

НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ ОГРАНИЧИТЕЛИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

© 2009 г. **И. М. Белоусова**, доктор физ.-мат. наук; **О. Б. Данилов**, доктор физ.-мат. наук;
А. И. Сидоров, доктор физ.-мат. наук

Институт лазерной физики НПК “Государственный оптический институт им. С.И.Вавилова”,
Санкт-Петербург

E-mail: belousova.i.m@gmail.com

В статье описаны нелинейно-оптические ограничители лазерного излучения (лимитеры) на основе фуллеренов, фуллереноподобных и полупроводниковых наноструктур. Показано, что лимитеры на основе таких нелинейно-оптических сред позволяют ограничивать лазерное излучение до уровня, безопасного для глаз и фотоприемников в видимой, ближней и средней ИК областях спектра в широком диапазоне длительностей лазерного импульса.

Коды OCIS: 090.2900, 160.4760.

Поступила в редакцию 02.12.2008 г.

Введение

В настоящее время лазеры широко используются в научных исследованиях, промышленности, медицине. Это делает актуальным защиту приемников и органов зрения от ослепления и повреждения лазерным излучением.

Спектральный диапазон генерации лазеров простирается от ультрафиолетовой (УФ) до инфракрасной (ИК) области спектра. В ряде задач используются перестраиваемые по частоте лазеры. Длительность лазерного импульса может быть от единиц фемтосекунд до сотен миллисекунд. Задача оптических ограничителей состоит в том, чтобы пропускать без ослабления излучение низкой энергии, не повреждающее приемник и органы зрения, и ограничить интенсивное излучение до допустимого уровня. Это значит, что оптическое ограничение должно строиться на основе нелинейных фотодинамических процессов и эффектов. В качестве таких эффектов могут использоваться эффекты нелинейного поглощения или эффекты, приводящие к изменению пространственного распределения прошедшего излучения (фотоиндуцированное рассеяние, самомодефокусировка, фокусировка и т. п.).

Институт лазерной физики НПК “ГОИ им. С.И. Вавилова” в течение ряда последних лет выполнил и продолжает исследования и разработки по созданию быстродействующих нелинейно-оптических ограничителей для защиты органов зрения и фотоприемных устройств от лазерного излучения, действующих в широком спектральном интервале от 0,3 до 12 мкм. Естественно, что в таком широком спектральном диапазоне

нелинейно-оптические ограничители должны строиться на различных физических принципах и различных нелинейных средах.

Данная работа кратко обобщает результаты исследований и разработок, проведенных сотрудниками Института лазерной физики в период 2000–2007 годов.

1. Широкополосные быстродействующие нелинейно-оптические ограничители на основе фуллеренов и фуллереноподобных наноструктур

Открытые в 1985 году группой авторов (Крото, Хит, О’Брайн, Керл и Смолли) фуллерены-молекулы, содержащие двадцать и более атомов углерода, обладают ярко выраженными нелинейно-оптическими свойствами, связанными со структурой молекулы [1]. Поэтому они могут быть использованы для создания ограничителей интенсивного излучения. Фуллеренсодержащие материалы, обладающие вследствие многоатомности молекулы практически сплошным спектром поглощения в видимой и ближней ИК областях спектра, являются перспективными средами для широкополосных лимитеров [1, 2]. Экспериментально доказано, что фуллеренсодержащие среды позволяют ограничивать лазерное излучение с быстродействием в десятки и сотни фемтосекунд [3].

Для создания оптических ограничителей лазерного излучения фуллерены вводятся в жидкие или твердотельные матрицы (микро- и нанопористые стекла, золь-гель композиции, полимеры), а также в жидkokристаллические

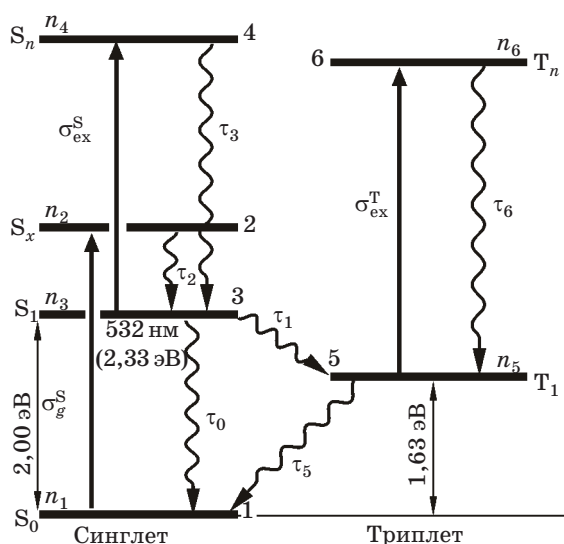


Рис. 1. Упрощенная схема энергетических уровней молекулы фуллерена.

среды. В основе механизма оптического ограничения излучения фуллереном лежит явление насыщенного поглощения с возбужденных электронно-колебательных уровней молекулы. Это явление называется “обратным насыщенным поглощением” (reverse saturable absorption – RSA). Описание этого явления базируется на процессах заселения и опустошения энергетических уровней фуллерена, упрощенная схема которых приведена на рис. 1. Основными процессами в данном случае являются поглощение света с синглетного состояния S_0 (переход $S_0 \rightarrow S_x$), интерконверсия между синглетными и триплетными состояниями молекулы ($S_1 \rightarrow T_1$) и процессы поглощения света с возбужденных уровней $S_1 \rightarrow S_N$ и $T_1 \rightarrow T_N$. Возможны также обратные безызлучательные переходы. Если сечение возбуждения с возбужденных состояний больше, чем сечение перехода с основного синглетного состояния, т. е. $\sigma_{ex}^S \approx \sigma_{ex}^T > \sigma_0^S$, то с ростом интенсивности света и увеличением заселенности возбужденных состояний поглощение света возрастает – начинается процесс RSA, в результате чего происходит ограничение проходящего излучения.

При больших удельных энергиях падающего излучения к процессу насыщенного поглощения с возбужденных уровней добавляются процессы светоиндуцированного рассеяния, вклад которых зависит от материала матрицы, содержащей фуллерены [4]. Светоиндуцированное рассеяние в фуллеренсодержащих растворах связано с тем, что мелкомасштабная пространственная неоднородность профиля интенсивности падающего

пучка трансформируется в неоднородность нагрева фуллеренсодержащей среды. Это приводит к возникновению неоднородностей плотности и показателя преломления среды и к рассеянию излучения на этих неоднородностях. Экспериментально и теоретически показано, что в растворах (например, C_{60} -толуол, $C_{60}-CCl_4$ и др.) RSA и светоиндуцированное рассеяние дополняют друг друга [5]. Механизм RSA работает в широком диапазоне длительностей лазерных импульсов, вплоть до пико- и фемтосекунд. Светоиндуцированное рассеяние имеет место для длительностей импульсов, превышающих единицы наносекунд. Но при этом светоиндуцированное рассеяние происходит в более широком спектральном диапазоне по сравнению с RSA. Процесс RSA эффективно действует в видимой области спектра, тогда как светоиндуцированное рассеяние эффективно работает и в УФ области спектра.

Светоиндуцированное рассеяние на мелкомасштабных неоднородностях среды не развивается в фуллеренсодержащих твердотельных матрицах (микропористых стеклах, полимерных пленках, допированных фуллеренами) из-за малых значений коэффициента термического расширения и малой величины неоднородности плотности среды. Дополнительные факторы, которые влияют на оптическое ограничение в твердотельных фуллеренсодержащих средах, – это влияние матрицы на структуру энергетических уровней фуллерена и его кинетические константы, а также в ряде случаев эффекты, связанные с агрегацией молекул фуллерена. Все это приводит к тому, что нелинейно-оптическое ограничение лазерного излучения в фуллеренсодержащих твердотельных системах (при прочих равных условиях) на порядок меньше, чем в случае жидкостных систем [6–8].

Результаты по нелинейно-оптическому ограничению лазерного излучения второй гармоники Nd:YAG-лазера с длительностью импульса 8 нс показывают, что порог ограничения (по уровню 20% отклонения кривой от линейного пропускания) составляет 0,5–0,1 Дж/см². Максимальное значение вводимой энергии определялось прочностью стенок кюветы и составляло 8–10 Дж/см². В системе с коллимированным пучком достигнуто ослабление проходящей через образец энергии в 60–100 раз для концентрации C_{60} в толуоле $C = 0,6\text{--}1,5$ мМ. В системе $C_{60}-CCl_4$ (при пропускании низкоинтенсивного сигнала $T = 50\%$) получено ослабление мощного сигнала $E_{\text{вых}}/E_{\text{вх}}$ более чем в 200 раз и снижение порога ограничения в 3–5 раз, что связано

с влиянием растворителя на процесс ограничения [2]. При введении фуллеренов (например C_{60}) в микропористые стеклянные матрицы коэффициент ослабления мощного сигнала при тех же условиях составляет всего 6-8 крат. При введении C_{60} в полимерные среды существенно снижается и энергетический порог разрушения материала (до 2–4 Дж/см²).

