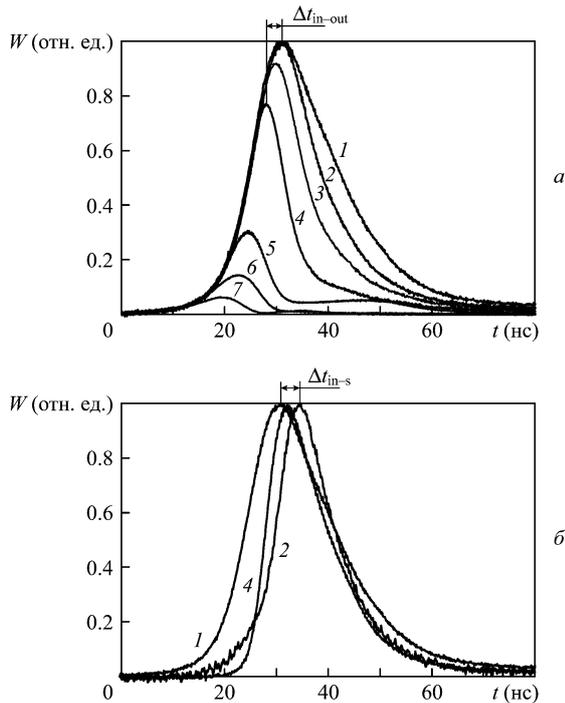


Рис.5. Формы световых импульсов при $\epsilon_{in} = 1.5$ мДж на выходе оптической кюветы с исследуемой суспензией (а) и рассеянных под прямым углом (б) при $z = 32$ (2), 24 (3), 17 (4), 7 (5), 4 мм (6) и $z = 0$ (7); 1 (а, б) – форма падающего лазерного импульса.

деляющим. Этот результат важен для дальнейшего понимания и уточнения природы ООМ в суспензиях углеродных наночастиц.

На рис.5 представлены экспериментально полученные формы импульсов для падающего (P_{in}) и прошедшего через исследуемую суспензию (P_{out}) излучения, а также для излучения, рассеянного под прямым углом (S_{90}), при различных значениях z и $\epsilon_{in} = 1.5$ мДж. Отметим, что изображенный на рис.5,а падающий импульс представляет собой лазерный импульс, прошедший через суспензию в отсутствие ООМ. Кроме того, для удобства представления временных задержек амплитуды импульсов на рис.5,б нормированы на их максимумы. Сопоставляя данные, представленные на рис.3,а и рис.5,а, можно сделать вывод, что уменьшение коэффициента пропускания T при уменьшении $|z|$ (а значит, при увеличении плотности мощности) объясняется уменьшением временной доли передней части лазерного импульса, проходящей через кювету. Чем меньше $|z|$, тем меньшая временная доля падающего импульса проходит через исследуемую суспензию. Очевидно, что оставшая (задняя) часть импульса либо рассеивается, либо поглощается суспензией. Таким образом, пик проходящего импульса по времени опережает пик падающего импульса, а временной интервал Δt_{in-out} между указанными пиками с приближением кюветы к перетяжке возрастает (рис.6). Причем уменьшение энергии ϵ_{in} приводит к уменьшению максимального значения Δt_{in-out} , достигаемого в перетяжке пучка (рис.6, кривые 1 и 2).

Особо следует отметить, что в результате z -сканирования происходит изменение длительности проходящего через суспензию лазерного импульса, измеряемого по полувысоте (рис.7, вставка, кривая 1). Минимальная длительность τ_{hw}^{out} достигается при нахождении кюветы в перетяжке пучка. Уменьшение τ_{hw}^{out} происходит за счет

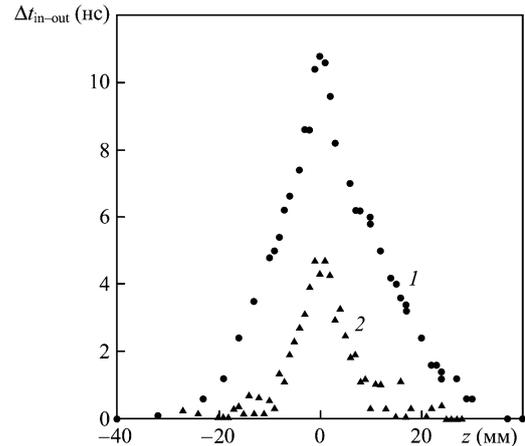


Рис.6. Зависимости временной задержки Δt_{in-out} между пиками падающего на кювету и проходящего через нее лазерных импульсов от координаты z при $\epsilon_{in} = 1.5$ (1) и 0.3 мДж (2).

