

УДК 621.373: 535

НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ ОГРАНИЧИТЕЛИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА СУСПЕНЗИЯХ УГЛЕРОДНЫХ И ФУЛЛЕРОИДНЫХ НАНОЧАСТИЦ

© 2004 г. И. М. Белоусова*, доктор физ.-мат. наук; В. П. Белоусов*, доктор хим. наук;
О. Б. Данилов*, доктор физ.-мат. наук; Н. Г. Миронова*, Т. Д. Муравьева*, канд. хим. наук;
А. Н. Пономарев**, канд. техн. наук; В. В. Рыльков*, канд. физ.-мат. наук; А. Г. Скобелев*,
М. С. Юрьев*, канд. физ.-мат. наук

* НИИ лазерной физики, Санкт-Петербург

** ЗАО "Астрин", Санкт-Петербург

Экспериментально и теоретически исследуются механизмы нелинейного оптического ограничения в суспензиях углеродных и фуллероидных наночастиц. Исследование проводится в широком спектральном диапазоне 300–1064 нм. По ряду параметров (эффективность ограничения, возможность многократного использования) более перспективными показали себя суспензии фуллероидных наночастиц – астраленов.

Коды OCIS: 190.4400.

Поступила в редакцию 24.06.2003.

Введение

Бурное развитие лазерной техники поставило задачу защиты регистрирующей аппаратуры и органов зрения от случайного попадания мощного лазерного излучения. Для решения этой задачи необходимо создание нелинейных оптических ограничителей – защитных устройств, пропускание которых быстро уменьшается с увеличением попадающего на них излучения, ограничивая проходящее излучение до безопасного уровня.

Ранее нами были изучены [1–5] процессы нелинейно-оптического ограничения в фуллеренсодержащих средах. Было показано, что нелинейно-оптическое ограничение в фуллеренсодержащих средах определяют два механизма – обратное насыщаемое поглощение и светоиндуцированное рассеяние. Обратное насыщаемое поглощение (в англоязычной литературе RSA – reverse saturable absorption) связано с тем, что при определенной плотности энергии молекула фуллерена переходит в возбужденное состояние с большим, чем в основном состоянии, сечением поглощения. При достаточно больших плотностях входной энергии к процессу RSA добавляется процесс светоиндуцированного рассеяния. В работе [1] нами был впервые сформулирован механизм светоиндуцированного рассеяния в фуллеренсодержащих растворах: мелкомасштабная пространственная неоднородность профиля интенсивности падающего пучка трансформируется в не-

однородность нагрева фуллеренсодержащей среды, что приводит к возникновению неоднородностей плотности и показателя преломления и к рассеянию излучения на этих неоднородностях.

Экспериментальные и теоретические исследования [1–5] показали, что в растворе C_{60} –толуол RSA и светоиндуцированное рассеяние взаимно дополняют друг друга. RSA работает в более широком диапазоне длительностей импульсов, простирающемся в пикосекундный диапазон. Светоиндуцированное рассеяние существует только в наносекундном диапазоне импульсов, но зато в более широком спектральном диапазоне по сравнению с RSA: RSA эффективно действует только в видимой области спектра, тогда как действие светоиндуцированного рассеяния захватывает и ближнюю УФ область. Однако оба процесса прекращают свое действие в ближней ИК области, что связано с очень маленьким (менее 10^{-18} см²) сечением поглощения с основного состояния. Спектр поглощения с основного состояния высших фуллеренов C_{76-84} простирается в ИК область, что позволило получить ограничение на 1064 нм (основная гармоника излучения лазера на Nd:YAG). Однако эффективность ограничения в данной области (4–5 крат) невелика по сравнению с видимой областью (100 крат). Кроме того, фуллеренсодержащие среды являются окрашенными.

Таким образом, основные недостатки фуллеренсодержащих сред – окрашенность среды и невозможность эффективной работы в ближней ИК об-

ласти, стимулируют поиск новых сред для создания эффективных нелинейно-оптических ограничителей лазерного излучения.

Суспензии углеродных наночастиц

В последнее время возрос интерес к созданию оптических ограничителей на суспензиях углеродных наночастиц [6–11]. Причина состоит в том, что углеродные частицы поглощают свет в широком спектральном диапазоне и на их базе могут быть созданы широкополосные ограничители лазерной энергии, не имеющие окрашенности.

Нами было проведено экспериментальное и теоретическое изучение нелинейного оптического ограничения суспензиями углеродных частиц.

Экспериментальное изучение нелинейного оптического ограничения суспензиями углеродных наночастиц проводилось на Nd:YAG-лазере на длинах волн $\lambda = 532$ нм и $\lambda = 1064$ нм. Измерения проводились в параллельных пучках по традиционной схеме [1, 2]. Светоиндуцированное рассеяние отсекалось с помощью диафрагмы на приемнике. Исследовалась водная суспензия углеродных наночастиц (характерный размер частиц составлял 200 нм).