Основным недостатком фуллеренсодержащих сред является наличие у них окраски. В ряде практических случаев, например, при применении лимитеров в наблюдательных приборах, окрашенность фильтров приводит к нарушению “цветового комфорта видения” и может вызвать ошибки в идентификации наблюдаемого предмета. Другим недостатком является и невозможность их эффективной работы в ближней ИК области спектра. Поэтому возрос интерес к созданию нелинейно-оптических ограничителей на основе суспензий углеродных наночастиц, которые бесцветны и обладают оптической нелинейностью в ближнем ИК диапазоне. В Институте лазерной физики было экспериментально и теоретически исследовано нелинейно-оптическое ограничение излучения в суспензиях с углеродными наночастицами (carbon black suspen-

sion – CBS) и в суспензиях с углеродными фуллереноподобными нанокластерами – астраленами [9, 10]. Астралены представляют собой многослойную графитоподобную структуру, содержащую 99,9% углерода, со средним размером частиц 25–150 нм (рис. 2а). Рентгеновские рефлексы таких частиц (рис. 2в) сильно размыты вследствие различных размеров наноструктур. При этом наблюдается один достаточно резкий рефлекс, соответствующий межслойному расстоянию $2H = 6,72$, характерному для некоторых углеродных наноструктур, например нанотрубок. В спектре пропускания астраленов (рис. 2б) в области 200–300 нм (на рисунке не показана) наблюдается полоса поглощения, связанная с молекулярной структурой, подобной фуллерену (атомы углерода расположены в вершинах пятиугольников и шестиугольников). Полосы поглощения в областях 900, 1200, и 1400 нм связаны с поглощением спиртоводной среды, в которой находятся астралены. В целом, в видимой и ближней ИК областях спектр пропускания сплошной, что обеспечивает неокрашенность суспензий. На рис. 3 приведены результаты измерения оптического ограничения в коллинеарных пучках излучения Nd:YAG-лазера на

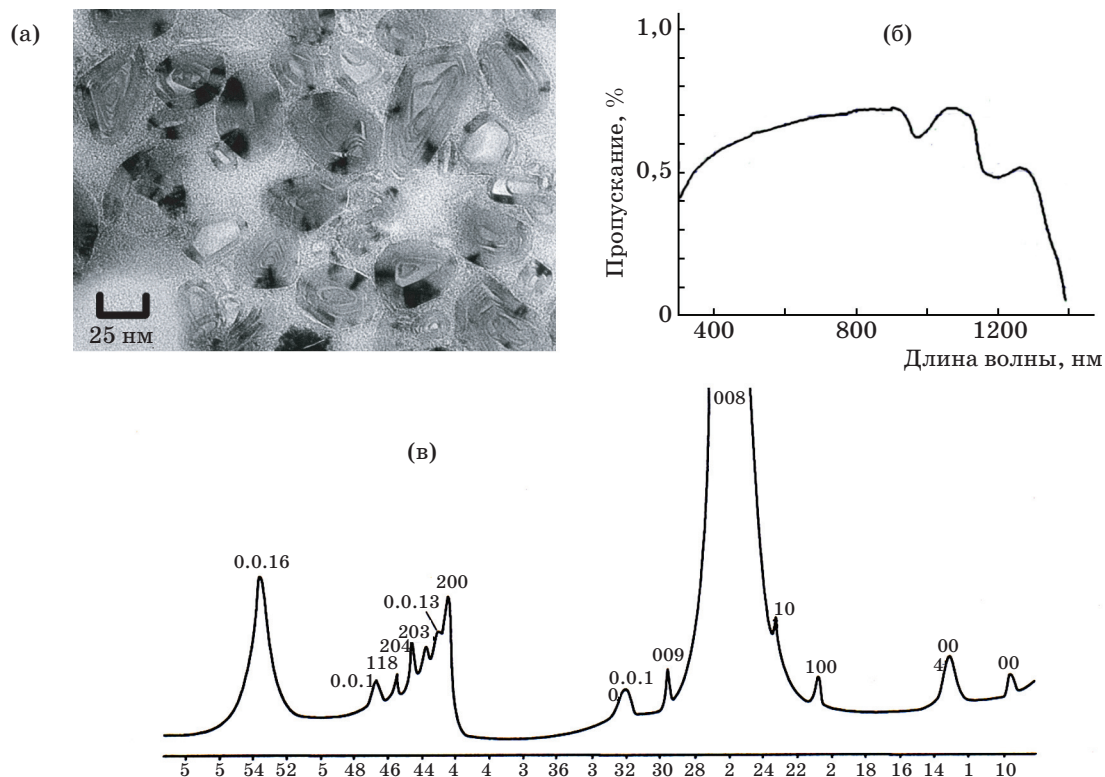


Рис. 2. а – изображение астраленов, полученное с помощью электронного микроскопа; б – спектр пропускания суспензии астраленов, в – рентгенограмма астраленов

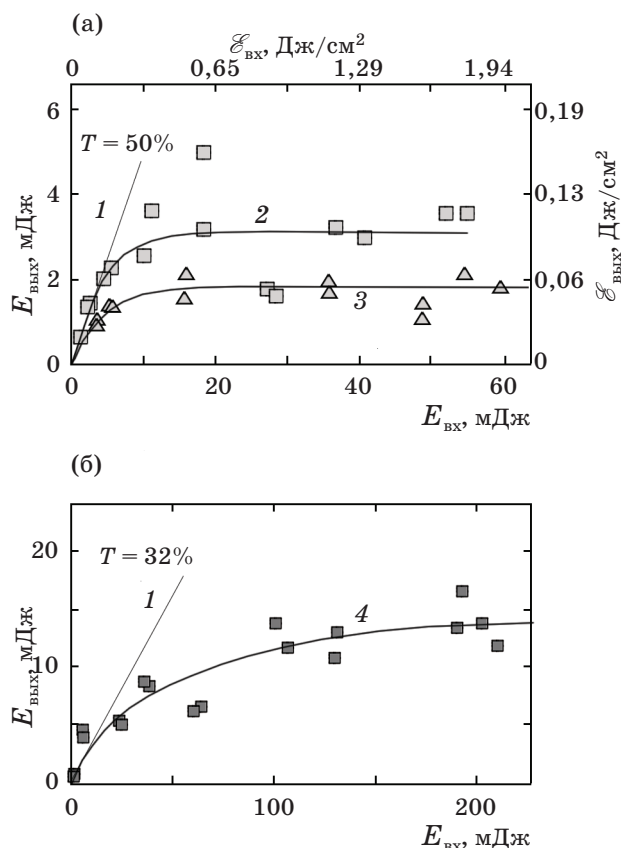


Рис. 3. Экспериментальные зависимости прошедшей энергии от падающей. а – $\lambda = 532$ нм, б – $\lambda = 1064$ нм. 1 – $E_{\text{вых}} = E_{\text{вх}} \times T_{\text{лин}}$ (где $T_{\text{лин}}$ – линейное пропускание среды). 2 – суспензия углеродных частиц ($\lambda = 532$ нм). 3 – суспензия астралена в воде ($\lambda = 532$ нм). 4 – суспензия углеродных частиц в воде ($\lambda = 1064$ нм).

$\lambda = 532$ и $1,064$ нм водными суспензиями CBS и астраленов с поверхностно-активным веществом, которое обеспечивает устойчивость суспензии в течение длительного времени. Как видно, суспензия астраленов в воде дает несколько лучшее ограничение, чем CBS. Теоретические исследования и измерения индикатрисы светоиндуцированного рассеяния показывают, что основным механизмом оптического ограничения углеродных наночастиц, включая астралены, является нагрев поглощающей наночастицы, образование паровой оболочки вокруг астралена при фазовом переходе жидкость–пар и рассеяние света на расширяющейся паровой оболочке [10]. При увеличении падающей энергии происходит светорассеяние на пузырьках углеродного пара, образовавшихся вокруг углеродной частицы, нагретой до температуры сублимации. Астрален, являясь фуллеренсодержащим нанокластером, обладает более высокой температурой (5000°C) сублимации. Поэтому, по-видимому, оптическое

ограничение на суспензиях астраленов связано только с одним фазовым переходом жидкость–пар, в отличие от CBS. Этот важный фактор позволяет многократно использовать астралены для ограничения при высоких плотностях энергии излучения.

Дополнительно к механизму светоиндуцированного рассеяния для астралена проявляется механизм RSA, так как астрален, являясь нанокластером углерода, обладает π -сопряженной электронной оболочкой. Это подтверждается, в частности, генерацией синглетного кислорода при взаимодействии молекулярного кислорода с фотовозбужденными астраленами.

