

## ЧАСТЬ 4. КОГЕРЕНТНАЯ И НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИКА. ФОТОНИКА

ЛАЗЕРНОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ ТВЕРДЫХ ТЕЛ С.В. Петрушкин.....	5
ОПТИМАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ НАБЛЮДЕНИЯ СИГНАЛОВ ДОЛГОЖИВУЩЕГО ФОТОННОГО ЭХА В ПРИМЕСНЫХ НАНОКРИСТАЛЛАХ Д.Д. Власова, А.А. Калачёв .....	8
ФОТОЛИТОГРАФИЯ БЕЗ МАСКИ И РАСЧЕТ ИЗОБРАЖЕНИЙ, ДАВАЕМЫХ ПРОСТРАНСТВЕННЫМ МОДУЛЯТОРОМ СВЕТА НА МЕМОС-СТРУКТУРЕ Г.В. Белокопытов, Ю.В. Рыжикова .....	11
СПЕКТР ИЗЛУЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ДВУХУРОВНЕВЫХ АТОМОВ А.В. Горохов, В.В. Семин.....	14
ФОТОННОЕ ЭХО В КОРУНДЕ, ЛЕГИРОВАННОМ ИЗОТОПОМ «ХРОМ-53» В.В. Самарцев, А.М. Шегеда, А.В. Шкаликов, И.З. Латыпов .....	16
НЕПАРАКСИАЛЬНЫЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ СОЛИТОНЫ В КУБИЧНО-НЕЛИНЕЙНЫХ СРЕДАХ С ПЕРИОДИЧЕСКОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ В.А. Алешкевич, А.В. Григорьев, Н.Г. Уваров.....	19
УВЕЛИЧЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ КОМБИНАЦИОННЫХ ЧАСТОТ ПРИ СОКРАЩЕНИИ ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ВСТРЕЧНЫХ ИМПУЛЬСОВ Е.М. Буяновская, С.А. Козлов.....	22
ЭФФЕКТИВНЫЙ ОПЕРАТОР ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ФОТОНА С ИНТЕНСИВНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ПОЛЕМ Р.Х. Гайнутдинов, А.А. Мутыгуллина, М.А. Хамадеев .....	25
ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИМПУЛЬСА И ВТОРОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ГАРМОНИКИ В РЕЗОНАНСНОЙ СРЕДЕ С ПОСТОЯННЫМ ДИПОЛЬНЫМ МОМЕНТОМ С.В. Сазонов, Н.В. Устинов.....	28

О СВЕРХСВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСАХ В НЕРАВНОВЕСНЫХ СРЕДАХ А.Н. Бугай, С.В. Сазонов .....	31
ГЕНЕРАЦИЯ КОНТИНУАЛЬНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ МОЩНЫМИ УКИ В ДИЭЛЕКТРИКАХ С ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ И ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ДИСПЕРСИЕЙ Н. Ю. Вислобоков, А. П. Сухоруков.....	34
ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕРХБЫСТРОЙ ФАЗОВОЙ РЕЛАКСАЦИИ В ПРИМЕСНОМ ПОЛИМЕТИЛМЕТАКРИЛАТЕ МЕТОДОМ НЕКОГЕРЕНТНОГО ФОТОННОГО ЭХА С ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ВРЕМЕННЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ К.Р. Каримуллин, Ю.Г. Вайнер, И.Ю. Ерёмчев, А.В. Наумов, В.В. Самарцев .....	37
ФОРМИРОВАНИЕ ТЕМНЫХ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ СОЛИТОНОВ В ПРОТОННО-ИМПЛАНТИРОВАННОМ ПЛАНАРНОМ ВОЛНОВОДЕ В НИОБАТЕ ЛИТИЯ В.Г. Круглов, В.М. Шандаров, Я.Тан, Ф. Чен, Д. Кип .....	40
ДИНАМИЧЕСКИЙ МАССИВ ОПТИЧЕСКИХ ЛОВУШЕК ДЛЯ ДЕФОРМАЦИИ ВЫТЯНУТЫХ МИКРООБЪЕКТОВ Е.Н. Воронцов, Н.Н. Лосевский, С.П. Котова, А.В. Коробцов.....	43
ВЫСОКОЭФФЕКТИВНАЯ ДИФРАКЦИЯ НА ТОНКИХ И ОБЪЕМНЫХ ДИНАМИЧЕСКИХ ГОЛОГРАММАХ В ЛИНЕЙНЫХ ПОГЛОТИТЕЛЯХ И.Н. Агишев, А.Л. Толстик.....	46
ЛАЗЕРНАЯ МАНИПУЛЯЦИЯ МИКРОСКОПИЧЕСКИМИ ОБЪЕКТАМИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ВИХРЕВЫХ ПОЛЕЙ С.П. Котова.....	49
ВЫСОКОЭФФЕКТИВНАЯ ДИФРАКЦИЯ НА ТОНКИХ И ОБЪЕМНЫХ ДИНАМИЧЕСКИХ ГОЛОГРАММАХ В ЛИНЕЙНЫХ ПОГЛОТИТЕЛЯХ И.Н. Агишев, А.Л. Толстик.....	51
ФОТОНАВЕДЕННОЕ ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЕ В СЛОЯХ БЕНЗАЛЬДЕГИДСОДЕРЖАЩИХ ПОЛИМЕРОВ И ЕГО ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ А.В. Трофимова, В.В. Могильный.....	54

ГЕНЕРАЦИЯ 2-Й ГАРМОНИКИ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ И СПОНТАННОЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ РАССЕЙНИЕ В АПЕРИОДИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ КРИСТАЛЛАХ <b>А.С. Солнцев, Г.Х. Китаева, И.И. Наумова, А.В. Таусенев</b> .....	57
ВЛИЯНИЕ ДОЛГОЖИВУЩЕГО РАДИКАЛА НА УСИЛЕНИЕ ФАЗОВЫХ ГОЛОГРАММ В ПОЛИМЕРНЫХ СЛОЯХ СОДЕРЖАЩИХ ФЕНАНТРЕНХИНОН В ВЫСОКОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ <b>Д.Н. Мармыш, В.В. Могильный</b> .....	59
ВНУТРИРЕЗОНАТОРНОЕ ВКР-ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}/\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ МИКРОЧИП-ЛАЗЕРА В ДВЕ СТОКСОВЫ КОМПОНЕНТЫ <b>П.В. Шпак, А.А. Демидович, М.Б. Данаилов, А.С. Грабчиков, В.А. Орлович</b> .....	62
ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГРУППОВОГО ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ПРИ ВРМБ В ВОЛОКОННЫХ ОПТИЧЕСКИХ СВЕТОВОДАХ <b>Н.Е. Котова, В.И. Ковалев, Р.Г. Харрисон</b> .....	65
НЕЛИНЕЙНОЕ ОТРАЖЕНИЕ КВАЗИДИСКРЕТНОГО СПЕКТРАЛЬНОГО СУПЕРКОНТИНУУМА <b>О.А. Мохнатова</b> .....	68
ГЕНЕРАЦИЯ ВЫСШИХ ОПТИЧЕСКИХ ГАРМОНИК И ФОРМИРОВАНИЕ СУБФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В АПЕРИОДИЧЕСКОМ НЕЛИНЕЙНОМ ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ $\text{LiNbO}_3$ <b>И.В.Шутов, А.С.Чиркин</b> .....	71
МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕЖИМОВ ФОРМИРОВАНИЯ МНОГОИМПУЛЬСНОГО ФОТОННОГО ЭХА И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ В СПЕЦИАЛИЗИРОВАННЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ УСТРОЙСТВАХ <b>В.Т. Нигматуллина, М.Ю. Кокурин, И.И. Попов</b> .....	74
ВЫСОКОСКОРОСТНОЕ ПОЛНОСТЬЮ ОПТИЧЕСКОЕ УПРАВЛЕНИЕ МНОГОКАНАЛЬНОЙ ПЕРЕДАЧЕЙ СИГНАЛОВ В ПАРАМЕТРИЧЕСКИ ВОЗБУЖДАЕМЫХ РЕШЕТКАХ <b>О.В. Боровкова, А.П. Сухоруков</b> .....	77