На рис. 1 приведены экспериментальные зависимости прошедшей энергии $E_{\text{вых}}$ от падающей $E_{\text{вх}}$. На рис. 1а представлены кривые оптического ограничения на длине волны $\lambda = 532$ нм при начальном пропускании суспензии 50–55%. Видно, что отступление от линейной зависимости начинается приблизительно с плотности входной энергии $0,15$ Дж/см², при плотности входной энергии $0,35$ Дж/см² наблюдается

снижение пропускания приблизительно в 2 раза, уровень ограниченного сигнала $0,08$ – $0,1$ Дж/см². Аналогичные результаты получены на $\lambda = 1064$ нм (рис. 1б), что свидетельствует о возможности широкополосного ограничения.

Экспериментальные результаты и приближенные теоретические оценки [6–11] позволили предложить ряд механизмов оптического ограничения суспензиями углеродных частиц, из которых можно выделить два основных механизма: рассеяние света на пузырьках пара, образовавшегося вокруг углеродной частицы, нагретой до температуры кипения жидкости, и рассеяние света на пузырьках углеродного пара, образовавшегося вокруг углеродной частицы, нагретой до температуры сублимации углерода.

В [12] нами впервые проведено теоретическое исследование нелинейного ограничения света водной суспензией углеродных частиц. Было показано, что образование паровой оболочки происходит вследствие взрывного вскипания жидкости. Углеродная частица поглощает интенсивное лазерное излучение, что вызывает ее нагрев и нагрев окружающей жидкости. Высокая скорость нагрева приводит к тому, что окружающая частицу жидкость переходит в метастабильное состояние [13] вплоть до температуры взрывного кипения $T^* = 593$ К [13]. Происходит взрывное испарение тех объемов жидкости, которые перешли в метастабильное состояние. Давление в образовавшейся паровой оболочке равно давлению насыщенного пара, которое соответствует температуре взрывного вскипания (порядка 100 атм). Это давление намного превышает внешнее, атмосферное давление, и паровая оболоч-

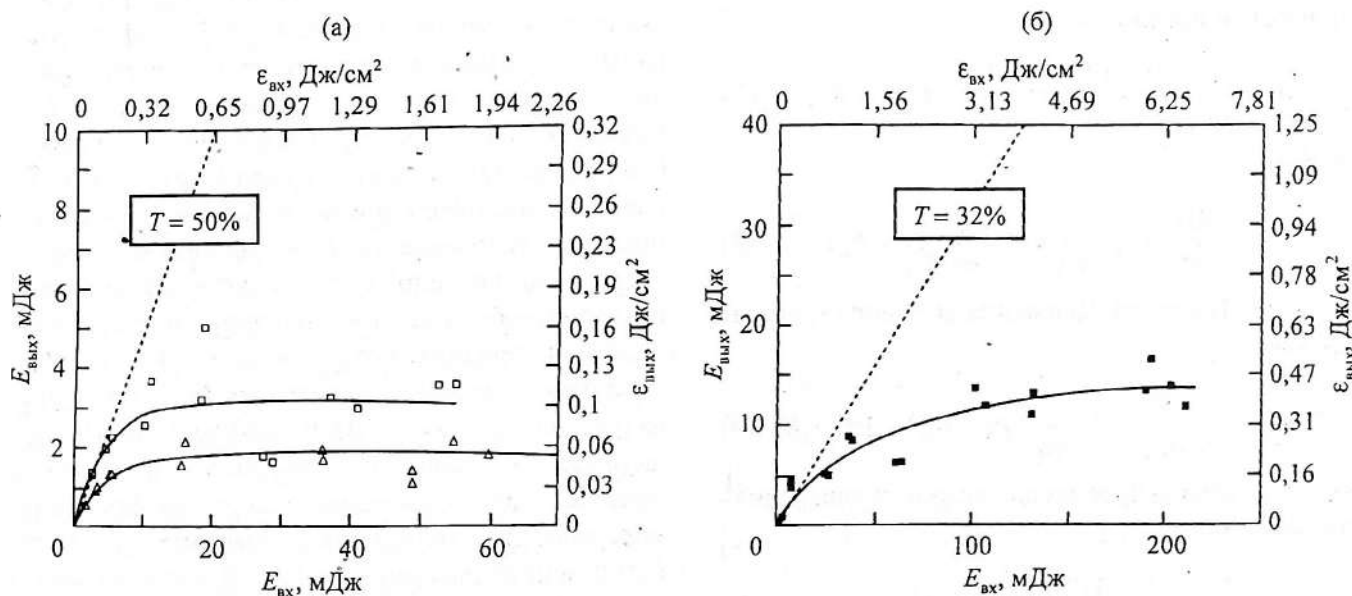


Рис. 1. Экспериментальные зависимости прошедшей энергии $E_{\text{вых}}$ от падающей $E_{\text{вх}}$. Измерения проведены в коллинеарном пучке. Длина среды – 3 мм. Длительность импульса – 10 нс. а – $\lambda = 532$ нм, б – $\lambda = 1064$ нм. Пунктирные линии – $E_{\text{вых}} = E_{\text{вх}} T_{\text{лин}}$ (где $T_{\text{лин}}$ – линейное пропускание среды), $\square$ – суспензия углеродных частиц ($\lambda = 532$ нм), Δ – суспензия астралена в воде ($\lambda = 532$ нм), $\blacksquare$ – суспензия углеродных частиц в воде ($\lambda = 1064$ нм). $\epsilon_{\text{вх}}$, $\epsilon_{\text{вых}}$ – плотности входной и выходной энергии соответственно.