На рис. 4 представлены результаты оптического ограничения суспензии астралена и углеродных наночастиц. Из рисунков видно, что в коллинеарных пучках порог ограничения ($E_{\text{пор}}$) излучения на $\lambda = 532$ нм для суспензии астраленов в воде и спирте составлял $0,1$ Дж/см², а динамический диапазон ограничения равен 100. Такой порог ограничения не достаточен для защиты приемников и органов зрения от лазерного излучения. Порог ограничения может быть существенно снижен с помощью следующего технического решения – размещения кюветы с суспензией астралена в фокальной плоскости высококачественной оптической системы с ахроматическими асферическими объективами. Результаты исследований оптического ограничения суспензии астралена в такой оптической схеме на различных длинах волн приведены на рисунке 4. На рис. 5 показаны результаты сравнительных исследований порога ограничения, проведенные в софокусной схеме для композиций $\text{C}_{60}\text{--CCl}_4$, суспензия CBS в воде и спирте, суспензия астраленов в спирте. Использование софокусной схемы позволило снизить порог ограничения до уровня $10^{-6}\text{--}10^{-5}$ Дж. Сравнение порога ограничения в софокусной системе для различных составов с одинаковым начальным пропусканием показывает, что для суспензии астралена в спирте он составляет 10^{-5} Дж, для суспензии CBS в спирте – 2×10^{-6} Дж, для C_{60} в CCl_4 – 5×10^{-6} Дж. По-видимому, низкий порог ограничения в суспензии CBS связан не только с образованием пузырьков пара, но и с сублимацией углеродных наночастиц в фокусе пучка. Для астраленов, обладающих более высокой температурой деструкции, этот процесс наступает при более высоких плотностях энергии.

В табл. 1 приведены сравнительные характеристики лимитеров для коллимированных и софокусированных пучков. Как видно, применение

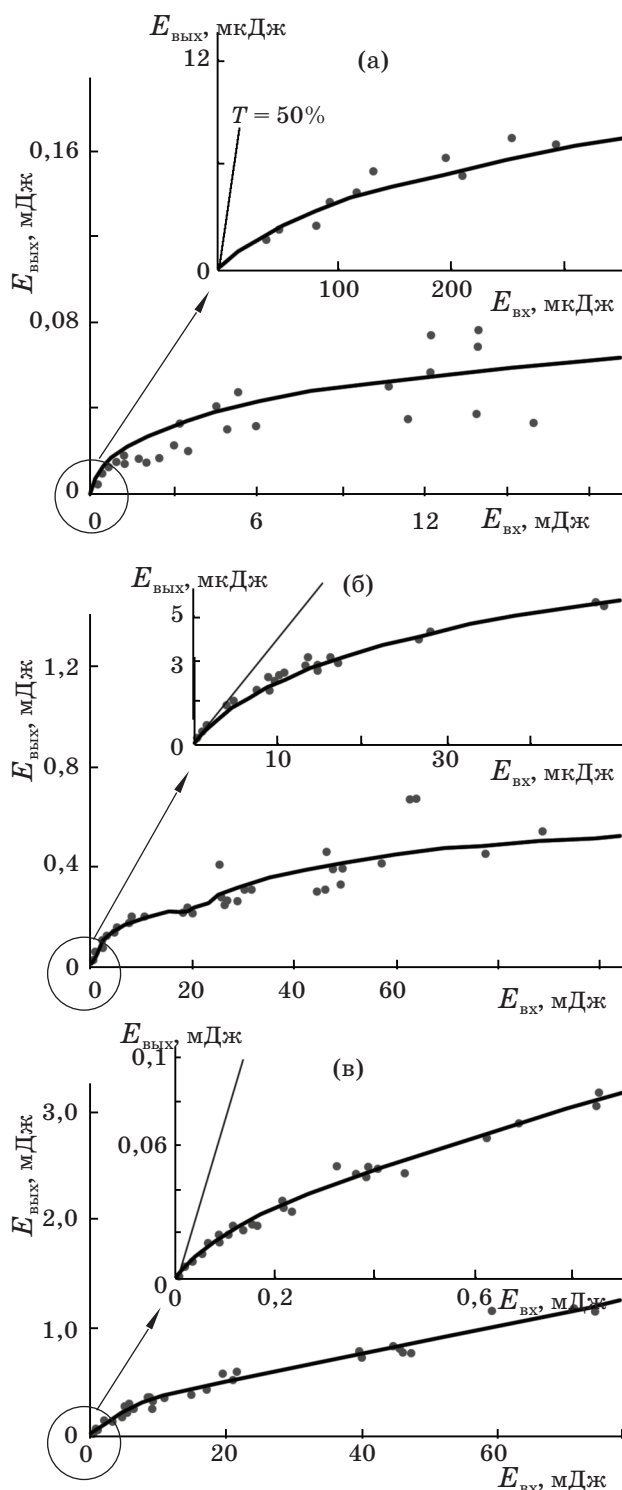


Рис. 4. Оптическое ограничение суспензии астраленов на различных длинах волн. а – $\lambda = 355$ нм, б – 532, в – 1064.

софокусной схемы для жидкостных лимитеров позволило расширить динамический диапазон ограничения до 10^3 – 10^4 . Для лимитеров на основе полимерных пленок не удастся существенно увеличить динамический диапазон из-за относительно низкой лучевой стойкости образцов, что

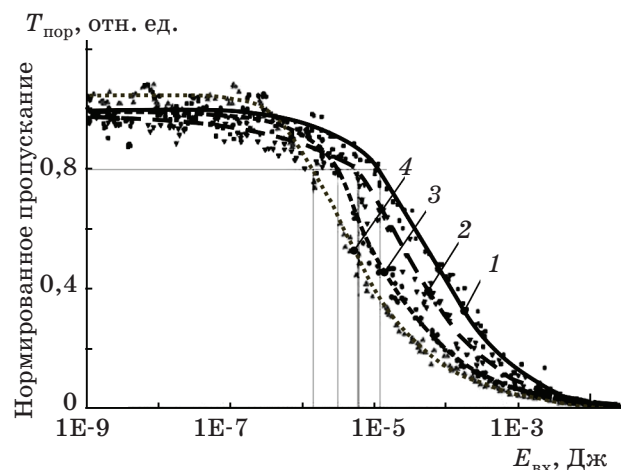


Рис. 5. Порог оптического ограничения $T_{\text{пор}}$ для различных сред в софокусной системе. 1 – суспензия астралена в спирте, 2 – C_{60} – CCl_4 , 3 – CBS в воде, 4 – CBS в спирте.

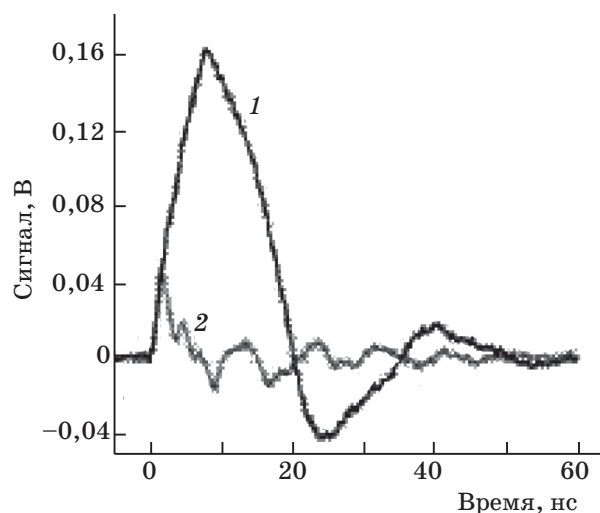


Рис. 6. Осциллограммы падающего (1) и прошедшего (2) импульсов при $E_{\text{вх}} = 1$ Дж/см².

становится особенно критичным при размещении нелинейной среды в фокусе оптической системы. Существенным моментом для определения области использования лимитеров являются их быстродействие и возможность работы при импульсно-периодическом воздействии.

Нами были проведены измерения быстродействия срабатывания ограничителей на основе суспензии астралена в спирте для параллельных пучков при воздействии импульсов длительностью $\tau_n = 12$ нс 2-й гармоники (532 нм) YAG:Nd-лазера. Образец представлял собой кварцевую кювету толщиной 10 мм, заполненную суспензией. Коэффициент пропускания на $\lambda = 532$ нм был равен 50%. На рис. 6 приведены осцилло-

Таблица 1. Параметры лимитеров для коллимированных и сфокусированных пучков

Состав среды	Параметры					
	Фокусировка	Длина волны, нм	Начальное пропускание, %	Порог ограничения	Динамический диапазон	
C ₆₀ -толуол	Нет	532	50	0,1 Дж/см ²	≈ 100	
	Есть	532	50	2×10 ⁻³ Дж/см ²	> 10 ³	
				1,5×10 ⁻⁵ Дж		
C ₆₀ -CCl ₄	Нет	532	50	0,02–0,05 Дж/см ²	≥ 200	
	Есть	532	50	6×10 ⁻⁴ Дж/см ²	> 10 ⁴	
				5×10 ⁻⁶ Дж		
Суспензия астраленов в воде или спирте	Нет*	532	50	0,1 Дж/см ²	≈ 100	
	Есть**	532	50	10 ⁻³ Дж/см ²	10 ⁴	
				10 ⁻⁵ Дж		
Суспензия CBS в воде или спирте	Нет	532	50	0,1–0,15 Дж/см ²	5×10 ⁴ –10 ⁵	
	Есть	532	50	2×10 ⁻⁴ Дж/см ² *, 10 ⁻⁴ Дж/см ² **		
				2×10 ⁻⁶ Дж*, 10 ⁻⁶ Дж**		
Суспензия многослойных нанотрубок (в воде)	Нет	532	50	0,1 Дж/см ²	60–100	
	Есть	532	50	2,5×10 ⁻⁴ Дж/см ²	10 ⁴	
				2×10 ⁻⁶ Дж		
C ₆₀ -ПММА (полиметил-метакрилат)	Нет	532	43	0,1 Дж/см ²	5	Порог разрушения 1 Дж/см ²
	Есть	532	30	4×10 ⁻² Дж/см ²	25	Пробой 2,5×10 ⁻⁴ Дж
				10 ⁻⁵ Дж		

* – суспензия астраленов в воде.