«обрезания» в результате нелинейного рассеяния задней части падающего импульса (рис.7). При этом время нарастания τ_{rise}^{out} проходящего импульса, определяемое по уровням 0.1 и 0.9 от максимального значения, остается практически неизменным (рис.7, вставка, кривая 2), хотя некоторое уменьшение τ_{rise}^{out} вблизи $z = 0$ все-таки имеет место. Сравнение форм проходящих импульсов, полученных при различных ϵ_{in} (рис.5,а и рис.7) вблизи перетяжки, показывает, что при большей входной энергии накачки ($\epsilon_{in} = 1.5$ мДж) задняя часть проходящего импульса имеет некоторый пьедестал со слабо выраженным вторым пиком (рис.5, кривые 5–7), а при $\epsilon_{in} = 0.3$ мДж такой пьедестал отсутствует (рис.7, кривые 2–7). По-видимому, это связано с релаксационными процессами, возникающими в зоне взаимодействия мощного лазерного излучения с исследуемой суспензией и зависящими от плотности мощности излучения. Исследование особенностей формы проходящих импульсов при ООМ выходит за рамки данной работы.

В соответствии с экспериментальными результатами, полученными при $\epsilon_{in} = 1.5$ мДж и представленными на рис.5,б, формы импульсов, рассеянных под прямым углом, существенно отличаются от форм проходящих импуль-

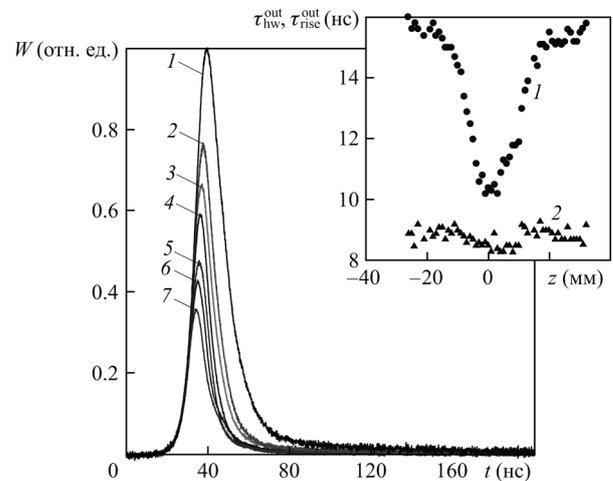


Рис.7. Формы лазерных импульсов на входе оптической кюветы с исследуемой суспензией (1) и на ее выходе при $z = 6$ (2), 5 (3), 4 (4), 2 (5), 1 мм (6) и $z = 0$ (7). На вставке – длительность τ_{hw}^{out} проходящих через суспензию лазерных импульсов (1) и время нарастания τ_{rise}^{out} (2) в зависимости от координаты z , полученные при $\epsilon_{in} = 0.3$ мДж.

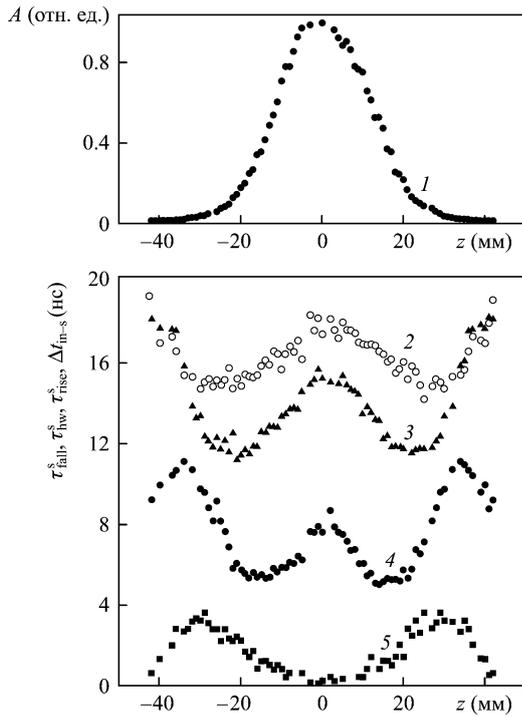


Рис.8. Зависимости амплитуды A (1), времени спада τ_{fall}^s (2), длительности τ_{hw}^s (3) и времени нарастания τ_{rise}^s (4) рассеянного под прямым углом импульсного излучения, а также их временная задержка $\Delta t_{\text{in-s}}$ (5) относительно пика падающих лазерных импульсов от координаты z .