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ УСИЛЕНИЕ В ПОЛЕ НИЗКОЧАСТОТНОЙ НАКАЧКИ ПРИ КВАЗИСИНХРОННЫХ СВЯЗАННЫХ НЕЛИНЕЙНО- ОПТИЧЕСКИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ	
<b>М.Ю. Сайгин, И.В. Шутов, А.С. Чиркин</b> .....	<b>80</b>
ДИНАМИКА СИЛЬНЫХ ПОЛЕЙ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СРЕДАХ	
<b>С.А. Штумпф, А.А. Королев</b> .....	<b>83</b>
РЕЗОНАНС ЗАХАРОВА – БЕННИ В ОПТИКЕ, АКУСТИКЕ И ОПТО- АКУСТИКЕ	
<b>С.В. Сазонов</b> .....	<b>86</b>
ДВУХВОЛНОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НА ОТРАЖАТЕЛЬНЫХ ДИНАМИЧЕСКИХ РЕШЕТКАХ В КРИСТАЛЛАХ СИЛЕНИТОВ ПРИ ФАЗОВОЙ МОДУЛЯЦИИ СИГНАЛЬНОГО ПУЧКА	
<b>С.М. Шандаров, А.А. Колегов, Н.И. Буримов, В.И. Быков, В.М. Петров, Ю.Ф. Каргин</b> .....	<b>88</b>
ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ В НЕЦЕНТРОСИММЕТРИЧНЫХ СРЕДАХ	
<b>Н.Н. Рубцова, Г.А. Русецкий, О.Х. Хасанов</b> .....	<b>91</b>
ЭФФЕКТ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ОТРАЖЕНИЯ В КВАДРАТИЧНЫХ ОДНООСНЫХ КРИСТАЛЛАХ С ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЕМ	
<b>В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков</b> .....	<b>95</b>
ДИФРАКЦИЯ ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА УЛЬТРАЗВУКЕ В КРИСТАЛЛАХ ТЕЛЛУРА	
<b>Г.А. Князев, В.Б. Волошинов</b> .....	<b>98</b>
АКУСТООПТИЧЕСКАЯ ДИФРАКЦИЯ В УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ПОЛЯХ, ВОЗБУЖДЕННЫХ КЛИНОВИДНЫМИ ПЬЕЗОПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯМИ НА ТРЕТЬЕЙ ГАРМОНИКЕ	
<b>А.В. Ревенко, В.И. Балакший</b> .....	<b>101</b>
ДИФРАКЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН НА НЕОДНОРОДНОСТЯХ, ИНДУЦИРОВАННЫХ В НЕЛИНЕЙНЫХ СРЕДАХ	
<b>А.К. Сухорукова, А.П. Сухоруков, В.Е. Лобанов</b> .....	<b>104</b>
О КОМПРЕССИИ ФАЗОМОДУЛИРОВАННЫХ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ В ДИСПЕРГИРУЮЩЕЙ СРЕДЕ	
<b>О.И. Пасека, В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков</b> .....	<b>107</b>

ЛАЗЕРНОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

С.В. Петрушкин

*Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН*

К настоящему времени хорошо известны серьезные достижения в области оптического охлаждения газов. Заметим, что еще в 1619 году И. Кеплер в сочинении "DeCometis" высказал гипотезу о том, что причиной отклонения хвостов комет является давление световых лучей. В 1873 году Дж. Максвелл, на основе своей электромагнитной теории, предсказал величину светового давления, которое было обнаружено в 1899 году П.Н. Лебедевым. В 1909 году А. Эйнштейн уже обсуждал вопрос о существовании флуктуаций светового давления. Затем, в 1933 году, О.Р. Фришем был поставлен эксперимент по отклонению пучка атомов натрия под действием давления резонансного излучения натриевой лампы. В начале семидесятых годов встал вопрос об использовании в таких экспериментах лазерного излучения и первые подобные эксперименты были поставлены в 1971 году А. Эшкиным с коллегами. Они показали, что давление лазерного излучения способно управлять движением небольших частиц. Затем, в 1975 году, две независимые группы исследователей – Вайнленд и Димельт, а также Хэнч и Шавлов, предсказали возможность использования резонансного лазерного излучения для охлаждения атомов. Для реализации этого предсказания было важно решить проблему локализации атомов в световом поле. Впервые проблема локализации нейтрального атома в световом поле стоячей волны была поставлена в 1968 году В.С. Летоховым и, позднее, развита А.П. Казанцевым. Эксперименты в области лазерного охлаждения газов проходили в двух направлениях: а) получение "охлажденных" атомов газа путем их замедления встречным лазерным пучком; первый такой эксперимент был поставлен в 1980 году В.С. Летоховым с коллегами; б) получение охлажденных атомов в электромагнитных ловушках; первый подобный эксперимент Вайнленда с коллегами относится к 1978 году. Прекрасное изложение истории этих исследований и физики лазерного охлаждения можно найти в книге Миногина и Летохова [1]. Последующие успехи в лазерном охлаждении газов до температуры  $10^{-4}\text{K}$  оценены присуждением в 1997 году С. Чу, К. Коен-Танноуджи и У. Филлипсу нобелевской премии по физике за цикл работ по лазерному охлаждению газов.

Столь высокие достижения в лазерном охлаждении газов не могли не стимулировать разработки в области лазерного охлаждения твердых тел. После первого твердотельного эксперимента [2], в котором удалось получить понижение температуры образца всего лишь на  $0,3^\circ$ , начался интенсивный поиск путей повышения эффективности лазерного охлаждения. Так, начиная с 1996 года в группе проф. В.В. Самарцева было

дано адекватное теоретическое описание эксперимента [1] и ряда последующих экспериментов в рамках метода неравновесного статистического оператора и метода исключения бозонных операторов и сделан прогноз возможности лазерного охлаждения молекулярных и примесных кристаллов [3,4]. В 1996 году А.Н. Ораевский, а также Л.А. Ривлин и А.А. Задерновский [5], теоретически исследовали возможность и оптимальные условия лазерного охлаждения полупроводников. Тем не менее, многие аспекты теории лазерного охлаждения твердых тел еще остались нераскрытыми. Один из таких аспектов связан с лазерным охлаждением активных элементов твердотельных лазеров. Другой аспект посвящен охлаждению носителей информации оптических эхо-процессоров. Мы полагаем, что один из путей организации самоохлаждения твердотельного объекта связан с его легированием "охлаждающими" примесными центрами типа трехвалентного иттербия. Особое внимание в наших работах уделено поиску оптимальных условий функционирования твердотельных оптических эхо-процессоров. Многие вопросы такой оптимизации были решены ранее в радиодиапазоне путем применения спин-локинга и многоимпульсных последовательностей, сужающих дипольную ширину спектральных линий. Особую роль в развитии этих методов в радиодиапазоне сыграли Дж. Уо и У. Хеберлен, а в оптике – А. Зевейл. Научный и технический уровень разработок оптических процессоров и систем оптической памяти в мире весьма высок и существенный вклад в эти разработки внесли Амнон Ярив и Френсис Ю, а в разработку оптической памяти на основе нейронных сетей — Дмитрис Псалтис. Отметим, что функционирование оптических эхо-процессоров возможно в фемтосекундном диапазоне длительностей. К настоящему времени уже поставлены эксперименты по фемтосекундному фотонному эхо на твердотельных образцах, находящихся при комнатной температуре. Одна из фемтосекундных лазерных установок коллективного пользования создана в КФТИ КазНЦ РАН.

Проблема лазерного охлаждения твердотельных образцов является одной из наиболее актуальных и практически значимых в лазерной физике. Достижение в лазерном охлаждении твердых тел успехов, аналогичных успехам доплеровского охлаждения газов, позволило бы создать миниатюрные лазерные рефрижераторы, функционирующие без использования криогенных жидкостей. Такие устройства, функционирующие на принципе антистоксового лазерного охлаждения, обладали бы свойствами компактности, нечувствительности к электромагнитному излучению, отсутствием вибраций при работе. Их срок эксплуатации может исчисляться годами. К настоящему времени уже поставлена серия экспериментов приближающих время создания таких устройств и были получены патенты США, закрепляющие авторские права на определенную конструкцию твердотельного лазерного рефрижератора,

в том числе на основе полупроводников. В качестве рабочего материала такого рефрижератора предлагается использовать тяжелометаллическое стекло ZBLANP ( $ZrF_4$ - $BaF_2$ - $LaF_3$ - $AlF_3$ - $NaF_3$ - $PbF_2$ ), легированное ионами трехвалентного иттербия ( $Yb^{3+}$ ) с концентрацией 1 вес.%. На момент публикации этих тезисов, достигнутое рекордное лазерное охлаждение составляет  $92^\circ$ , начиная от комнатной температуры. Наряду с ионами  $Yb$ , для реализации лазерного охлаждения успешно используются ионы трехвалентного тулия и эрбия. Результаты указанных работ создали предпосылки для появления первого твердотельного лазерного рефрижератора. Его функционирование возможно в режиме антистоксовой флуоресценции, квант энергии которой больше кванта накачки. Идея использования этого режима для охлаждения различных сред принадлежит П. Прингсхейму.