** – суспензия астраленов в спирте.

граммы падающего и прошедшего через кювету импульсов. Плотность входной энергии составляла 1 Дж/см², а длительность прошедшего импульса 3 нс, следовательно, время срабатывания оптического ограничителя на основе суспензии астралена было менее 0,1 τ_н.

Время восстановления начального пропускания среды после прохождения лазерного импульса является важной характеристикой лимитера. Изучение релаксационных процессов после прохождения лазерного импульса проводилось методом зондирования для различных нелинейно-оптических сред: C₆₀-толуол, суспензии углеродных наночастиц и суспензии астраленов в спирте [11]. В качестве зонда использовалось излучение He–Ne-лазера (рис. 7а). Для суспензии углеродных наночастиц и астраленов выявлены две особенности поведения нелинейно-оптической среды после прохождения мощного лазерного импульса (рис. 7б). Во-первых, это ослабление

пропускания излучения He–Ne-лазера лимитером, вызванное рассеянием на турбулентных неоднородностях среды, имеющих тепловую природу. Во-вторых, просветление нелинейно-оптической среды. Этот эффект может быть связан с выводом (или сублимацией) углеродных наноструктур из области распространения лазерного пучка. Для раствора C₆₀-толуол эффект просветления не наблюдается.

Быстродействие жидкостных лимитеров на фуллеренах, фуллереноподобных нанокластерах (астраленах) и углеродных наночастицах в импульсно-периодическом режиме ограничено временем восстановления начального пропускания среды и для коллинеарных пучков оно составляет 0,67 Гц для смеси C₆₀-толуол, 0,03 Гц для CBS-суспензии в спирте и 0,07 Гц для суспензии астраленов в спирте. Для нелинейно-оптической среды, помещенной в конфокальную систему, допустимо использовать жидкостные

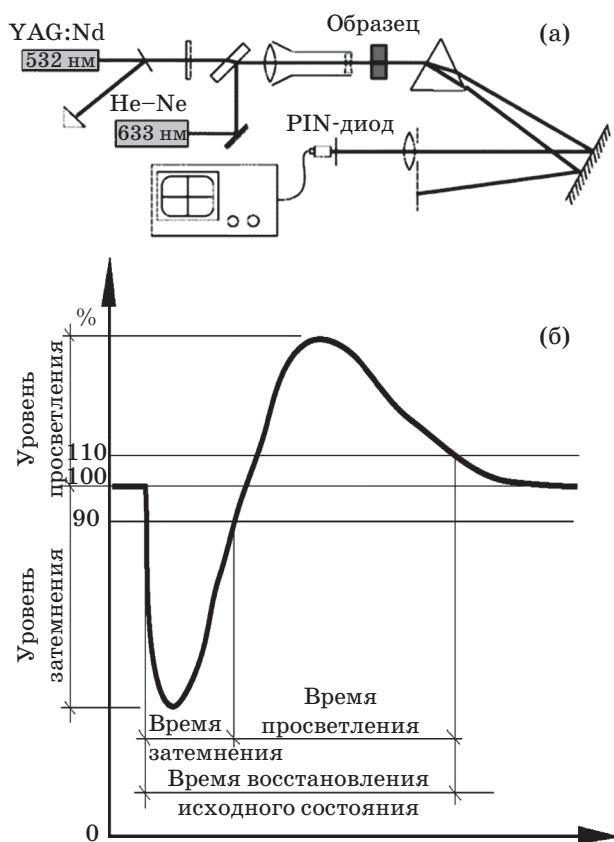


Рис. 7. а – схема эксперимента с зондированием He-Ne-лазером, б – типичная осциллограмма релаксационных процессов в жидких фуллеренсодержащих средах.

лимитеры в импульсно-периодическом режиме в том случае, если частота повторения импульсов не превосходит 3 Гц.

2. Ограничители излучения на основе фотоиндуцированных процессов в полупроводниках

Ограничители излучения на основе фуллеренов и астраленов, описанные в предыдущем разделе, обеспечивают эффективное ограничение при высоких плотностях лазерного излучения. В то же время для обеспечения безопасности органов зрения и защиты фотоприемных устройств необходимо ограничение излучения на уровне ниже 1 мкДж. Кроме того, для защиты фотоприемных устройств ИК области спектра необходимо создание ограничителей, способных ослаблять лазерное излучение ближнего и среднего ИК диапазонов. В Институте лазерной физики были проведены обширные исследования нелинейно-оптических эффектов в полупроводниках и полупроводниковых наночастицах

в видимом, ближнем и среднем ИК диапазонах. На основе этих исследований были созданы нелинейно-оптические среды для низкопороговых ограничителей излучения.

2.1. Ограничители на основе самодефокусировки излучения в примесных монокристаллических полупроводниках

В данном цикле исследований ставилась задача создания ограничителей излучения ближнего ИК диапазона, обеспечивающих пороги ограничения менее 10 пДж. Подобные низкопороговые ограничители необходимы для защиты от ослепления и повреждения излучением высокочувствительных фотоприемных устройств. В качестве нелинейно-оптического механизма ограничения был выбран эффект самодефокусировки излучения. Оптическая схема ограничителя излучения на основе самодефокусировки при фотогенерации носителей заряда в полупроводнике показана на вставке рис. 8.

Ограничитель состоит из двухлинзового телескопа с действительным фокусом, в фокальной плоскости которого расположена пластина полупроводника. Апертура диафрагмы на выходе телескопа соответствует диаметру пучка при отсутствии дефокусировки (режим линейного пропускания). При фотогенерации свободных электронов в полупроводнике происходит увеличение их концентрации. Показатель преломления

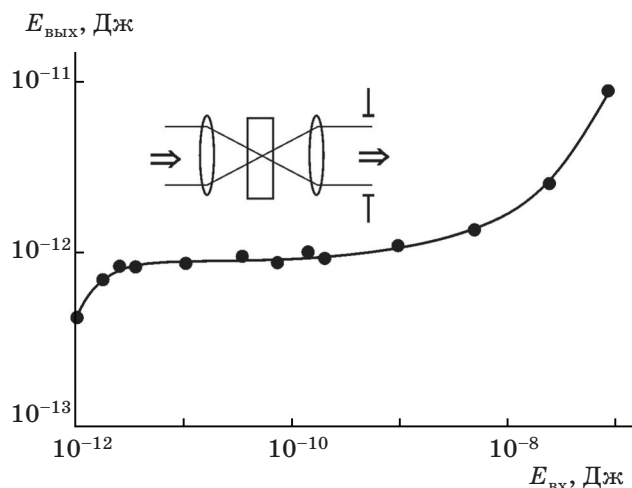


Рис. 8. Ограничение излучения при самодефокусировке в GaAs:O. $\lambda = 1,315$ мкм, $\tau = 50$ нс. На вставке – оптическая схема ограничителя на основе самодефокусировки излучения.

полупроводника зависит от концентрации свободных носителей заряда и определяется как

$$n = n_0 - \sum_i \frac{e^2 N_i}{n_0 \epsilon_0 m_i^* \omega^2}.$$

Здесь n_0 – показатель преломления полупроводника с равновесной концентрацией носителей заряда, e – заряд электрона, N – концентрация носителей заряда, индекс i соответствует типу носителя заряда, ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, m^* – эффективная масса носителя заряда, ω – круговая частота излучения. Из приведенного выражения видно, что увеличение концентрации носителей заряда приводит к уменьшению показателя преломления полупроводника. В результате в области воздействия излучения в объеме полупроводника возникает отрицательная динамическая линза, на которой происходит дефокусировка излучения, что приводит к уменьшению энергии излучения, проходящей через диафрагму.