сов. Когда кювета с исследуемой суспензией находится на некотором расстоянии от перетяжки лазерного пучка, например при $z = 32$ мм, то пик светового импульса S_{90} , имеющего длительность 13 нс, отстает по времени от пика импульса P_{in} на $\Delta t_{\text{in-s}} = 3.2$ нс (рис.5,б, кривая 2). При длительности импульса лазерного излучения по полувысоте 18 нс (рис.5,б, кривая 1) такая временная задержка является существенной. Таким образом, импульсное рассеянное излучение, возникающее при ООМ в исследуемой суспензии, в общем случае имеет меньшую длительность, а его пиковое значение отстает по времени от пика импульса падающего излучения, т. е. возникновение и нарастание импульса S_{90} происходит с некоторой временной задержкой относительно импульса P_{in} . Все это говорит в пользу механизма термоиндуцированного нелинейного рассеяния.

На рис.8 показаны зависимости амплитуды A , времен нарастания (τ_{rise}^s) и спада (τ_{fall}^s) (определяются стандартным образом от 0.1 до 0.9 максимального уровня), длительности импульса по полувысоте τ_{hw}^s излучения, рассеянного под прямым углом, а также времени задержки $\Delta t_{\text{in-s}}$ от координаты z при фиксированной падающей энергии лазерного импульса $\varepsilon_{\text{in}} = 1.5$ мДж. Видно, что при $z = 0$, т. е. когда исследуемая кювета с суспензией находится в перетяжке пучка, где плотность мощности лазерного излучения максимальна, амплитуда A достигает своего максимального значения (рис.8, зависимость 1), а вдали от перетяжки амплитуда рассеянного под прямым углом излучения резко уменьшается. Все это находится в согласии с данными многочисленных экспериментов по исследованию зависимости коэффициента пропускания суспензий нанотрубок от z при ООМ, проведенных в настоящей работе (см., напр., рис.3,а) и в ряде других (см., напр., [3, 4]). Действительно, в соответствии с этими

данными, если исследуемая суспензия обладает свойством ООМ, то коэффициент ее пропускания при z , стремящемся к нулю, резко уменьшается. Следовательно, такое резкое уменьшение коэффициента пропускания можно объяснить существенным возрастанием коэффициента преобразования мощности падающего лазерного излучения в мощность рассеянной под разными углами, в том числе и под прямым углом, компоненты, что хорошо демонстрирует экспериментальная зависимость I , представленная на рис.8.

Из рис.8 также следует, что длительность τ_{hw}^s , время нарастания τ_{rise}^s и спада τ_{fall}^s рассеянного под прямым углом излучения существенно зависят от z . При $z = 0$ все эти зависимости имеют локальный максимум. С увеличением абсолютного значения z , т. е. с уменьшением плотности мощности падающего лазерного излучения, величина τ_{hw}^s постепенно уменьшается и при $z_{\text{opt}} \sim \pm 23$ мм приобретает минимальное значение. Однако, в соответствии с зависимостью I , при $z = \pm z_{\text{opt}}$ амплитуда импульса S_{90} примерно в 10 раз меньше амплитуды того же импульса, зарегистрированной при $z = 0$. С дальнейшим увеличением $|z|$ величина τ_{hw}^s растет до длительности исходного лазерного импульса. Зависимости $\tau_{\text{rise}}^s(z)$ и $\tau_{\text{fall}}^s(z)$ также имеют сложный характер.

Не менее интересным является и характер влияния z на $\Delta t_{\text{in-s}}$ (рис.8, кривая 5). В окрестности точки $z = 0$ временная задержка $\Delta t_{\text{in-s}}$ между пиками падающего лазерного и рассеянного под прямым углом излучений отсутствует. С увеличением абсолютного значения z величина $\Delta t_{\text{in-s}}$ начинает постепенно возрастать. Согласно рис.8 увеличение $\Delta t_{\text{in-s}}$ сопровождается соответствующим уменьшением амплитуды и длительности рассеянного под прямым углом излучения. При $|z| \sim z_{\text{cr}}$ ($z_{\text{cr}} > z_{\text{opt}}$) задержка $\Delta t_{\text{in-s}}$ достигает максимума, а затем плавно уменьшается до нуля. При этом амплитуда A становится весьма малой. Очевидно, что при больших значениях $|z|$, когда плотность мощности лазерного излучения незначительна и ООМ отсутствует, форма импульса рассеянного под прямым углом излучения определяется рэлеевским рассеянием и поэтому просто совпадает с формой падающего лазерного импульса. Следовательно, при больших $|z|$ величина $\Delta t_{\text{in-s}}$ должна стремиться к нулю, а параметры τ_{rise}^s , τ_{fall}^s и τ_{hw}^s рассеянного импульса должны совпадать с соответствующими значениями падающего лазерного импульса, что и наблюдается в эксперименте.