ка начинает расширяться. Рассеяние света на расширяющейся паровой оболочке приводит к нелинейному ограничению излучения. Рассмотрение проводится при умеренных плотностях входной энергии, недостаточных для нагрева частицы до температуры сублимации углерода (3770 К). В работе [12] самосогласованно рассматриваются процессы вскипания и расширения паровой оболочки, поглощения и рассеяния света, распространения его в протяженной среде.

Для численного моделирования нелинейного оптического ограничения света суспензией углеродных частиц были самосогласованно решены три задачи:

- задача газодинамики образования и роста паровой оболочки на нагретой частице,
- задача рассеяния на образовавшемся паровом пузырьке, окружающем частицу,
- задача прохождения излучения через среду.

Радиальное распределение температуры в системе углеродная частица–паровая оболочка находится из системы уравнений теплопроводности для частицы, паровой оболочки и воды с движущимися граничными условиями. Скорость роста паровой оболочки, вызванная перепадом давлений, определялась из уравнения Плессета–Цвика [14], скорость испарения–конденсации рассчитывалась из уравнения Герца–Кнудсена [14]. Таким образом, решается следующая система взаимосвязанных уравнений:

уравнения теплопроводности
для углеродной частицы

$$\rho_1 c_1 \frac{\partial T_1}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\kappa_1 r^2 \frac{\partial T_1}{\partial r} \right) + \frac{r}{\rho_1 c_1} W(t), \quad r \leq R_C, \quad (1)$$

для паровой прослойки

$$\rho_3 c_3 \frac{\partial T_3}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\kappa_3 r^2 \frac{\partial T_3}{\partial r} \right), \quad R > r > R_C, \quad (2)$$

для воды

$$\rho_2 c_2 \frac{\partial T_2}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\kappa_2 r^2 \frac{\partial T_2}{\partial r} \right), \quad r > R_C; \quad (3)$$

уравнение Плессета–Цвика для движения границы пар–вода

$$R \frac{d^2 R}{dt^2} + 3 \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 / 2 = \frac{1}{\rho_2} (p_3 - p_\infty) - 2\sigma / \rho_2 R; \quad (4)$$

формула Герца–Кнудсена для скорости испарения–конденсации

$$j = \vartheta \sqrt{\frac{M}{2\pi R_{\text{gas}} T_R}} (p_s(T_R) - p_3); \quad (5)$$

уравнение изменения массы паровой оболочки за счет испарения–конденсации

$$\frac{dm}{dt} = 4\pi R^2 j; \quad (6)$$

формула Клайперона–Клаузиуса

$$p_s(T_R) = p_{3,0} \exp \left(\frac{MH}{R_{\text{gas}}} \left(\frac{1}{T_{3,0}} - \frac{1}{T_R} \right) \right); \quad (7)$$

формула Ван-дер-Ваальса

$$p_3(t) = \frac{v R_{\text{gas}} T_{\text{av}}(t) - \frac{a[v(t)]^2}{V(t)} + \frac{ab[v(t)]^2}{V(t)}}{V(t) - bv(t)}. \quad (8)$$

Начальные условия:

$$T_3(0) = T^*, \quad p_3(0) = p_{3,0}, \quad (9)$$

$$\rho_3(0) = \rho_{3,0}, \quad R(0) = r_{3,0}, \quad \frac{dR}{dt}(0) = 0.$$

$$T_1(0) = T_2(0) = T_0.$$

Условия на границе углеродная частица–вода (до вскипания):

$$T_1(R_C, t) = T_2(R_C, t); \quad \kappa_1 \left. \frac{\partial T_1}{\partial r} \right|_{r=R_C} = \kappa_2 \left. \frac{\partial T_2}{\partial r} \right|_{r=R_C}. \quad (10)$$

Условия на границе углеродная частица–пар (после вскипания):

$$T_1(R_C, t) = T_3(R_C, t); \quad \kappa_2 \left. \frac{\partial T_2}{\partial r} \right|_{r=R_C} - \kappa_3 \left. \frac{\partial T_3}{\partial r} \right|_{r=R_C} = jH. \quad (11)$$