Наряду с задачей создания высокоэффективного твердотельного лазерного рефрижератора, имеются и другие практически важные научные задачи, тесно связанные с проблемой лазерного охлаждения. Среди них – проблема самоохлаждения активного элемента твердотельного лазера и проблема лазерного охлаждения носителя информации оптических эхо-процессоров, включая квантовые. В связи с многолетними разработками оптических эхо-процессоров с участием автора данной работы, решение второй из вышеуказанных проблем имеет для нас приоритетное значение. Обойтись без криогенных жидкостей при обеспечении эффективной работы оптических эхо-процессоров – давняя мечта многих их создателей. Можно ожидать, что она будет осуществлена путем комбинации методов лазерного охлаждения и путем использования фемтосекундной лазерной техники, позволяющей ставить оптические эхо-эксперименты на образцах, находящихся при комнатной температуре. В целом, активные разработки нового научного направления – лазерного охлаждения твердых тел продолжаются и, безусловно, они приведут к созданию высокоэффективных твердотельных оптических рефрижераторов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В.Г. Миногин, В.С. Летохов «Давление лазерного излучения на атомы» М.: Наука, 1986.
2. R.I. Epstein, M.I. Buchwald, B.C. Edwards, T.R. Gosnell, C.E. Mungan // Nature (London). 1995. V. 377. P. 500.
3. С.Н. Андрианов, В.В. Самарцев «Оптическое сверхизлучение и лазерное охлаждение в твердых телах» КГУ: Казань, 2004.
4. С.В. Петрушкин, В.В. Самарцев «Лазерное охлаждение твердых тел» М.: Физматлит, 2005.
5. A.N. Oraevsky // J. Russian Laser Research. 1996. VI. 17. P. 471.
6. A.A. Zadernovskii, L.A. Rivlin // Q. Electronics. 1996. V. 26. P. 1100.

## ОПТИМАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ НАБЛЮДЕНИЯ СИГНАЛОВ ДОЛГОЖИВУЩЕГО ФОТОННОГО ЭХА В ПРИМЕСНЫХ НАНОКРИСТАЛЛАХ

Д.Д. Власова, А.А. Калачёв

*Казанский физико-технический институт КазНЦ РАН*

В последние десятилетия существенно возрос интерес к низкоразмерным объектам, в частности – к примесным нанокристаллам [1]. Уменьшение размера кристаллов до нанометрового диапазона приводит к значительному изменению фононного спектра, возрастанию роли поверхности и окружающей среды в динамике возбужденных состояний примесей, что существенным образом сказывается, например, на протекании когерентных оптических явлений типа фотонного эха. В частности, особый интерес представляет собой наблюдение сигналов долгоживущего фотонного эха (ДФЭ) в диэлектрических нанокристаллах, активированных ионами редкоземельных металлов. ДФЭ представляет собой оптический когерентный отклик резонансной среды на воздействие трех и более возбуждающих лазерных импульсов. Особенностью этого отклика является его наблюдение в условиях, когда временной интервал между первой парой импульсов и третьим (считывающим) импульсом превышает время жизни возбужденного оптического уровня. Подходящими средами являются диэлектрические кристаллы, активированные некрамерсовыми редкоземельными ионами [2], такие как  $\text{LaF}_3:\text{Pr}^{3+}$ ,  $\text{Y}_2\text{O}_3:\text{Eu}^{3+}$ ,  $\text{Y}_2\text{SiO}_5:\text{Eu}^{3+}$ , в которых информация о воздействии первой пары импульсов хранится в виде неравновесной населенности сверхтонких подуровней основного электронного состояния примесных ионов. Определяемое спин-фононным взаимодействием время жизни этой неравновесной населенности, достигающее при низких температурах в обычных кристаллах нескольких часов, может существенно измениться при переходе от массивного образца к нанокристаллическому. Цель данной работы – оценить возможную степень такого изменения и определить оптимальные условия наблюдения сигналов ДФЭ в примесных нанокристаллах.

Формирование сигналов ДФЭ рассмотрим на примере кристалла  $\text{LaF}_3:\text{Pr}^{3+}$ . Информация о воздействии первых двух лазерных импульсов сохраняется в виде неравновесной населенности сверхтонких подуровней основного электронного состояния  $^3\text{H}_4(0)$ . В работе [3] были измерены и теоретически проанализированы времена релаксации неравновесной населенности указанных подуровней при температурах 1.5–4.6 К. Следуя методике Орбаха [4], авторами данной работы были рассчитаны скорости спин-фононной релаксации, обусловленной прямыми однофононными процессами и двухфононными процессами Рамана и Орбаха–Аминова. Поскольку частоты сверхтонких переходов существенно меньше характерной частоты фононов, прямыми однофононными процессами можно



пренебречь, а вклад двухфононных процессов записать следующим образом:

$$\left(\frac{1}{T_1}\right) = \frac{\pi}{4M^2v^4} \times \int_0^{\omega_D} d\omega \omega^2 g^2(\omega) \left| \sum_{k,l,k',l',n} \frac{\langle 0m|V_{kl}|1n\rangle \langle 1n|V_{k'l'}|0m'\rangle}{\hbar \left(\omega - \Delta + \frac{i\Gamma}{2}\right)} \right|^2 \operatorname{csc} h^2 \left( \frac{\hbar\omega}{2kT} \right), \quad (1)$$

где  $m$  и  $n$  – индексы, нумерующие сверхтонкие подуровни основного  ${}^3\text{H}_4(0)$  и первого возбуждённого  ${}^3\text{H}_4(57 \text{ см}^{-1})$  электронных уровней, соответственно (вышележащими электронными уровнями пренебрегаем),  $\Delta$  – частота перехода между данными электронными уровнями, которая предполагается меньше частоты Дебая  $\omega_D$ ,  $M$  – масса кристалла,  $v$  – средняя скорость звука,  $V_{kl}$  – операторы спин-фононного взаимодействия,  $\Gamma$  – спектральная ширина возбуждённого уровня,  $g(\omega)$  – спектральная плотность фононных мод. Нерезонансная часть интеграла, определяемая частотами фононов  $\omega$  существенно отличающимися от  $\Delta$ , описывает вклад рамановского процесса, а резонансная – вклад процесса Орбаха–Аминова.

Сравнение теории с экспериментом, выполненное в работе [3], показало, что при температурах  $T > 3.5 \text{ К}$  вклад рамановских процессов в релаксацию населённости сверхтонких подуровней основного электронного состояния ионов  $\text{Pr}^{3+}$  в кристалле  $\text{LaF}_3$  значительно меньше вклада процесса Орбаха–Аминова, происходящего с участием уровня  ${}^3\text{H}_4(57 \text{ см}^{-1})$ . Поскольку оба вклада описываются одной формулой (1), можно предположить, что увеличение матричных элементов взаимодействия  $V_{kl}$ , которое возможно при переходе к нанокристаллам, не изменит данного соотношения. Однако последнее может существенным образом зависеть от вида спектральной плотности  $g(\omega)$ .

При переходе от массивных кристаллов к наноразмерным кристаллам акустические фононные моды становятся дискретными, а фононный спектр ограничивается некоторой минимальной частотой. Рассмотрим особенности релаксации за счет двухфотонных процессов рассеяния, когда функция  $g(\omega)$  отличается от дебаевской. В предположении, что нанокристалл достаточно мал, и частотные интервалы между колебательными модами сравнимы с величиной  $\Delta$ , можно ограничиться рассмотрением взаимодействия примесных частиц лишь с одной основной колебательной модой частотой  $\omega_{\min}$  и шириной  $\gamma \ll \omega_{\min}$ . Если  $|\omega_{\min} - \Delta| > \gamma$ , то отношение скоростей процесса Орбаха–Аминова в нанокристалле и объемном макроскопическом образце получается равным

$$\frac{1}{T_1} \Big|_{\text{рез}}^{\text{нано}} = \frac{1}{24\pi^2} \left( \frac{\gamma}{\Delta} \right) \left( \frac{\lambda^3}{V_{\text{нано}}} \right) \left( \frac{\omega_{\min}}{\Delta} \right)^3, \quad \lambda = (2\pi v / \omega_{\min}). \quad (2)$$

Следовательно, поскольку  $\gamma \ll \Delta$ ,  $\lambda^3 \sim V_{\text{нано}}$  и  $\omega_{\min} \leq \Delta$ , в отсутствие резонанса

между колебательной модой и частотой электронного перехода скорость релаксации за счёт процесса Орбаха–Аминова существенно уменьшается. Кроме того, температурная зависимость резонансного вклада (в рассматриваемой области  $kT \ll \hbar\Delta$ ) не зависит от размеров образца.