Аналогичные измерения были сделаны и при других энергиях ε_{in} импульса лазера. Сравнение соответствующих зависимостей, полученных для разных значений ε_{in} , показало, что они носят подобный характер. Однако при меньшем значении ε_{in} все изменения зависимостей функций A , τ_{rise}^s , τ_{fall}^s , τ_{hw}^s и $\Delta t_{\text{in-s}}$ от z происходят в меньшем интервале z , что согласуется с экспериментальными результатами, представленными на рис.6, и подтверждает зависимость характеристик рассеянных импульсов от плотности мощности I падающего излучения.

Экспериментальные результаты, представленные на рис.8, с учетом выражения (5) позволяют рассчитать изменения параметров рассеянных импульсов при увеличении I (см. рис.9 и 10). Из рис.9 видно, что рост амплитуды A рассеянных импульсов при увеличении I на начальном этапе происходит по степенному закону (вставка, сплошная кривая), а на некотором отрезке при больших плотностях мощности зависимость $A(I)$ можно аппроксимировать линейной функцией. Из рис.10 в соответствии с

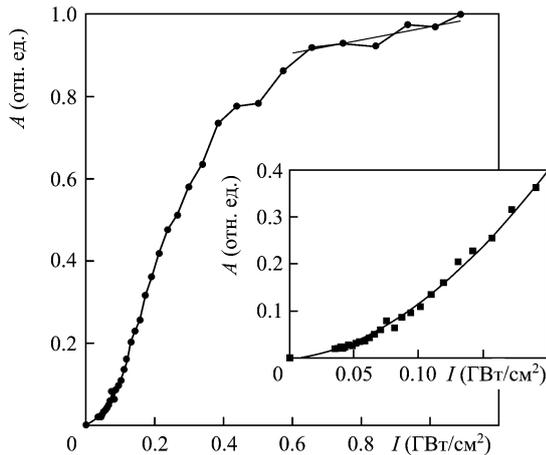


Рис.9. Зависимость амплитуды A рассеянного импульсного излучения от плотности мощности I ; прямой отрезок – линейная аппроксимация при $I > 600$ МВт/см². На вставке – аппроксимирующая функция $A = k_1 I + k_2 I^{1.8}$ при $I < 200$ МВт/см².

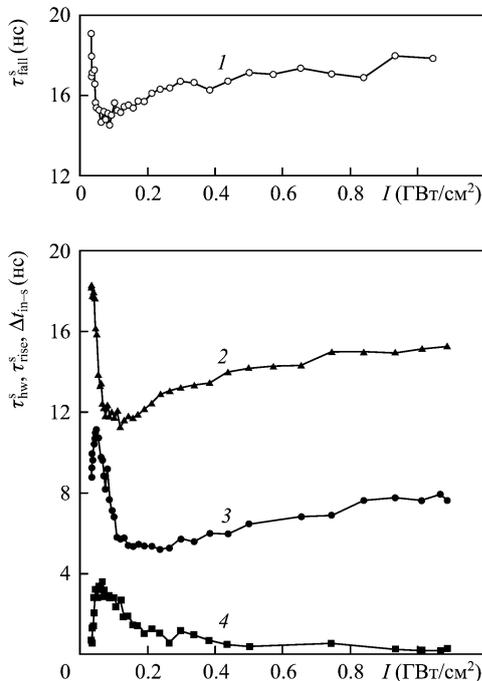


Рис.10. Зависимости времени спада $\tau_{\text{fall}}^s(I)$, длительности τ_{hw}^s (2) и времени нарастания τ_{rise}^s (3) рассеянного под прямым углом импульсного излучения, а также временной задержки $\Delta t_{\text{in-s}}$ (4) от плотности мощности I .

вышеизложенным следует, что параметры τ_{rise}^s , τ_{fall}^s , τ_{hw}^s и $\Delta t_{\text{in-s}}$ рассеянных импульсов сложным образом зависят от плотности мощности. Видно, что временная задержка $\Delta t_{\text{in-s}}$ максимальна при $I \sim 60$ МВт/см², а длительность τ_{hw}^s рассеянных импульсов при $I \sim 100$ МВт/см² минимальна и примерно в 1.5 раза меньше длительности падающих лазерных импульсов.