Для увеличения концентрации свободных носителей заряда в полупроводнике может быть использовано однофотонное межзонное поглощение [12], двухфотонное поглощение [13] и примесное поглощение. В наших экспериментах для ограничения излучения использовалось примесное поглощение в широкозонных полупроводниках. Так как фотогенерация электронов с глубоких примесных уровней является однофотонным процессом, то в этом случае снижается энергетический порог ограничения и может быть реализовано эффективное ограничение для нано- и микросекундных лазерных импульсов. Для ограничения излучения в видимом и ближнем ИК диапазонах использовались монокристаллы ZnSe, легированные кислородом или медью. Для ограничения в ближнем ИК диапазоне применялись кристаллы GaAs с примесью кислорода, меди или хрома.

На рис.8 показана кривая ограничения при самодифракции излучения в GaAs, легированном кислородом для $\lambda = 1.315$ мкм и $\tau = 50$ нс [14]. Из рисунка видно, что порог ограничения составляет 2 пДж, а динамический диапазон ограничения достигает 10^4 . Аналогичные результаты были получены и для монокристаллического ZnSe, легированного кислородом. При увеличении длительности лазерного импульса и переходе в микросекундный диапазон в этих материалах также наблюдается низкопороговое ограничение излучения. Однако при увеличении длительности импульса эффективность ограничения уменьшается. В основном это связано с

Таблица 2. Характеристики ограничителей на основе самодифракции излучения в примесных полупроводниках

λ , мкм	τ , нс	Материал	$E_{\text{пор}}$, пДж	D
1,06	10	GaAs	5	10^5 –
		ZnSe	10	10^6
1,315	50	GaAs	2	10^5
1,315	6 мкс	GaAs	8	10^4
		ZnSe	20	10^5
1,55	5	GaAs	5	5×10^4
				10^4

процессами рекомбинации свободных электронов и с пространственным расплыванием динамической линзы из-за диффузии носителей заряда [15, 16]. В табл. 2 приведены характеристики ограничителей на основе самодифракции излучения в примесных полупроводниках: энергетический порог ограничения ($E_{\text{пор}}$) и динамический диапазон ограничения (D).

Таким образом, нами экспериментально показано, что эффект самодифракции в примесных полупроводниках позволяет получить ограничение излучения с порогом на уровне единиц пикоджоулей и динамическим диапазоном ограничения более 10^4 . Ограничение излучения может быть получено в более широком спектральном диапазоне, чем в случае двухфотонного поглощения. Наши эксперименты показали, что ограничители данного типа могут эффективно работать в импульсно-периодическом режиме при частоте повторения лазерных импульсов до 100 кГц. В то же время ограничители на основе самодифракции излучения обладают рядом недостатков: необходимостью использования оптической схемы, зависимостью характеристик ограничения от пространственного распределения излучения на входе ограничителя и сильным искажением пространственного распределения прошедшего излучения в режиме ограничения.

2.2. Ограничители излучения на основе фотоиндуцированного фазового перехода в диоксиде ванадия

Перспективным нелинейным материалом для создания ограничителей излучения среднего ИК диапазона является диоксид ванадия (VO_2), обладающий обратимым фазовым переходом (ФП) полупроводник-металл [17, 18]. Диоксид ванадия в ограничителях используется либо в виде поликристаллических пленок, либо в форме

наночастиц, входящих в состав композитного материала. ФП в VO_2 может происходить в результате увеличения температуры до 68°C или в результате увеличения концентрации свободных электронов под действием света. В среднем ИК диапазоне ФП в VO_2 инициируется тепловыми процессами. Разогрев пленки VO_2 излучением среднего ИК диапазона возникает в основном в результате поглощения оптического излучения плазмой свободных носителей заряда, которая в процессе релаксации накопленной в ней энергии разогревает кристаллическую решетку материала. Однако может происходить и прямое поглощение излучения решеточной подсистемой, поскольку генерация фононов при поглощении полупроводниковой фазой VO_2 излучения среднего ИК диапазона достаточно эффективна.

ФП в VO_2 сопровождается значительным изменением комплексного показателя преломления ($n^* = n - ik$). В табл. 3 показано изменение n^* при переходе VO_2 из полупроводниковой (s) в металлическую (m) фазу для разных длин волн. Из таблицы видно, что наиболее сильное изменение n^* происходит в среднем ИК диапазоне.

В качестве ограничителя излучения может быть использовано многослойное интерференционное зеркало с пленкой VO_2 . В зависимости от конструкции зеркала [19, 20] может быть обеспечена модуляция либо коэффициента отражения, либо коэффициента пропускания в заданной области спектра. Однако лучевая стойкость таких зеркал уменьшается по мере увеличения количества слоев [21]. Кроме того, в многослойных зеркалах не может быть получено эффективное ограничение в широком спектральном интервале. Поэтому для создания широкополосных ограничителей среднего ИК диапазона использовались интерференционные системы, состоящие либо из одного слоя VO_2 , либо слоя VO_2 с корректирующим диэлектрическим слоем.

Для уменьшения энергетического порога ограничения и расширения динамического диапазона ограничения могут быть использо-

ваны несколько пленок VO_2 , расположенных последовательно в сфокусированном лазерном пучке [22]. Однако оптимальным с точки зрения конструкции является ограничитель, в котором сфокусированное излучение многократно проходит через одну и ту же пленку VO_2 . Оптическая схема макета такого ограничителя показана на вставке рис. 9. Ограничитель состоит из зеркального телескопа, между входным и выходным зеркалами которого расположен нелинейно-оптический элемент – пленка VO_2 на германиевой подложке с корректирующим диэлектрическим покрытием. Толщина пленки VO_2 0,75 мкм. Пропускание нелинейно-оптического элемента для одного прохода излучения 80% в спектральном интервале 3–12 мкм. Ограничитель помещен в термостат, который стабилизирует температуру вблизи ФП VO_2 .

Излучение, падающее на ограничитель, трижды проходит через пленку VO_2 , одновременно при этом фокусируясь. В режиме ограничения в первую очередь происходит переключение центральной области пленки VO_2 , соответствующей третьему проходу излучения. Затем последовательно переключаются области, соответствующие второму и первому проходам. При этом после переключения второй области снижается лучевая нагрузка на центральную часть пленки, предохраняя ее от разрушения излучением. Аналогично переключение первой области снижает лучевую нагрузку на вторую и третью области пленки VO_2 , обеспечивая надеж-

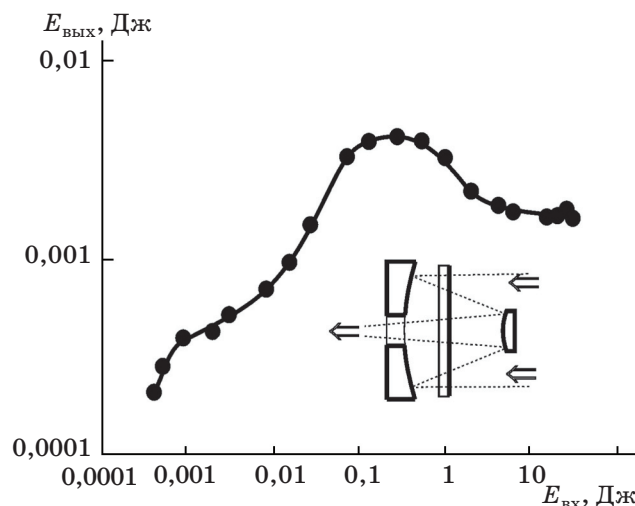


Рис. 9. Ограничение излучения трехпроходовым ограничителем на основе VO_2 . $\lambda = 10,6$ мкм. На вставке – оптическая схема макета трехпроходового ограничителя излучения для среднего ИК диапазона.

Таблица 3. Оптические константы VO_2 в полупроводниковой и металлической фазах

λ , мкм	n_s^*	n_m^*
10,6	$2,55 - i0,08$	$8 - i9$
3,4	$2,88 - i0,002$	$3,56 - i5,7$
2,0	$3,3 - i0,2$	$2,8 - i4,4$
1,06	$3,1 - i0,5$	$1,7 - i1,8$
0,5	$2,3 - i0,6$	$2,7 - i0,3$

ную работу ограничителя при высокой плотности энергии падающего излучения.

Эксперименты по ограничению проводились на длине волны 10,6 мкм при $\tau_n = 20$ мкс [23]. Температура германиевой подложки, на которой располагалась пленка VO_2 , была равна 55 °С. На рис. 9 показана экспериментальная зависимость энергии излучения на выходе ограничителя от энергии излучения на его входе. Как видно из рисунка, порог ограничения равен 0,8 мДж. Сложный вид кривой ограничения связан с пространственной динамикой переключения пленки VO_2 [23]. Интегральный коэффициент ослабления при энергии падающего излучения 26,5 Дж равен $1,5 \times 10^4$. Аналогичная зависимость была получена и для ограничения излучения в спектральном интервале 3,8–4,2 мкм.

В ближнем ИК и видимом диапазонах для ограничения излучения также могут быть использованы интерференционные зеркала с пленкой VO_2 . Однако их конструкция по мере уменьшения длины волны усложняется, а начальное пропускание ограничителя уменьшается. Для решения этих проблем было предложено использовать композитные среды с наночастицами VO_2 . Преимуществом композитных сред является возможность варьирования в широких пределах их оптических характеристик, в частности, возможность увеличения начального пропускания. Наночастицы VO_2 вводились в прозрачную полимерную среду (оптический эпоксидный компаунд, полиметилметакрилат) [24] либо синтезировались в порах нанопористых силикатных стекол [25, 26].