Для процессов нерезонансного двухфононного рассеяния отношение скоростей имеет вид

$$\frac{1}{T_1} \Big|_{рез}^{нано} = \frac{1}{\pi^3 576(6!) \left(\frac{\omega_{min}}{\gamma}\right) \left(\frac{\lambda^3}{V_{нано}}\right)^2 \left(\frac{\hbar\omega_{min}}{kT}\right)^3} \csc h^2 \left(\frac{\hbar\omega_{min}}{2kT}\right). \quad (3)$$

Согласно формуле (3), если  $(\omega_{min}/\gamma)(\lambda^3/V)^2 < 4.3 \cdot 10^3$ , то скорость релаксации за счёт рамановских процессов уменьшается в отсутствие резонанса между колебательной модой и частотой электронного перехода при любом значении  $\hbar\omega_{min}/kT$ . Кроме того, в области  $\hbar\omega_{min}/kT > 5$  зависимость нерезонансного вклада от температуры принимает характерный для резонансного вклада вид:  $\exp(-\hbar\omega_{min}/kT)$ . Последний вывод согласуется с экспериментальными данными [5].

Таким образом, если частота электронного перехода, с участием которого осуществляются процессы двухфононного рассеяния, отличается от частот ближайших колебательных мод, то вклад этих процессов в скорость релаксации может значительно уменьшиться по сравнению с величиной, характерной для макроскопического объёмного кристалла. Полученные результаты позволяют сделать вполне естественный вывод, что для наблюдения сигналов ДФЭ в примесных нанокристаллах оптимальной ситуацией является отсутствие резонанса между колебательными модами наноматрицы и электронными переходами примесного иона.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 06-02-16169, 07-02-00883, 08-02-00032), Фондом содействия отечественной науке, а также программ Президиума РАН "Квантовая макрофизика" и ОФН РАН "Оптическая спектроскопия и стандарты частоты" и "Когерентные акустические поля и сигналы".

#### ЛИТЕРАТУРА

1. С.П. Феофилов // ФТТ. 2002. Т. 44. С. 1348.
2. R.M. Macfarlane // J. Luminescence. 2002. V. 100. P. 1.
3. R.M. Shelby, R.M. Macfarlane, C.S. Yannoni // Phys. Rev. B. 1980. V. 21. P. 5004.
4. R. Orbach // Proc. R. Soc. London Ser. A. 1961. V. 264. P. 458.
5. S.P. Feofilov, A.A. Kaplyanskii, R.I. Zakharchenyay, et al // Phys. Rev. B. 1996. V. 54. P. R3690.

## ФОТОЛИТОГРАФИЯ БЕЗ МАСКИ И РАСЧЕТ ИЗОБРАЖЕНИЙ, ДАВАЕМЫХ ПРОСТРАНСТВЕННЫМ МОДУЛЯТОРОМ СВЕТА НА MEMOS-СТРУКТУРЕ

Г.В. Белокопытов, Ю.В. Рыжикова  
МГУ им. М. В. Ломоносова, физический факультет

Современная фотолитография обеспечивает воспроизведение изображений, критические размеры которых существенно меньше длины волны источника освещения. Это стало возможным благодаря созданию современных проекционных систем и изготовлению масок-фотошаблонов, в которых, путем численного моделирования, скомпенсированы дифракционные искажения. Изготовление масок является прецизионным и весьма трудоемким процессом, вклад которого в стоимость изделий интегральной электроники весьма высок. Ввиду этого, большой интерес вызывают возможности оптической литографии без использования масок [1], где роль динамического фотошаблона играет перестраиваемый пространственный модулятор света.

В литографии без маски исходный объект, образ которого получается в плоскости изображения, формируется в результате отражения плоской монохроматической волны от пространственного модулятора света, в частности представляющего собой регулярную систему электрически управляемых микрозеркал [2]. Прикладывая электрическое поле к системе электродов, можно менять ориентацию плоскости зеркала и тем самым изменять коэффициент отражения от некоторой площадки. Для неподвижных зеркал отраженный свет главным образом отклоняется в нулевой порядок дифракции, тогда как для отклоненных зеркал идет в первый и более высокие порядки. Пространственным фильтром (апертурой линзы) пропускается свет только нулевого порядка дифракции, который преобразуется высокоапертурной проекционной системой и в области изображения формируется освещенное пятно с уменьшением в 200 раз.

В данной работе рассматривается задача о нахождении распределения поля волны, отраженной от поворотных зеркал пространственного модулятора света в скалярном приближении теории дифракции.

При рассмотрении процесса отражения от одиночного зеркала имеет место следующая краевая задача для скалярной волновой функции  $H(x, y, z)$ , удовлетворяющей уравнению Гельмгольца [3]:

$$\begin{cases} (\Delta + k^2)H = 0 \\ H(x, y, z = 0) = f(x, y) \end{cases}, \quad (1)$$

где  $f(x, y)$  – краевая функция граничной задачи:

$$f(x, y) = \begin{cases} R \cdot \varphi(x, y), & (x, y \in D) \\ 0, & \text{в остальных точках} \end{cases}, \quad (2)$$

где  $R$  – коэффициент отражения зеркала,  $\varphi(x, y) = e^{i(k_x x + k_y y)}$ ,  $(k_x, k_y)$  – проекции волнового вектора отраженной волны и  $D$  – область зеркала, в пределах которой краевая функция отлична от нуля.

Выражая  $(k_x, k_y)$  через угол поворота зеркала  $\phi$  вокруг оси  $y$ , преобразуем (2) к виду:

$$f(x, y) = \begin{cases} R \cdot e^{i\chi x}, & (x, y \in D) \\ 0, & \text{в остальных точках} \end{cases} \quad (3)$$

где  $\chi = \frac{4\pi}{\lambda} \sin \phi \cos \phi$ .

Отметим, что краевая функция  $f(x, y)$  граничной задачи для уравнения (1) является аналогом функции пропускания маски  $F(x^o, y^o)$  в литографии без масок.

Решение уравнения (1) запишется в виде двумерного преобразования Фурье:

$$H(x, y, z) = \iint_{k_x k_y} A(k_x, k_y) e^{i(k_x x + k_y y - k_z z)} dk_x dk_y. \quad (4)$$

где  $A(k_x, k_y) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint_{x y} f(x, y) e^{-i(k_x x + k_y y)} dx dy$  – спектральная плотность амплитуды и  $k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}$ .

Если область  $D$  представляет собой прямоугольник  $(x_1, x_2, y_1, y_2)$ , то, подставляя (3) в (4), получим выражение для скалярной волновой функции  $H(x, y, z)$ :

$$H(x, y, z) = \frac{R}{(2\pi)^2} \iint_{k_x k_y} \frac{(e^{i\tilde{k}_x x_2} - e^{i\tilde{k}_x x_1})(e^{-ik_y y_2} - e^{-ik_y y_1})}{\tilde{k}_x k_y} e^{i(k_x x + k_y y - k_z z)} dk_x dk_y, \quad (5)$$

где  $\tilde{k}_x = \chi - k_x$ .

Тогда распределение освещенности отраженной волны при когерентном освещении:

$$I(x, y, z) = |H(x, y, z)|^2. \quad (6)$$

Полученную формулу (6) нетрудно обобщить на случай частично-когерентного освещения. Для этого достаточно учесть, что протяженный источник освещения можно представить как совокупность точечных

источников, которые испускают волны с различными  $\vec{k}'(k'_x, k'_y, k'_z)$ . Тогда для учета частичной когерентности света достаточно выражение (6) просуммировать по всем заданным значениям  $k'_x, k'_y$ :

$$I(x, y, z) = \int \int_{k'_x, k'_y} |H(x, y, z, k'_x, k'_y)|^2 dk'_x, dk'_y. \quad (7)$$

Таким образом, источник света формирует угловой спектр плоских некогерентных волн, падающих на зеркало под разными углами.