В приведенных уравнениях (1)–(11) приняты следующие обозначения: индексы 1, 2, 3 означают, что параметры относятся соответственно к углеродной частице, к воде, к паровой прослойке; индекс 0 означает, что параметры берутся в момент вскипания (так, индекс 3,0 означает, что параметр относится к паровой прослойке в момент вскипания); ρ – плотность, c – теплоемкость, W – объемная плотность энергии, поглощаемой системой углеродная частица–паровая оболочка, κ – теплопроводность, r – радиальная координата, σ_{abs} – сечение поглощения углеродной частицы, I – интенсивность лазерного излучения, R_C – радиус углеродной частицы, R – радиус паровой оболочки, p – давление в паровой оболочке, p_∞ – атмосферное давление, σ – коэффициент поверхностного натяжения, j – скорость испарения ($j > 0$) или конденсации ($j < 0$), ϑ – коэффициент аккомодации, R_{gas} – универсальная газовая постоянная, M – молярная масса воды, T_R – температура на границе вода–пар, p_s – давление насыщенного пара, которое соответствует T_R , T_{av} – средняя температура в паровой прослойке, H – скрытая теплота парообра-

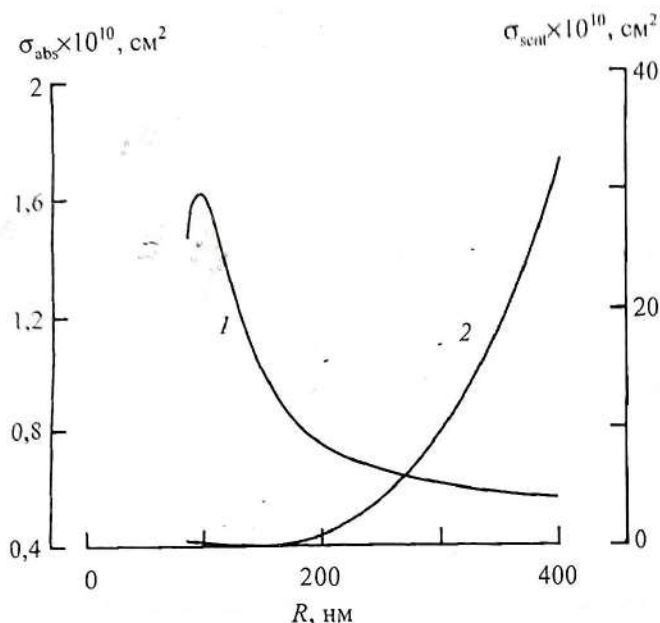


Рис. 2. Зависимость сечений поглощения σ_{abs} (1) и рассеяния σ_{scat} (2) от радиуса паровой оболочки. Расчет проведен в рамках теории Ми с эффективным показателем преломления, рассчитанным по формуле Бреггмана. Длина волны падающего излучения – 1064 нм. Радиус углеродной наночастицы 85 нм.

зования, ν – число молей пара, a и b – постоянные Ван-дер-Ваальса для водяного пара, V – объем паровой оболочки. При численном моделировании учитывалась зависимость теплофизических параметров воды, пара и частицы от температуры [15].

До образования паровой прослойки расчет сечений рассеяния–поглощения углеродной частицы представляет собой задачу рассеяния излучения однородным шаром и рассчитывается в соответствии с теорией Ми [16]. Расчет рассеяния излучения на образовавшихся вокруг частиц паровых оболочках сводится к задаче рассеяния излучения на шаре с оболочкой. Для использования алгоритма Ми в этом случае концентрическая сфера заменялась однородным шаром с единым эффективным показателем преломления, рассчитанным по формуле Бреггмана [16]. На рис. 2 приведена зависимость сечений рассеяния–поглощения от радиуса паровой оболочки. Видно, что с увеличением радиуса паровой оболочки сечение поглощения падает (за исключением небольшого максимума в самом начале), тогда как сечение рассеяния резко растет. Поэтому светоиндуцированное рассеяние играет основную роль в процессе нелинейного оптического ограничения суспензиями углеродных частиц.

Для определения оптического ограничения решалась задача прохождения излучения через протяженную среду. Среда заменялась набором амплитудных экранов, на каждом из которых рассчитывались радиус и плотность паровых оболочек, образовавшихся вокруг частиц, рассеяние и поглощение на этих двухслойных комплексах, вычислялся коэффи-

циент поглощения как функция продольной (вдоль направления распространения света) координаты и выходная интенсивность.

В данном разделе разработанная в [12] модель была использована для теоретического исследования зависимости эффективности светоиндуцированного рассеяния в водной суспензии углеродных частиц от длины волны падающего излучения. Необходимые для численного моделирования теплофизические и оптические характеристики воды, водяного пара и углеродной частицы были взяты из [15,17–21]. На рис. 3 приведены результаты численного моделирования начальной стадии нелинейного процесса. Расчет проведен для плотности входной энергии 0,2 Дж/см². При такой плотности энергии на длине волны 532 нм (2-я гармоника Nd:YAG-лазера) наблюдается снижение пропускания в 2 раза. Видно, что в ближней ИК области эффективность ограничения падает, что связано с увеличением линейного поглощения воды в этой области. Для продвижения в более длинноволновую область надо использовать другие жидкости. С этой точки зрения, более привлекателен CCl_4 , который прозрачен до 2 мкм.