Рисунок 10 иллюстрирует нелинейно-оптический отклик наночастиц VO_2 в нанопористых силикатных стеклах с размером пор 17 и 7 нм [25, 26]. Концентрация наночастиц в стекле составляла 0,1%, начальное пропускание образцов в спектральном интервале 0,5–1,1 мкм – 50–60%. Измерения проводились в сфокусированном пучке на $\lambda = 1,06$ мкм при $\tau_n = 10$ нс. Из рисунка видно, что порог ограничения равен 10^{-9} Дж, а динамический диапазон ограничения превышает 100. Аналогичные результаты были получены и для пикосекундной длительности лазерных импульсов.

Таким образом, композитные среды с наночастицами VO_2 обладают оптической нелинейностью, приводящей к ограничению нано- и пикосекундных лазерных импульсов видимого и ближнего ИК диапазонов. При концентрации наночастиц 0,01–0,5% такие среды обладают высоким коэффициентом пропускания при толщи-

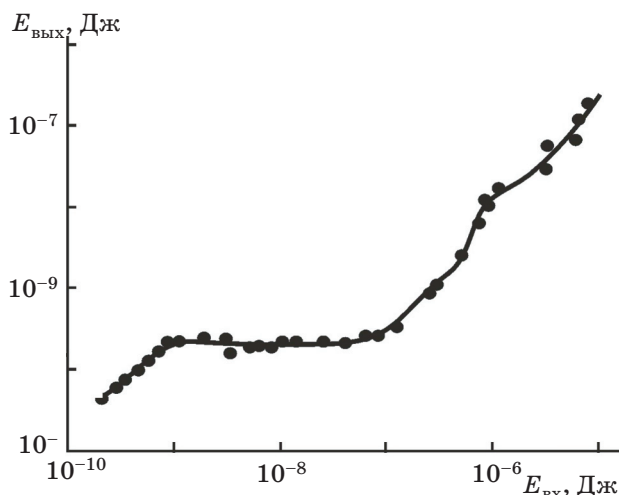


Рис. 10. Нелинейно-оптический отклик наночастиц VO_2 в нанопористом стекле. $\lambda = 1,06$ мкм, $\tau = 10$ нс.

не до нескольких миллиметров, что делает их пригодными для практического использования в качестве ограничителей лазерного излучения и быстродействующих оптических переключателей. Композитные среды с наночастицами VO_2 могут быть использованы и в среднем ИК диапазоне. Однако тепловой механизм нелинейности не позволяет получить низкий порог ограничения без фокусировки лазерного пучка.

Для решения этой проблемы было предложено использовать композитные среды с наночастицами галогенидов серебра, имеющими оболочку из островковой пленки серебра. Особенности ограничения излучения в таких средах описаны ниже.

2.3. Ограничители на основе композитных материалов с наночастицами галогенидов серебра

При фототермической обработке наночастиц галогенидов серебра на их поверхности возникает островковая пленка серебра. Это вызывает появление плазмонных резонансов в среднем ИК диапазоне, в том числе на $\lambda = 10,6$ мкм [27, 28]. При воздействии импульсного 10-микронного излучения происходит обратимое изменение диэлектрической проницаемости ядра наночастицы, приводящее к сдвигу полосы плазмонного резонанса, увеличению амплитуды этого резонанса и ограничению излучения. Эксперименты показали, что композитный материал на основе наночастиц AgCl в матрице из KI позволяет эффективно ограни-

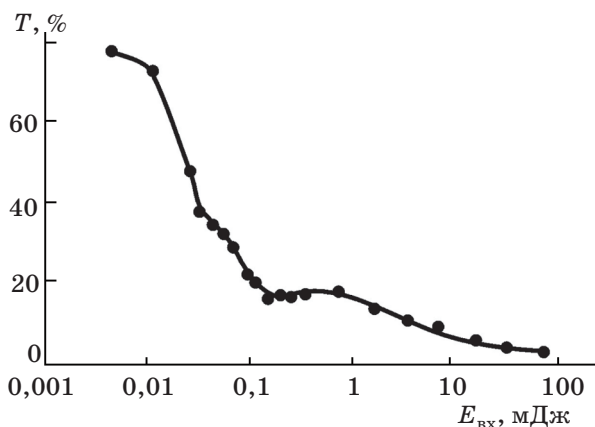


Рис. 11. Ограничение излучения наночастицами хлорида серебра в матрице из КІ. $\lambda = 10,6$ мкм, $\tau = 1,5$ мкс.

чивать микросекундные лазерные импульсы с длиной волны 10,6 мкм (рис. 11). Размер наночастиц AgCl был равен 100–200 нм, их концентрация в матрице – 5%. Из рисунка видно, что порог ограничения составляет 10 мкДж/см², а полный динамический диапазон ограничения достигает 10⁴. Начальное пропускание образцов на $\lambda = 10,6$ мкм было равно 70–80%.

Теоретический анализ показал, что причиной возникновения оптической нелинейности в данном случае является пьезооптический эффект в наночастицах галогенида серебра в условиях плазмонного резонанса [27]. Изменение показателя преломления наночастиц при взаимодействии с полем электромагнитной волны приводит к спектральному сдвигу плазмонного резонанса и увеличению его амплитуды. Низкий порог ограничения обусловлен локальным усилением поля волны внутри наночастицы при плазмонном резонансе.

2.4. Ограничители на основе композитных материалов с полупроводниковыми наноструктурами, имеющими металлическую оболочку

Выше было показано, что для снижения энергетического порога ограничения могут быть использованы эффекты локального усиления поля электромагнитной волны в условиях плазмонного резонанса. Поэтому следующий цикл исследований был посвящен нелинейно-оптическим эффектам, приводящим к ограничению излучения видимой и ближней ИК областей спектра в композитных средах с наноструктурами, состоящи-

ми из полупроводникового (диэлектрического) ядра и металлической оболочки. Спектральное положение плазмонного резонанса таких структур сильно зависит от соотношения радиусов ядра и оболочки. Это позволяет смещать плазмонный резонанс по спектру, в частности, сдвигать его из видимой области спектра в ближний ИК диапазон. Кроме того, в данном случае локальное усиление поля может приводить к увеличению эффективной нелинейной восприимчивости не только металлического компонента, но и полупроводникового (диэлектрического).

Для ограничения излучения в спектральном интервале 0,4–1,1 мкм наноструктуры с нелинейно-поглощающим ядром и металлической оболочкой представляют значительный интерес. Как показано в [29], в подобных наноструктурах при светоиндуцированном насыщении поглощения k_c в ядре наноструктуры происходит увеличение сечения поглощения и рассеяния всей наноструктуры в спектральной области плазмонного резонанса (рис. 12).

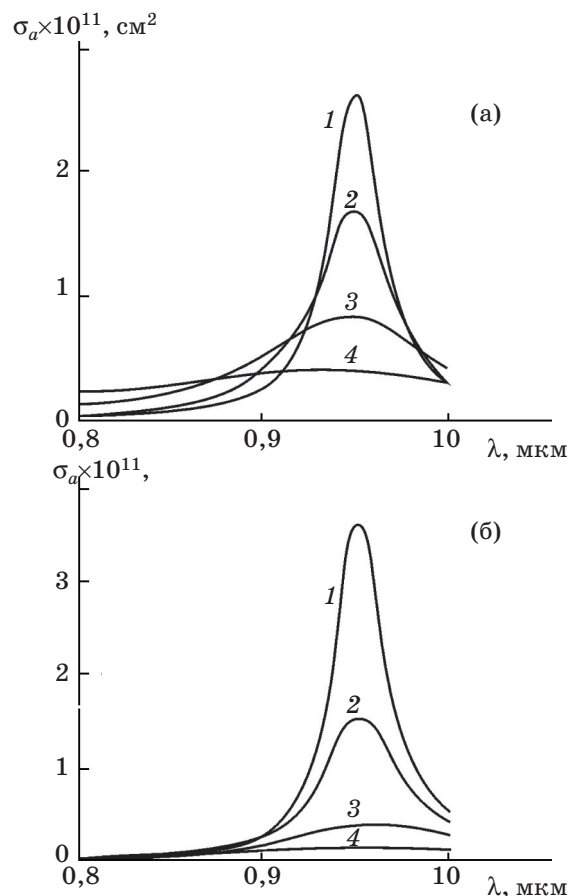


Рис. 12. Спектры сечения поглощения (а) и рассеяния (б) наночастиц с оболочкой из Ag и поглощающим ядром. 1 – $k_c = 0$, 2 – 0,05, 3 – 0,2, 4 – 0,5.

Учитывая эффект локального усиления поля электромагнитной волны в ядре наночастицы при плазмонном резонансе, можно ожидать, что в таких средах будет возникать низкопороговое ограничение излучения.