В настоящей работе также обобщается формула для спектра функции пропускания произвольного многоугольника [4] на случай расчета изображений, даваемых пространственным модулятором света на MEMOS-структуре:

$$A(\hat{k}'_x, k_y) = \frac{R}{8\pi^2 \hat{k}'_x k_y} \sum_{n=1}^N e^{-i(\hat{k}'_x x_n + k_y y_n)} (f_n + f_{n+1}), \quad (8)$$

где  $\hat{k}'_x = k'_x - \chi$ ,  $f_n = (k'_x - k_n k_y) / (k'_x + k_n k_y)$ ,  $f_{N+1} = f_1$ , угловой коэффициент

$k_n = \frac{y_n - y_{n-1}}{x_n - x_{n-1}}$  и  $N$  – число вершин многоугольного зеркала. Подставляя (8)

в (4) можно найти функцию  $H(x, y, z)$ .

Использование полученного соотношения (8) позволяет реализовать эффективный алгоритм расчета изображений для литографической системы, состоящей из большого числа электрически управляемых микрозеркал, ориентированных под разными углами. В докладе приводятся примеры численного моделирования расчета изображений, даваемых парой поворотных микрозеркал.

## ЛИТЕРАТУРА

1. T. Sandstrom, U. Ljungblad // Proc. SPIE - Int. Soc. Opt. Eng. 2004. 5567. (PART 1). P. 529.
2. H.G. Esser // Europhotonics. 2006. V.11. No 5. P. 24.
3. М.Б. Виноградова, О.В. Руденко, А.П. Сухоруков "Теория волн" М.: Наука, 1979.
4. Г.В. Белокопытов, Ю.В. Рыжикова // Оптика и спектроскопия. 2008 (в печати).

## СПЕКТР ИЗЛУЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ДВУХУРОВНЕВЫХ АТОМОВ

А.В. Горохов, В.В. Семин

Самарский государственный университет

В последнее время наблюдается повышение интереса к теоретическому вычислению характеристик отдельных квантовых объектов, связанных с прогрессом в области экспериментальной техники, возможностью локализовать малую группу частиц (или даже одиночный атом) и измерять их характеристики.

Даная работа посвящена теоретическому вычислению контура линии излучения 2-х диполь-дипольно взаимодействующих идентичных двухуровневых атомов в резонаторе конечной добротности в зависимости от расстояния между ними.

Поставленная проблема решается в рамках квантовой теории релаксации. На основе модельных представлений находится основное кинетическое уравнение для матрицы плотности системы в представлении взаимодействия, которое имеет стандартный вид [4,5]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -i[H_I, \rho] + L\rho, \quad (1)$$

где  $H_I = e^{\frac{i}{\hbar}H_0t} H e^{-\frac{i}{\hbar}H_0t}$  -- гамильтониан рассматриваемой системы в представлении взаимодействия ( $H$  -- исходный гамильтониан,  $H_0$  -- гамильтониан системы без взаимодействия), а слагаемое  $L\rho$  - описывает диссипацию и зависит от атомных операторов и от расстояния между атомами [1,2,3]. При расчете используется система единиц, в которой  $\hbar = 1$ .

Из решения уравнения (1) можно построить выражения для любых наблюдаемых.

Контур линии излучения определяется стандартным образом по формуле [3]:

$$g(\omega) = \text{Re} \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \langle \sigma^+(t) \sigma^-(0) \rangle e^{-i\omega t} dt, \quad (2)$$

где  $\langle \sigma^+(t) \sigma^-(0) \rangle$  - двухвременная корреляционная функция коллективных атомных операторов  $\sigma^+ = \sigma_1^+ + \sigma_2^+$  и  $\sigma^- = \sigma_1^- + \sigma_2^-$ , где операторы  $\sigma_i^+$  и  $\sigma_i^-$  определяют переходы между уровнями в  $i$  - атоме без учета взаимодействия.

Типичный контур, получаемый в результате расчета, изображен на Рис.1.

С увеличением безразмерного расстояния  $kR$  наблюдается сближение пиков. При дальнейшем увеличении расстояния между атомами контур переходит в лоренцевский, который с точностью до нормировки

совпадает с контуром одиночного двухуровневого атома при тех же условиях.

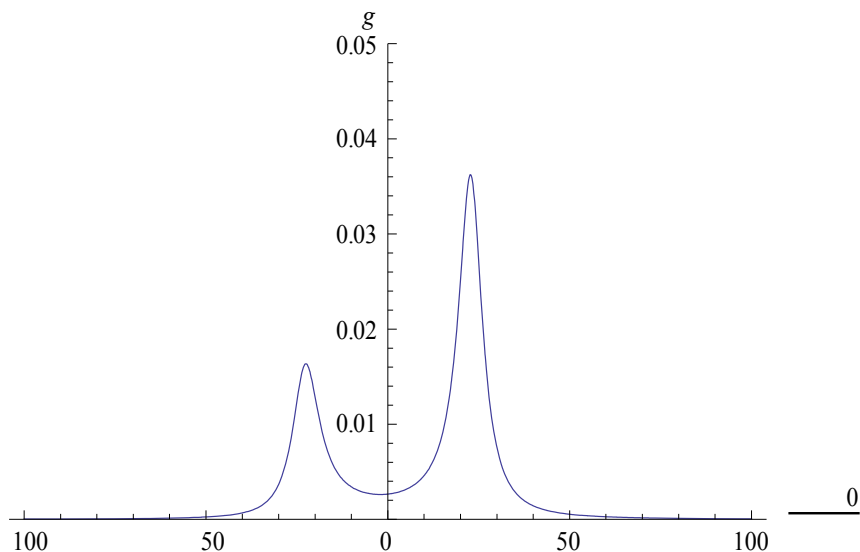


Рис. 1. Контур линии излучения двух диполь-дипольно взаимодействующих двухуровневых атомов, по оси абсцисс отложена безразмерная частота, отцентрированная на частоту перехода между уровнями в атоме без взаимодействия,  $\gamma$  константа затухания.  $kR = \pi/10$ .

В. Семин благодарит фонд «Династия» за финансовую поддержку.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. G. Kurizki, A. Ben-Reuven // Phys. Rev. A. 1987. V.36. P. 90.
2. А.А. Белавин, Б.Я. Зельдович [и др.] // ЖЕТФ. 1969. Т. 56. С. 264.
3. R.H. Lehmberg // Phys. Rev. A. 1970. V. 2. P. 883.
4. C.W. Gardiner, P. Zoller "Quantum noise" Berlin: Springer. 2000.
5. М.О. Скайли, М.С. Зубайри "Квантовая оптика" М.:Физматлит, 2003.

## ФОТОННОЕ ЭХО В КОРУНДЕ, ЛЕГИРОВАННОМ ИЗОТОПОМ «ХРОМ-53»

В.В. Самарцев, А.М. Шегеда, А.В. Шкаликов, И.З. Латыпов

*Казанский Физико-Технический Институт КазНЦ РАН*

В работе [1] была обнаружена модуляция временной формы сигнала ПФЭ в естественном рубине, которая была вызвана сверхтонким взаимодействием (СТВ) валентных электронов ионов изотопа  $^{53}\text{Cr}$  со своим собственным ядром. Несмотря на то, что процентное содержание этого изотопа в естественном рубине невелико (всего 9,6 %), детектирование этой модуляции стало возможным благодаря высокой чувствительности аппаратуры и применению широкополосного стробоскопического осциллографа. Детальный анализ модуляции формы ПФЭ в естественном рубине показал, что: а) она не может быть объяснена за счет существования изотопических сдвигов, поскольку их величины составляют десятки гигагерц; б) она не может быть объяснена за счет суперсверхтонкого взаимодействия (ССТВ) из-за того, что его частоты составляют примерно единицы мегагерц [2], т.е. на порядок меньше, чем в эксперименте [1]; в) она может быть объяснена за счет сверхтонкого взаимодействия валентных электронов ионов изотопа  $^{53}\text{Cr}$  со своим собственным ядром, поскольку значения сверхтонких расщеплений достигают нескольких десятков мегагерц, а им соответствуют периоды модуляций порядка 20-40 нс, находящиеся в согласии со значениями периодов биений. Этот изотоп является единственным, у которого ядерный спин не равен нулю ( $I=3/2$ ), причем константа  $A$  сверхтонкого взаимодействия  $ASI$  (где  $S$  и  $I$  – электронный и ядерный спины) равна 51 мегагерцу. Как известно [3], модуляция за счет сверхтонкого взаимодействия может быть лишь за счет его анизотропной части, которая делает сверхтонкий спектр неэквидистантным и определяется в выражении для энергетического сверхтонкого расщепления членом, пропорциональным  $A^2$ . Результаты эксперимента [1] стимулировали авторов данной работы к постановке дополнительного эхо-эксперимента на образце, обогащенном только ионами изотопа  $^{53}\text{Cr}$ , в постоянном магнитном поле. Описанию результатов этого эхо-эксперимента посвящена представленная работа. Такие исследования, как показал наш анализ, проведены впервые.