Таким образом, основные преимущества суспензий углеродных частиц перед фуллеренсодержащими средами – более широкий спектральный диапа-

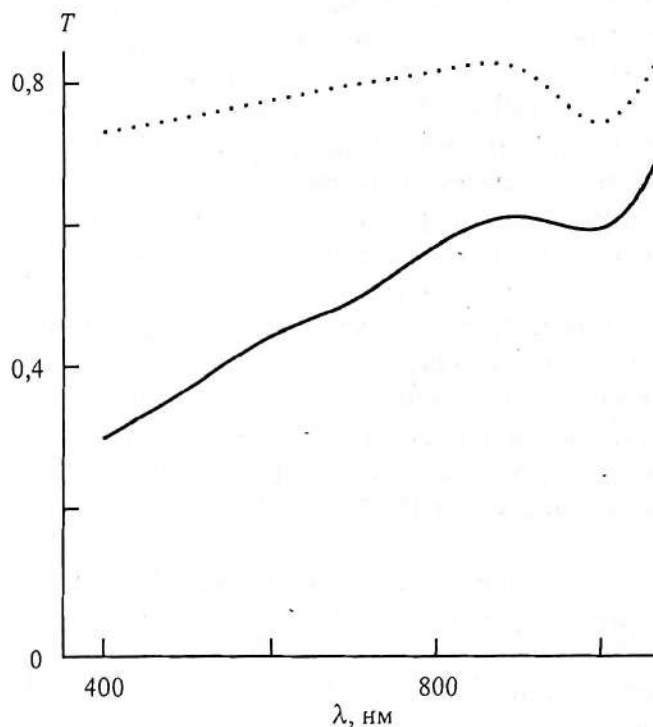


Рис. 3. Зависимость пропускания водной углеродной суспензии от длины волны падающего излучения. Радиус углеродной частицы – 85 нм. Длительность импульса – 10 нс. Длина кюветы – 3 мм. Плотность падающей энергии – 0,2 Дж/см². Пунктирная линия – линейное пропускание (рассчитывается из закона Бугера), сплошная линия – нелинейное пропускание (результат численного моделирования).

зон ограничения и отсутствие окрашенности, то есть ограничители на суспензиях углеродных частиц представляют собой “серый” нелинейно-оптический фильтр.

Недостатком ограничителей на углеродных наночастицах является их необратимая сублимация при воздействии интенсивного лазерного излучения при $E_{\text{вх}} > 1$ Дж/см², то есть невозможность использования при многократном воздействии лазерного излучения.

Суспензии фуллероидных наночастиц

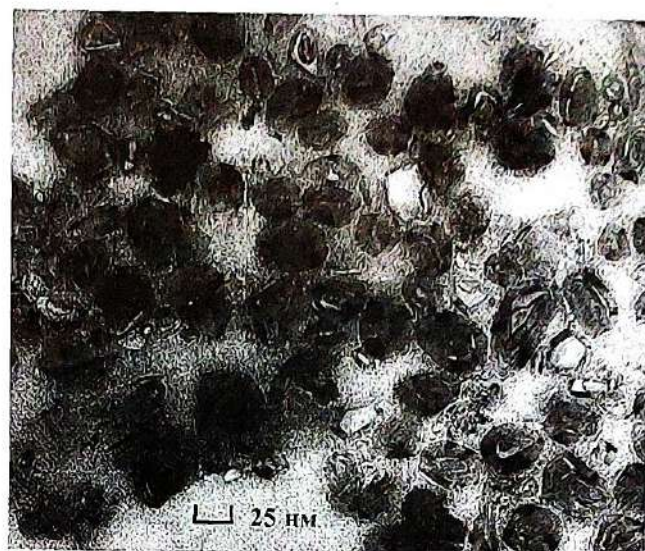
Учитывая указанный выше недостаток суспензий углеродных наночастиц, нами были предложены и исследованы в качестве нелинейно-оптических ограничителей суспензии фуллероидных наночастиц – астраленов [22]. Астралены – полиэдральные углеродные нанокластеры фуллероидного типа синтезированы в ЗАО “Астрин” (Санкт-Петербург) одним из авторов статьи. Структура астралена, полученная на электронном микроскопе, приведена на рис. 4а.

Спектр поглощения суспензии астраленов в воде представлен на рис. 4б. В области 200–300 нм наблюдается полоса поглощения, связанная с молекулярной системой, подобной фуллерену (атомы углерода расположены в вершинах правильных пятиугольников или шестиугольников). В области от 300 до 800 нм наблюдается монотонный спад поглощения, а в области 800–1200 нм поглощение приблизительно постоянное. В длинноволновой области спектра поглощение суспензии обусловлено поглощением излучения молекулами растворителя (H₂O). Видно, что в видимой области спектра изменение поглощения невелико, что объясняет неокрашенность суспензии.

На рис. 1а представлено сравнение эффективности оптического ограничения суспензией углеродных частиц и суспензией астраленов в воде. Измерения проводились на Nd:YAG-лазере на длине волны $\lambda = 532$ нм в параллельных пучках по традиционной схеме [1, 2]. Видно, что при прочих равных условиях водная суспензия астраленов ограничивает излучение примерно в 2 раза более эффективно, чем суспензия углеродных частиц.