Все представленные здесь новые результаты, характеризующие ООМ в водной суспензии УНТ, находятся в согласии с механизмом термоиндуцированного нелинейного рассеяния [2, 8], подробное обсуждение которого выходит за рамки настоящей работы.

5. Заключение

Таким образом, в данной работе с применением модернизированного метода z-сканирования показано, что ООМ в водной суспензии УНТ происходит преимущественно за счет нелинейного рассеяния. Установлено также наличие нелинейного поглощения, но его вклад в ООМ незначителен ($\sim 10\%$). Экспериментально показано, что в общем случае пик проходящих импульсов в режиме ООМ по времени опережает пик падающих лазерных импульсов, а их длительность уменьшается за счет «обрезания» в результате нелинейного рассеяния задней части падающих импульсов. Параметры рассеянного под прямым углом импульсного излучения (амплитуда, длительность импульсов, времена нарастания и спада, а также временное положение пика) сложным образом зависят от плотности мощности падающего лазерного излучения, что обусловлено переходом рэлеевского рассеяния при малых плотностях к термоиндуцированному нелинейному рассеянию при больших ее значениях.

Работа выполнена в рамках интеграционного проекта УрО РАН и СО РАН № 102 «Исследование оптоэлектрических и нелинейно-оптических свойств углеродных наноструктур и их суспензий».

- Mansour K., Soileau M.J., Van Stryland E.W. *J. Opt. Soc. Am. B.*, **9**(7), 1100 (1992).
- Vivien L., Lançon P., Riehl D., Nache F., Anglaret E. *Carbon*, **40**, 1789 (2002).
- Ганеев Р.А., Каманина Н.В., Кулагин И.А., Ряснянский А.И., Тугушев Р.И., Усманов Т.Б. *Квантовая электроника*, **32**, 781 (2002).
- Михеева О.П., Сидоров А.И. *Письма в ЖТФ*, **30**(6), 16 (2004).
- Sun X., Yu R.Q., Xu G.Q., Hor T.S.A., Ji W. *Appl. Phys. Lett.*, **73**(25), 3632 (1998).
- Vivien L., Anglaret E., Riehl D., et al. *Opt. Commun.*, **174**, 271 (2000).
- Nashold K.M., Walter D.P. *J. Opt. Soc. Am. B.*, **12**(7), 1228 (1995).
- Mishra S.R., Rawat H.S., Mehendale S.C., et al. *Chem. Phys. Lett.*, **317**, 510 (2000).
- Koudoumas E., Kokkinaki O., Konstantaki M., Couris S., Korovin S., Detkov P., Kuznetsov V., Pimenov S., Pustovoi V. *Chem. Phys. Lett.*, **357**, 336 (2002).
- Chin K.C., Gohel A., Elim H.I., et al. *J. Mater. Res.*, **21**, 2758 (2006).
- Михеев Г.М., Булатов Д.Л., Могилева Т.Н. и др. *Письма в ЖТФ*, **33**(6), 41 (2007).
- Ганеев Р.А., Усманов Т.Б. *Квантовая электроника*, **37**, 605 (2007).
- Михеев Г.М., Кузнецов В.Л., Булатов Д.Л. и др. *Квантовая электроника*, **39**, 342 (2009).
- Shiek-Bahaе M., Said A.A., Van Stryland E.W. *Opt. Lett.*, **14**, 955 (1989).
- Чунослова С.С., Светличный В.А., Мешалкин Ю.П. *Квантовая электроника*, **35**(5), 415 (2005).
- Окотруб А.В., Шевцов Ю.В., Насонова Л.И. и др. *ПТЭ*, № 1, 193 (1995).
- Okotrub A.V., Bulusheva L.G., Romanenko A.I., et al. *Appl. Phys. A*, **21**, 481 (2001).
- Окотруб А.В., Юданов Н.Ф., Алексашин В.М. и др. *Высокомолекулярные соединения. Сер. А*, **49**, 1049 (2007).
- Bahr J.L., Tour J.M. *J. Mater. Chem.*, **12**, 1952 (2002).
- Михеев Г.М., Могилева Т.Н., Попов А.Ю., Калужный Д.Г. *ПТЭ*, № 2, 101 (2003).
- Рыкалин Н.Н., Углов А.А., Зуев И.В., Кокора А.Н. *Лазерная и электронно-лучевая обработка материалов. Справочник* (М.: Машиностроение, 1985).