Из снятых осциллограмм на Рис.1. видно, что временная форма эхо-сигналов, особенно сигнала СФЭ, испытывает биения с периодом 20-30 нс, что согласуется со сверхтонким расщеплением ионов изотопа  $^{53}\text{Cr}$ , равным нескольким десяткам мегагерц. В принципе, это находится в соответствии с выводами, сделанными в работе [1]. Был снят спектр



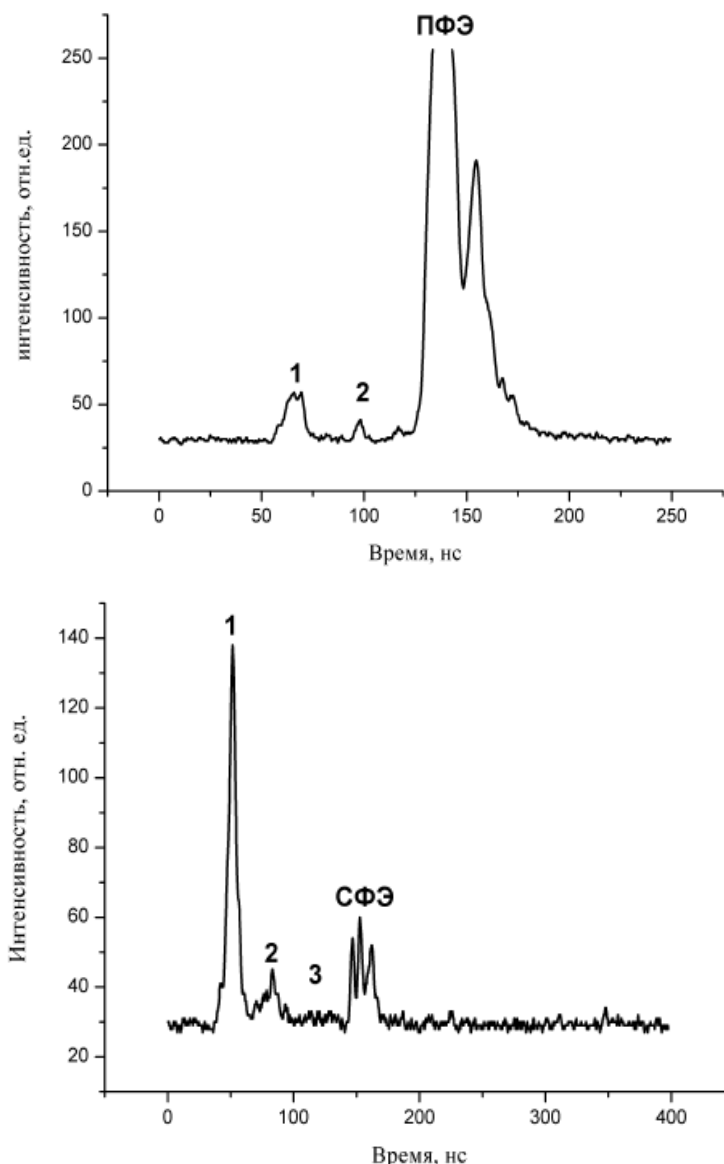


Рис. 1. Осциллограммы сигналов наблюдаемых в экспериментах по первичному (а) и стимулированному (б) фотонному эхо в обогащенном рубине в слабом продольном магнитном поле. 1,2,3 - ослабленные возбуждающие импульсы.

сигнала СФЭ в исследуемом образце, который, коррелирует со спектром поглощения этого же образца. Поскольку локальное магнитное поле  $H_l$  составляет 12 Гс, то помещение образца обогащенного рубина в магнитное поле  $H_0 > H_l$  приводит к подавлению спектральной диффузии с характеристическим временем спада, равным 23 нс. В итоге, эхо-сигналы в постоянном магнитном поле оказываются более интенсивными. Этот рост интенсивности оказался столь значительным, что авторам данной работы удалось снять кривые спада сигналов ПФЭ и СФЭ в этом образце обогащенного рубина. Наблюдающиеся биения этих кривых с периодом около 130 нс, скорее всего, связаны с суперсверхтонким взаимодействием валентных электронов ионов хрома с ядрами алюминия, поскольку оценка

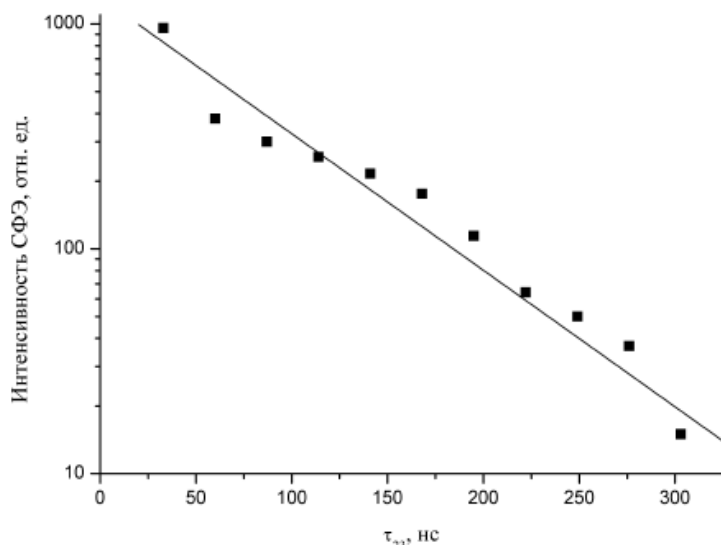


Рис. 2. Кривая спада сигнала стимулированного фотонного эха в обогащенном рубине в постоянном магнитном поле.

параметра этого взаимодействия дает единицы мегагерц. Анализ кривой спада интенсивности ПФЭ от временной задержки между возбуждающими импульсами показал, что значение времени фазовой релаксации равно  $T_2 = 98$  нс.

Исследования поддержаны Программой Президиума РАН "Квантовая макрофизика", Программами ОФН РАН "Оптическая спектроскопия и стандарты частоты" и "Когерентные акустические поля и сигналы", а также грантами РФФИ №08-02-00032а, 08-02-90001 Бел. 2008а.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. V.V. Samartsev, A.M. Shegeda, A.V. Shkalikov, V.A. Zuikov // Laser Physics. 2003. V. 12. P. 1487.
2. Э.А. Маныкин, В.В. Самарцев "Оптическая эхо-спектроскопия" М.: Наука, 1984.
3. К.М. Салихов, А.Г. Семенов, Ю.Д. Цветков "Электронное спиновое эхо и его применение" Новосибирск: Наука, 1976.

## НЕПАРАКСИАЛЬНЫЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ СОЛИТОНЫ В КУБИЧНО-НЕЛИНЕЙНЫХ СРЕДАХ С ПЕРИОДИЧЕСКОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

В.А. Алешкевич, А.В. Григорьев, Н.Г. Уваров

*Физический факультет, Московский государственный университет им. М. В.  
Ломоносова, Ленинские горы, 119991 Москва, Россия*

Одним из наиболее эффективных приближений, используемых при анализе распространения интенсивного лазерного излучения в нелинейной среде, является параксиальное приближение [1], которое позволяет вывести скалярное нелинейное уравнение Шредингера (НУШ), описывающее эволюцию световых пучков, ширина которых существенно превосходит длину волны излучения. Однако, когда ширина пучка становится сравнимой с длиной волны, параксиальное приближение становится некорректным. Наиболее последовательный и корректный анализ такой задачи может быть проведен лишь на основе решения системы уравнений Максвелла с учетом векторного взаимодействия между поперечной и продольной компонентами светового поля. Последняя в случае непараксиальных пучков уже не является пренебрежимо малой [2-5]. В цитируемых работах рассматривались лишь непараксиальные световые пучки в однородной нелинейной среде. В связи с широким использованием в современной оптике решеток показателя преломления, фотонных кристаллов и пр. становится актуальной задача исследования распространения световых пучков в средах с пространственной модуляцией показателя преломления.