Были проведены также измерения в сфокусированных пучках. За счет фокусировки достигается большая плотность энергии в объеме кюветы, что снижает порог рассеяния. Схема фокусировки представляла собой однократный телескоп, в фокусе которого помещалась кювета с исследуемой суспензией (рис. 5а). Было измерено оптическое ограничение на длинах волн $\lambda = 1315$, 1064 и 532 нм. Результаты измерений представлены на рис. 5б, 5в, 5г. Использование схемы с фокусировкой демонстрирует возможность 400-кратного ослабления энергии.

(а)



(б)

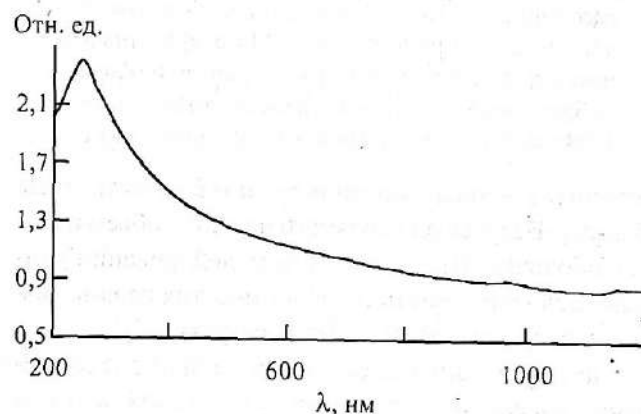


Рис. 4. а – структура нанокластера – астралена, зарегистрированная на электронном микроскопе, б – спектр астралена в воде.

Предварительные исследования механизма ограничения суспензиями фуллероидных наночастиц – астраленов показали, что основной вклад в ограничение вносит светоиндуцированное рассеяние, аналогичное вышеописанному для суспензий углеродных наночастиц: нагрев поглощающей наночастицы, образование паровой оболочки при фазовом переходе жидкость–пар, рассеяние на расширяющейся паровой оболочке. Астралены имеют упорядоченную псевдокристаллическую структуру – следовательно, они должны обладать большей температурой сублимации, чем аморфные углеродные наночастицы. Поэтому возможно предположить, что оптическое ограничение на суспензиях астраленов связано только с одним фазовым переходом жидкость–пар, в отличие от суспензий углеродных наночастиц. Этот важный фактор позволяет многократно использовать астралены в режиме оптического ограничения при высоких плотностях энергии.

Было проведено экспериментальное исследование углового распределения светоиндуцированно-