В наших экспериментах исследовались наноструктуры с оболочкой из серебра и ядром из нелинейного полупроводникового материала, обладающего фотоиндуцированным изменением поглощения [30, 31]. Рассмотрим два типа таких наноструктур с ядром из полупроводникового материала, в котором под действием излучения происходит насыщение примесного поглощения:

1) с ядром из ZnO, легированного серебром (ZnO:Ag), спектральный интервал нелинейно-оптического отклика 0,5–0,6 мкм;

2) с ядром из HgO, легированного серебром (HgO:Ag), спектральный интервал нелинейно-оптического отклика 0,8–1,1 мкм.

Оболочка из серебра на наноструктурах формировалась методом химического осаждения. Толщина оболочки выбиралась таким образом, чтобы плазмонный резонанс наноструктуры попадал в спектральную область воздействующего лазерного излучения. Необходимо отметить, что наночастицы ядра имели неправильную форму, что оказывало влияние на спектральное положение и спектральную ширину плазмонных резонансов конечных наноструктур. В качестве прозрачной матрицы для наноструктур использовался полиметилметакрилат. Концентрация наноструктур в матрице составляла 0,1–0,05%. Исследовались образцы композитных материалов толщиной 3–6 мм. Линейный коэффициент пропускания образцов в спектральном интервале 0,5–1,1 мкм был равен 70–80%.

На рис 13 показаны экспериментальные зависимости коэффициента пропускания от плотности энергии воздействующего излучения для композитов, содержащих наноструктуры с оболочкой из серебра для $\lambda = 0,53$ и 1,06 мкм при длительности лазерного импульса 10 нс. Из рисунка видно, что характерной особенностью оптического отклика для данного типа наноструктур является уменьшение коэффициента пропускания при плотности энергии падающего излучения $E_{\text{вх}} = (2-3) \times 10^{-7}$ Дж/см². Наблюдаемый эффект ограничения излучения связан с насыщением примесного поглощения в ядре наноструктуры, что приводит к увеличению амплитуды плазмонного резонанса и к росту сечения поглощения и рассеяния наноструктуры в целом.

Таким образом, рассмотренные типы композитных сред позволяют ограничивать лазерное излучение видимого и ближнего ИК диапазонов на энергетическом уровне $(2-3) \times 10^{-7}$ Дж/см², что соответствует уровню, безопасному для органов зрения. Однако динамический диапазон ограничения таких сред невелик. Поэтому для защиты органов зрения в широком диапазоне энергий лазерного излучения был разработан двухкаскадный ограничитель, описанный ниже.

3. Двухкаскадный ограничитель лазерного излучения

По результатам исследований, проведенных в Институте лазерной физики, и на основе предварительного макетирования и лабораторных испытаний был разработан макет двухкаскадного ограничителя излучения для защиты органов зрения наблюдателя. При выборе подхода к

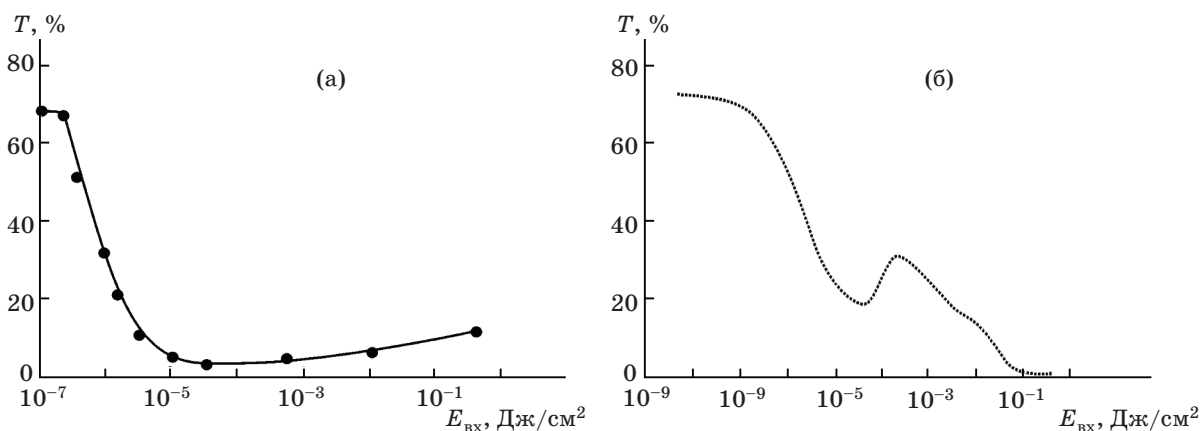


Рис. 13. Экспериментальные зависимости коэффициента пропускания от плотности энергии воздействующего излучения для композитных материалов с наноструктурами, имеющими полупроводниковое ядро и оболочку из серебра. а – ZnO:Ag, $\lambda = 0,53$ мкм; б – HgO:Ag, $\lambda = 1,06$ мкм. $\tau = 10$ нс.

созданию принципиальной оптической схемы двухкаскадного макета мы исходили из необходимости макетирования таких оптических схем, которые были бы близки к наблюдательным приборам, выпускаемым промышленностью. В таких наблюдательных системах используются входные апертуры до 80 мм и увеличение $10\times$.

Исходя из этих соображений, а также из необходимости обеспечения нелинейно-оптической защиты органов зрения наблюдателя, нами были выбраны основные параметры разрабатываемого двухкаскадного макета. Первый каскад ограничения представляет собой жидкую нелинейно-оптическую среду на основе суспензий углеродных фуллереноподобных наночастиц – астраленов в водно-спиртовых растворителях. Этот ограничитель расположен в сфокусированном пучке для снижения порога ограничения. Применение высококачественной сферической оптики позволяет снизить порог ограничения в такой системе до 10^{-5} Дж. Второй каскад ограничения представляет собой твердотельную пластину композита с полупроводниковыми наночастицами, помещенную вблизи второй фокальной плоскости. Энергетический диапазон его функционирования 10^{-5} – 10^{-7} Дж, а энергетический порог ограничения – не хуже 10^{-7} Дж.

Упрощенная оптическая схема разработанного макета приведена на вставке рис. 14. Объектив макета представляет собой высококачественную апохроматическую систему из 3-х элементов

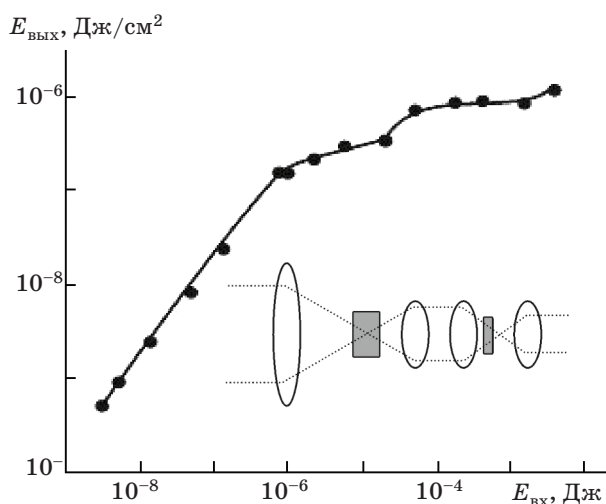


Рис. 14. Результаты испытаний двухкаскадного макета ограничителя излучения на $\lambda = 0,53$ мкм. $\tau_n = 10$ нс. На вставке – упрощенная оптическая схема макета зрительной трубы с двухкаскадным ограничителем излучения.

с одной асферической поверхностью. Диаметр входного зрачка 80 мм, фокусное расстояние объектива 240 мм, относительное отверстие $1/3$. За счет исправления аберраций достигается высокая плотность энергии в фокальном пятне (более 90% в кружке диаметром 12 мкм при $\lambda = 532$ нм и более 85% в кружке диаметром 14 мкм при $\lambda = 1064$ нм). Полевая диафрагма в совокупности с оборачивающей системой обеспечивают фильтрацию рассеянного излучения, возникающего в процессе ограничения. Последний блок оптической схемы представляет собой окуляр. Общая кратность наблюдательной системы $M = 10\times$.

Испытания макета ограничителя проводились на двух длинах волн – 0,53 мкм и 1,06 мкм, при длительности лазерного импульса 10 нс. Результаты испытания первого каскада макета на $\lambda = 0,53$ мкм показаны на рис. 14. Порог ограничения двухкаскадного макета равен 7×10^{-7} Дж. При $E_{вх} = 3,6$ мДж плотность энергии на выходе макета составляет 1,2 мкДж/см². Коэффициент ослабления излучения на $\lambda = 0,53$ мкм – 1760.

Порог ограничения двухкаскадного макета на $\lambda = 1,06$ мкм равен 5×10^{-7} Дж. При $E_{вх} = 4$ мДж плотность энергии на выходе макета составила 3,4 мкДж/см², а коэффициент ослабления излучения на $\lambda = 1,06$ мкм – 2150.