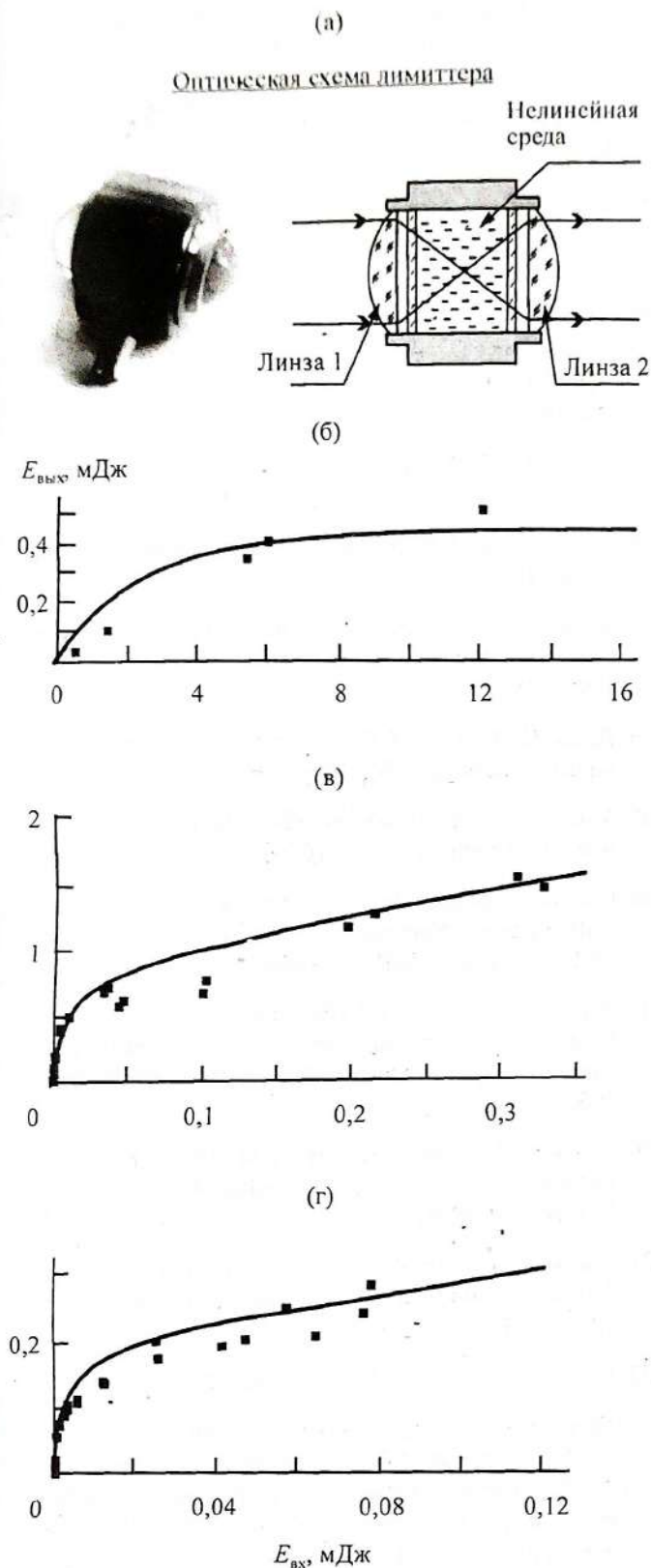


Рис. 5. Экспериментальное измерение нелинейного оптического ограничения водной суспензии астраленов в сфокусированных пучках. а – схематическое изображение схемы фокусировки. Экспериментальные зависимости прошедшей энергии от падающей: б – $\lambda = 1315$ нм (фотодиссоционный йодный лазер), длительность импульса $\tau = 50$ нс, диаметр пучка $d = 10$ мм, длина среды $l = 3$ мм; в – $\lambda = 1064$ нм (1-я гармоника лазера на Nd:YAG), $\tau = 10$ нс, $d = 6$ мм, $l = 3$ мм; г – $\lambda = 532$ нм (2-я гармоника лазера на Nd:YAG), $\tau = 10$ нс, $d = 6$ мм, $l = 3$ мм.

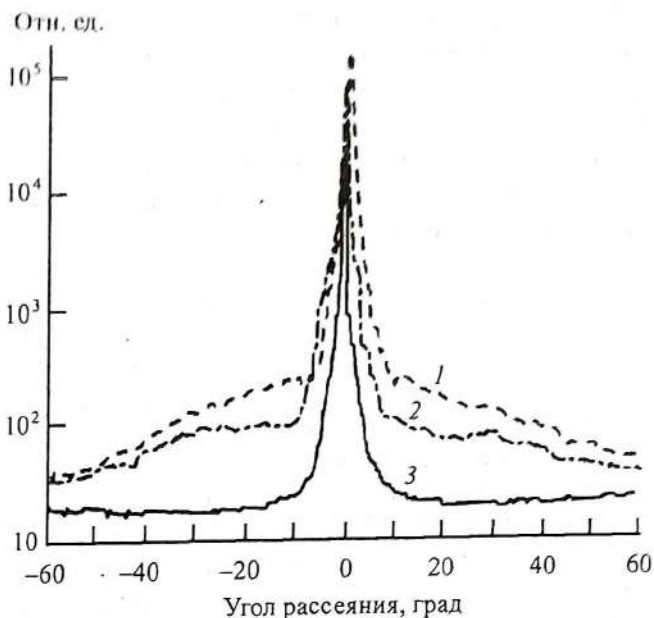


Рис. 6. Экспериментально измеренная индикатриса рассеяния. Плотность падающей энергии 3 Дж/см^2 , длина волны падающего излучения – 532 нм , длина среды – 3 мм . 1 – суспензия астралена в воде, 2 – фуллерен C_{60} в растворе декалина, 3 – фуллерен C_{60} в пленке полиметилметакрилата.

го рассеянного излучения с помощью ПЗС-камеры (ELECTRIM EDC-1000N). Результаты экспериментального изучения индикатрисы рассеяния приведены на рис. 6. Сравнивались водная суспензия астраленов, фуллеренсодержащий раствор (раствор C_{60} в декалине) и фуллеренсодержащая твердотельная матрица (пленка полиметилметакрилата). Наиболее эффективное светоиндуцированное рассеяние наблюдается в водной суспензии астралена. Наиболее слабое светоиндуцированное рассеяние демонстрирует твердотельная фуллеренсодержащая матрица.

Учитывая, что астралены представляют собой нанокластеры фуллероидного типа, было сделано предположение, что, кроме теплового механизма фотоиндуцированного рассеяния, в оптическом ограничении определенную роль может играть и RSA. Для существования RSA необходимым условием является существование π -сопряженной электронной оболочки с электронно-колебательной структурой энергетических уровней. Убедительным доказательством существования подобной оболочки явилось наблюдение фотолюминесценции синглетного кислорода (на $\lambda = 0,76 \text{ мкм}$ и $\lambda = 1,286 \text{ мкм}$), образующегося при взаимодействии фуллерондного нанокластера, находящегося в триплетном состоянии, с молекулами кислорода, насыщающими суспензию [23]. Дополнительный вклад в оптическое ограничение RSA демонстрируется также более сильным ослаблением пропускания интенсивного лазерного излучения для суспензии астраленов в воде, чем для углеродных суспензий (рис. 1а).