Выводы

Исследования, проведенные в Институте лазерной физики на протяжении последних лет, позволили создать ряд новых нелинейно-оптических сред, обеспечивающих эффективное и низкопороговое ограничение излучения в видимом, ближнем и среднем ИК диапазонах. Разработанные среды обладают нано- и пикосекундным быстродействием и способны обеспечить защиту органов зрения и фотоприемных устройств от ослепления и повреждения лазерным излучением. На основе проведенных исследований были созданы и испытаны лабораторные макеты ограничителей излучения – прототипы оптических защитных устройств, которые могут быть использованы при разработке новых приборов: зрительных труб и биноклей, лазерных локаторов, дальномеров и систем оптической связи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Белоусов В.П., Белоусова И.М., Будтов В.П., Данилов В.В., Данилов О.Б., Калинин А.Г., Мак А.А. Фуллерены: структурные, физико-

- химические и нелинейно-оптические свойства // Оптический журнал. 1997. Т. 64. № 12. С. 3–37.
2. Белоусов В.П., Белоусова И.М., Гавронская Е.А., Григорьев В.А., Данилов О.Б., Згонник В.Н., Калинин А.Г., Миронова Н.Г., Соснов В.Н., Пономарев А.Н. Широкополосные быстродействующие нелинейно-оптические ограничители видимого диапазона на основе фуллеренсодержащих сред // Оптический журнал. 1999. Т. 66. № 8. С. 50–56.
 3. Belousova I.M., Belousov V.P., Danilov O.B., Grigor'ev V.A., Gorshkov A.S., Kalintsev A.G., Zgonnik V.N., Kamanina N.V., Zhevlakov A.P., Kris'ko A.V., Mironova N.G., Sosnov E.N., Gavronskaya E.A., Smirnov V.A., Yur'ev M.S., Ponomarev A.N., Yashin V.E. Peculiarities of optical limiting mechanism in liquid, polymer, and solid-state fullerene-containing media // Nonlinear Optics. 2001. V. 27. № 1–4. P. 219–231.
 4. Белоусова И.М., Григорьев В.А., Данилов О.Б., Калинин А.Г., Крисько А.В., Миронова Н.Г., Юрьев М.С. Роль светоиндуцированного рассеяния в оптическом ограничении лазерного излучения на основе фуллеренсодержащих сред // Опт. и спектр. 2001. Т. 90. № 2. С. 341–351.
 5. Belousova I.M., Mironova N.G., Yur'ev M.S. Theoretical investigation of stimulated scattering mechanism in fullerene-containing media // Opt. Commun. 2003. V. 223. P. 201–210.
 6. Belousova I.M., Belousov V.P., Danilov O.B., Gavronskaya E.A., Kris'ko A.V., Mironova N.G., Murav'eva T.D., Scobelev A.G., Ponomarev A.N. Photodynamic Nonlinear optical limiting in fullerenes and fulleroid molecules containing media // Proc. SPIE. 2004. V. 5479. P. 204–210.
 7. Mishra S.R., Rawat H.S., Joshi M.P., Mehendale S.C. The role of non-linear scattering in optical limiting in C₆₀ solutions // J. Phys. B. Mol. Opt. Phys. 1994. V. 27. № 8. P. L157–L163.
 8. Belousova I.M., Grigorev V.A., Danilov O.B., Kalintsev A.G., Kris'ko A.V., Mironova N.G., Yur'ev M.S. The Role of Light Induced Scattering in Laser Radiation Nonlinear Optical Limiting on the Base of Fullerene-Containing Media // Proc. SPIE. 2001. V. 4353. P. 106–114.
 9. Kovsh D.I., Yang S., Hagan D.J., Van Stryland E.V. Nonlinear optical beam propagation for optical limiting // Appl. Opt. 1999. V. 38. № 24. P. 5168–5180.
 10. Belousova I.M., Mironova N.G., Scobelev A.G. The investigation of nonlinear optical limiting by aqueous suspensions of carbon nanoparticles // Opt. commun. 2004. V. 235. Iss. 4–6. P. 445–452.
 11. Belousova I.M., Belousov V.P., Mironova N.G., Murav'eva T.D., Scobelev A.G., Yur'ev M.S., Videnichev D.A. Fast-acting nonlinear optical limiters and switchers, based on fullerenes and fullerene-like nanostructures // Proc. SPIE. 2007. V. 6455.
 12. Ralston J.M., Chang R.K. Optical limiting in semiconductors // Appl. Phys. Lett. 1969. V. 15. № 4. P. 164–166.
 13. Van Stryland E.W., Wu Y.Y., Hagan D.J., Soileau M.J., Manson K. Optical limiting with semiconductors // JOSA. B. 1988. V. 5. № 9. P. 1980–1988.
 14. Багров И.В., Жевлаков А.П., Михеева О.П., Сидоров А.И., Судариков В.В. Низкопороговое ограничение инфракрасного излучения в примесных полупроводниках // Оптический журнал. 2002. Т. 69. № 2. С. 15–20.
 15. Сидоров А.И. Динамика фотоиндуцированной линзы в примесном полупроводнике вблизи порога оптического ограничения // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. В. 7. С. 77–80.
 16. Сидоров А.И. Механизм низкопорогового ограничения излучения в компенсированном арсениде галлия // Оптический журнал. 2002. Т. 69. № 1. С. 7–10.
 17. Бугаев А.А., Захарченя Б.П., Чудновский Ф.А. Фазовый переход полупроводник–металл и его применение. Л.: Наука, 1979. 183 с.
 18. Bruckner W., Opperman H., Reichelt W., Chudnovsky F.A. Vanadiumoxide. Akademie-Verlag, Berlin, 1983. 252 p.
 19. Коновалова О.П., Сидоров А.И., Шаганов И.И. Интерференционные системы управляемых VO₂-зеркал для спектрального диапазона 0,6–10,6 мкм // Оптический журнал. 1999. Т. 66. № 5. С. 13–22.
 20. Сидоров А.И. Управляемые VO₂-зеркала на основе трехзеркального интерферометра для спектрального диапазона 0,5–2,5 мкм // Оптический журнал. 2000. Т. 67. № 6. С. 39–44.
 21. Данилов О.Б., Жевлаков А.П., Сидоров А.И., Тульский С.А., Ячнев И.Л., Титтертон Д. Воздействие интенсивного лазерного излучения на управляемые VO₂-зеркала // Оптический журнал. 2000. Т. 67. № 6. С. 31–38.
 22. Михеева О.П., Сидоров А.И. Особенности ограничения лазерного излучения зеркалами на основе диоксида ванадия // Оптический журнал. 2001. Т. 68. № 4. С. 48–52.
 23. Данилов О.Б., Климов В.А., Михеева О.П., Сидоров А.И., Тульский С.А., Шадрин Е.Б., Ячнев И.Л. Оптическое ограничение излучения среднего ИК диапазона в пленках диоксида ванадия // ЖТФ. 2003. Т. 73. № 1. С. 77–80.
 24. Остросаблина А.А., Сидоров А.И. Нелинейно-оптические свойства толстых композитных сред с наночастицами диоксида ванадия. I. Самодефокусировка излучения видимого и ближнего ИК

- диапазонов // Оптический журнал. 2005. Т. 72. № 7. С. 36–41.
25. Сидоров А.И., Виноградова О.П., Хрущева Т.А., Обыкновенная И.Е., Ермолаева Г.Н., Шилов В.Б. Оптические свойства наночастиц диоксида ванадия в нанопористых стеклах // Оптический журнал. 2008. Т. 75. № 1. С. 43–48.
26. Виноградова О.П., Обыкновенная И.Е., Сидоров А.И., Климов В.А., Шадрин Е.Б., Ханин С.Д., Хрущева Т.А. Синтез и свойства нанокристаллов диоксида ванадия в силикатных пористых стеклах // ФТТ. 2008. Т. 50. № 4. С. 734–740.
27. Сидоров А.И. Оптические свойства композита с наночастицами серебра в диапазоне 8–12 мкм // Оптический журнал. 2003. Т. 70. № 2. С. 9–14.
28. Михеева О.П., Сидоров А.И. Оптическое ограничение 10-микронного излучения наночастицами хлорида серебра // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 74. В. 6. С. 16–19.
29. Сидоров А.И. Инверсия поглощения и рассеяния при плазмонном резонансе в наночастицах с металлической оболочкой // ЖТФ. 2006. Т. 76. В. 10. С. 136–139.
30. Сидоров А.И., Виноградова О.П., Бандюк О.В. Особенности нелинейно-оптического отклика композитных сред на основе наноструктур с поглощающим ядром и металлической оболочкой вблизи плазмонного резонанса // ЖТФ. 2008. Т. 78. В. 6. С. 70–75.
31. Сидоров А.И., Виноградова О.П., Бандюк О.В. Нелинейно-оптический отклик полупроводниковых наночастиц с металлической оболочкой на длине волны 1,06 мкм // Оптический журнал. 2008. Т. 75. № 7. С. 11–17.
-