Таким образом, суспензии полиэдральных углеродных наноструктур фуллероидного типа – астраленов являются перспективным материалом для создания нелинейно-оптических ограничителей для защиты органов зрения и приемников излучения от лазерного излучения в научных исследованиях, медицине и технологии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Белоусов В.П., Белоусова И.М., Гавронская Е.А., Григорьев В.А., Данилов О.Б., Калинин А.Г., Краснополяский В.Е., Смирнов В.А., Соснов Е.Н. О механизме оптического ограничения лазерного излучения фуллеренсодержащими средами // *Опт. и спектр.* 1999. Т. 87. № 5. С. 845–852.
2. Белоусова И.М., Григорьев В.А., Данилов О.Б., Калинин А.Г., Крисько А.В., Миронова Н.Г., Юрьев М.С. Роль светиндуцированного рассеяния в оптическом ограничении лазерного излучения на основе фуллеренсодержащих сред // *Опт. и спектр.* 2001. Т. 90. № 2. С. 341–351.
3. Белоусов В.П., Белоусова И.М., Гавронская Е.А., Григорьев В.А., Калинин А.Г., Крисько А.В., Козловский Д.А., Миронова Н.Г., Скобелев А.Г., Юрьев М.С. Некоторые закономерности нелинейно-оптического ограничения лазерного излучения фуллеренсодержащими материалами // *Оптический журнал.* 2001. Т. 68. № 12. С. 13–19.
4. Белоусова И.М., Миронова Н.Г., Юрьев М.С. Теоретическое исследование зависимости ослабления импульсного лазерного излучения фуллеренсодержащими растворами от длительности импульса // *Опт. и спектр.* 2001. Т. 91. № 5. С. 880–885.
5. Belousova I.M., Mironova N.G., Yur'ev M.S. Theoretical investigation of stimulated scattering mechanism in fullerene-containing media // *Optics Communications.* 2003. V. 223. P. 201–210.
6. Mansour K., Soileau M.J., Stryland E.W. Nonlinear optical properties of carbon-black suspensions (ink) // *J. Opt. Soc. Am. B.* 1992. V. 9. № 7. P. 1100–1109.
7. Nashold K.N., Walter D.P. Investigations of optical limiting mechanisms in carbon particle suspensions and fullerene solutions // *J. Opt. Soc. Am. B.* 1995. V. 12. № 7. P. 1228–1237.
8. Riefl D., Fougeanet F. Thermodynamic modeling of optical limiting in carbon-black suspensions (CBS) // *Nonlinear Optics.* 1999. V. 21. P. 391–398.
9. Riefl D., Fougeanet F. Investigation of limiting mechanisms in CBS // *Nonlinear Optics.* 1999. V. 21. P. 441–446.
10. Vincent D. High-Performance Optical Limiter Based on Fine Carbon Particles Suspended in an Organic Solvent // *Nonlinear Optics.* 1999. V. 21. P. 413–422.
11. James D.B., McEwan K.J. Bubble and Refractive Processes in Carbon Suspensions // *Nonlinear Optics.* 1999. V. 21. P. 377–389.
12. Белоусова И.М., Миронова Н.Г., Юрьев М.С. Теоретическое исследование нелинейного ограничения лазерной мощности углеродными суспензиями // *Опт. и спектр.* 2003. Т. 94. № 1. С. 93–98.
13. Скрипов В.П. Метастабильная жидкость. М.: Наука, 1972. 312 с.
14. Нигматуллин Р.И. Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987.
15. Александров А.А., Григорьев Б.А. Таблицы теплофизических свойств воды и водяного пара. М.: МЭИ, 1999. 158 с.
16. Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986.
17. Кикоин И.К. Таблицы физических величин. Справочник. М.: Атомиздат, 1976. 1006 с.
18. Gmelins Handbuch der Anorganischen Chemie. Kohlenstoff. System – Nummer 14. Teil B. Lieferung 2. 1968. Verlag Chemie. GMBH Weinheim / Bergstr. P. 353–788.
19. Ackerman T.P., Toon O.B. Absorption of visible radiation in atmosphere containing absorbing and nonabsorbing particles // *Applied Optics.* 1981. V. 20. № 20. P. 3661–3667.
20. Sitarsky M. Internal Heating of Multilayered Aerosol Particles by Electromagnetic Radiation // *Langmuir.* 1987. V. 3. № 1. P. 85–93.
21. Hale G.M., Querry M.R. Optical constants of water in the 200-nm to 200-μm wavelength region // *Applied Optics.* 1973. V. 12. № 3. P. 555–563.
22. Пат. 200117530/28(018350), Россия, 2001.
23. Белоусов В.П., Белоусова И.М., Григорьев В.А., Данилов О.Б., Крисько А.В., Пономарев А.Н., Соснов Е.Н. Фотолюминесценция синглетного кислорода в растворах фуллеренов и суспензиях фуллероидов // *Оптический журнал.* 2001. Т. 68. № 7. С. 76–79.