**Постановка задачи.** Рассмотрим систему уравнений Максвелла, дополненную материальным уравнением для изотропной среды с нелинейностью керровского типа:

$$\operatorname{rot}\vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad \operatorname{div}\vec{D} = 0, \quad \operatorname{rot}\vec{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad \operatorname{div}\vec{H} = 0, \quad \vec{D} = (\varepsilon_0 + \varepsilon_{nl+mod})\vec{E}. \quad (1)$$

Здесь  $\varepsilon_0$  описывает пространственно однородную часть диэлектрической проницаемости изотропной среды, а  $\varepsilon_{nl+mod}$  учитывает как кубичную нелинейность керровского типа, так и модуляцию линейного показателя преломления среды. Из (1) можно получить систему уравнений для продольной и поперечной компонент поля:

$$-\frac{1}{\varepsilon_0} \left[ \frac{\partial^2}{\partial x^2} (\varepsilon_{nl+mod} A_x) + \frac{\partial^2}{\partial x \partial z} (\varepsilon_{nl+mod} A_z) \right] - \Delta A_x = \frac{\omega^2}{c^2} (\varepsilon A_x + \varepsilon_{nl+mod} A_x),$$

$$-\frac{1}{\varepsilon_0} \left[ \frac{\partial^2}{\partial x \partial z} (\varepsilon_{nl+mod} A_x) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} (\varepsilon_{nl+mod} A_z) \right] - \Delta A_z = \frac{\omega^2}{c^2} (\varepsilon A_z + \varepsilon_{nl+mod} A_z),$$
(2)

где  $A_x$ ,  $A_z$  - поперечная и продольная компоненты электрического поля соответственно,  $\varepsilon_{nl+mod} = \varepsilon_2 (|A_x|^2 + |A_z|^2) + \varepsilon_{mod} R(x)$ ,  $\varepsilon_2$  - нелинейный коэффициент,  $\varepsilon_{mod}$  - глубина модуляции диэлектрической проницаемости, функция  $R(x) = \cos(2\pi x/d) = \cos(\Omega_0 x)$ ,  $d$  и  $\Omega_0$  - период и частота пространственной модуляции, соответственно.

**Основные результаты.** Система (2) в безразмерном виде численно решалась с помощью метода релаксации. Решения искались в виде:

$$q_x(\eta, \xi) = w_x(\eta) \exp[i(1+b)\xi / \delta^2],$$

$$q_z(\eta, \xi) = iw_z(\eta) \exp[i(1+b)\xi / \delta^2],$$
(3)

Где  $q_x$  и  $q_z$  - продольная и поперечная безразмерные компоненты поля соответственно,  $\eta, \xi$  - безразмерные координаты,  $w_{x,z}$  - действительные функции, описывающие поперечные распределения светового поля,  $\delta = 1/(k_0 x_0)$  - параметр непараксиальности, который характеризует соотношение длины волны и характерной ширины  $x_0$ ,  $b$  - постоянная распространения, характеризующая нелинейный фазовый набег, приобретаемый световым пучком при распространении в среде.

Характерные профили непараксиальных решеточных солитонов (в среде с решеткой показателя преломления) представлены на рис. 1(а)-1(с). С увеличением постоянной распространения наблюдается увеличение пространственной локализации обеих компонент светового поля. Профили непараксиальных солитонов в однородной среде при том же значении параметра непараксиальности  $\delta$ , что и на рис. 1(а,b,c), даны для сравнения на рис. 1(d,e,f). Сравнение профилей этих солитонов показывает, что ширина солитона при наличии решетки оказывается намного меньше ширины солитона с той же мощностью в однородной среде. Решеточный солитон, показанный на рис. 1(а), обладает существенно большей продольной компонентой поля, чем его аналог с такой же шириной в однородной нелинейной среде, изображенный на рис. 1(е). Также, для сравнения, произведен расчет профилей решеточных солитонов в параксиальном приближении с помощью нелинейного уравнения Шредингера. Сравнение результатов расчетов обратной ширины солитона

и отношения мощностей продольной и поперечной компонент поля как функций полной мощности солитона в параксиальном и непараксиальном приближениях даны на рис.2.

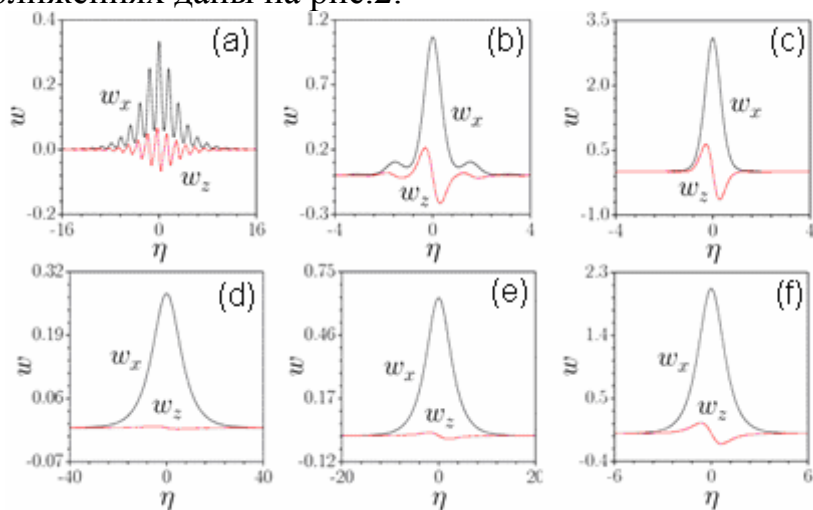


Рис. 1. Профили непараксиальных решеточных солитонов при  $b = 0.0368$  (a),  $0.04$  (b), и  $0.07$  (c). Параметр непараксиальности  $\delta = 0.1$ , глубина решетки  $p = 0.2$ , частота решетки  $\Omega = 4$ .

Профили непараксиальных солитонов в однородной нелинейной среде, соответствующие  $b = 0.00019$  (d),  $0.001$  (e), и  $0.01107$  (f) при  $\delta = 0.1$ .

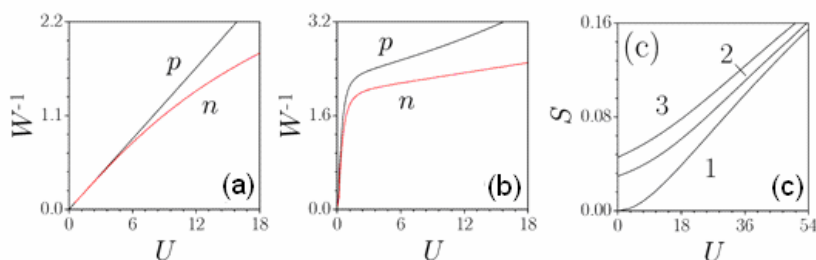


Рис. 2. Обратная ширина солитона как функция его мощности в однородной нелинейной среде (a) и при наличии периодической решетки показателя преломления с  $p = 0.2$ ,  $\Omega = 4$  (b). Кривые, помеченные символом "p", были получены в параксиальном приближении с помощью скалярного уравнения Шредингера, в то время как кривые, помеченные символом "n", были вычислены с помощью системы уравнений (2). (c) Отношение мощностей продольной и поперечной компонент поля как функция полной мощности для разных частот решетки  $\Omega = 0(1), 1(2), 3(3)$  при  $p = 0.2$ . Во всех случаях  $\delta = 0.1$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. N.N. Akhmediev and A. Ankiewicz "Solitons: Nonlinear Pulses and Beams" Chapman & Hall, London, 1997.
2. E. Granot et al // Opt. Lett. 1997. V. 22. P. 1290.
3. R. de la Fuente et al // Opt. Commun. 2000. V. 173. P. 403.
4. N. N. Rosanov, V. E. Semenov, N. V. Vyssotina // J. Opt. B: Quantum and Semiclassical Optics. 2001. V. 3. P. S96.
5. A. Ciattoni et al // Opt. Lett. 2002. V. 27. P. 734.

## УВЕЛИЧЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ КОМБИНАЦИОННЫХ ЧАСТОТ ПРИ СОКРАЩЕНИИ ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ВСТРЕЧНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Е.М. Буяновская, С.А. Козлов

*Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий  
механики и оптики*

В работе [1] были выведены уравнения, описывающие динамику полей встречных световых импульсов из малого числа колебаний при их взаимодействии в нелинейных диэлектрических средах и был изучен частный случай взаимодействия полей низко- ( $E_+$ ) и высокоинтенсивного ( $E_-$ ) импульсов, для которого уравнения имеют вид:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial \tilde{E}_+}{\partial z} + \frac{1}{V} \frac{\partial \tilde{E}_+}{\partial t} - \frac{\partial \tilde{E}_+}{\partial t^3} + B \int_{-\infty}^t \tilde{E}_+ d\tilde{t}' + G \frac{\partial}{\partial t} (\tilde{E}_-^2 \tilde{E}_+) = 0 \end{aligned} \right. \quad (1a)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial \tilde{E}_-}{\partial z} - \frac{1}{V} \frac{\partial \tilde{E}_-}{\partial t} + \frac{\partial^3 \tilde{E}_-}{\partial t^3} - B \int_{-\infty}^t \tilde{E}_- d\tilde{t}' - G \tilde{E}_-^2 \frac{\partial \tilde{E}_-}{\partial t} = 0. \end{aligned} \right. \quad (1б)$$

где  $\frac{1}{V} = \frac{N_0}{\Delta n_0}$ ,  $\Delta n_0 = ca\omega_0^3$  характеризует дисперсию показателя преломления оптической среды,  $N_0, a$  - параметры, характеризующие нерезонансную зависимость показателя преломления среды,  $G = 4 \frac{\Delta n_{нл}}{\Delta n_0}$ ,  $\Delta n_{нл} = \frac{3c^2 g}{8N_0} E_{-0}^2$  имеет смысл нелинейной добавки к ее показателю преломления  $\Delta n_{нл} = n_2 I$  (здесь  $n_2$  - коэффициент нелинейного показателя преломления, а  $I$  - интенсивность излучения) в поле монохроматической волны с амплитудой  $E_{-0}$ . Было получено решение уравнения для малоинтенсивной волны в пренебрежении дисперсионными слагаемыми методом последовательных приближений Пикара в виде:

$$E_+(z', \tau) = E_+(z_0, \tau) + G \int_{z_0}^{z'} \frac{\partial}{\partial \tau} [E_-^2(z'', \tau) E_+(z'', \tau)] dz'' \quad (2)$$

где  $E_+(z_0, \tau)$  - решение линеаризованного уравнения (1a) вида светового импульса, неизменяющегося по форме при распространении в бездисперсионной среде,  $E_-(z', \tau)$  - заданное сильное поле встречного импульса,  $z_0$  - координата диэлектрической среды, начиная с которой световые импульсы, распространяющиеся навстречу друг другу, во времени начинают пересекаться.

Было показано, что при взаимодействии таких импульсов происходит генерация комбинационных частот. В данной работе была исследована эффективность этой генерации для импульсов вида:

$$E_+(\tau) = \exp\left(-\frac{\tau^2}{\tau_+^2}\right) \sin(\tau) \quad (3)$$

$$E_-(\tau, z') = \exp\left(-\frac{\left(\tau + \frac{2}{V}z'\right)^2}{\tau_-^2}\right) \sin\left(\frac{\omega_-}{\omega_+} \left(\tau + \frac{2}{V}z'\right)\right) \quad (4)$$

где  $\omega_-$  и  $\omega_+$  - центральные частота высокоинтенсивной и низкоинтенсивной волн соответственно,  $\tau_+ = \omega_+ \tau_{+0}, \tau_- = \omega_- \tau_{-0}, \tau_{+0}, \tau_{-0}$  - исходные длительности импульсов,  $\tau = t - \frac{1}{V}z, z' = z$  - сопровождающая система координат, с параметрами  $\frac{E_{+0}}{E_{-0}} = 0.2$ ,  $G=2.5 (I_0=1 \cdot 10^{13} \text{ Вт/см}^2)$ ,  $\lambda_+ = 780 \text{ нм}, \lambda_- = 390 \text{ нм}$  в кварцевом стекле, при заданной интенсивности и различной длительности. Показано, что эффективность генерации излучения на утроенной частоте изменялась от трех до тринадцати тысячных процентов при изменении длительности взаимодействующих импульсов от пяти до двадцати фемтосекунд соответственно. Для излучения на пятой частоте эффективность генерации изменялась от пяти до двадцати одной тысячной процента.

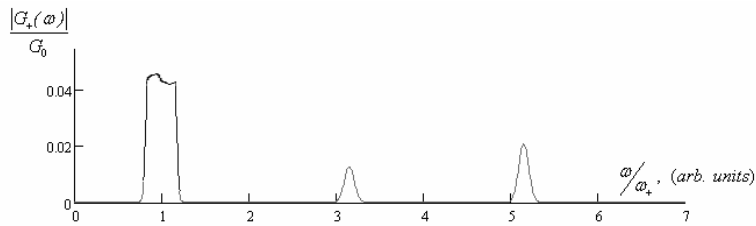


Рис. 1. Спектр низкоинтенсивного импульса после взаимодействия (для длительности взаимодействующих импульсов 10 фс).

На рис. 1 представлены результаты расчета спектра низкоинтенсивного излучения после взаимодействия с высокоинтенсивным в нелинейной среде.

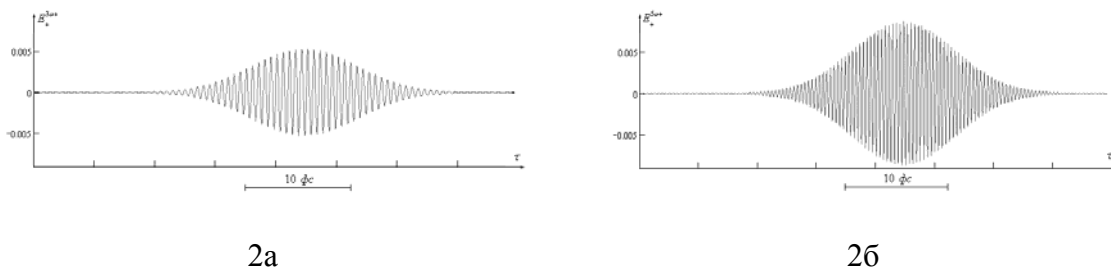
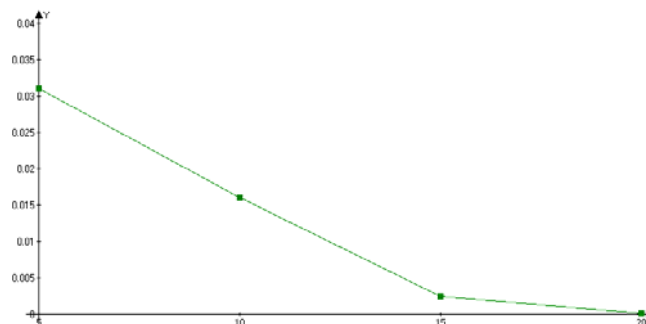
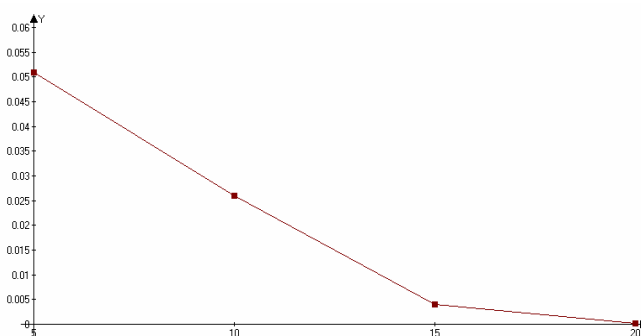


Рис. 2. Импульсы, сгенерированные в результате взаимодействия на кратных частотах.

На рис. 2а и 2б представлена временная эволюция электрического поля на генерируемых частотах.



3а



3б

На рис. 3а и 3б представлена зависимость эффективности генерации излучения от длительности взаимодействующих импульсов на утроенной и упятеренной частотах соответственно.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Е.М. Буяновская, С.А. Козлов. Динамика полей встречных световых импульсов из малого числа колебаний в нелинейных диэлектрических средах // ЖЭТФ. 2007. Т. 86. В. 5-6. С. 349.



## ЭФФЕКТИВНЫЙ ОПЕРАТОР ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ФОТОНА С ИНТЕНСИВНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ПОЛЕМ

Р.Х. Гайнутдинов, А.А. Мутыгуллина, М.А. Хамадеев  
Казанский Государственный Университет

Возможность того, что в сверхсильных лазерных полях может иметь место рождение в вакууме старших гармоник лазера накачки, является одной из интереснейших перспектив, которые открываются благодаря прогрессу в технологии мощных лазеров [1]. Особый интерес представляет собой достижение так называемого предела Швингера  $E_s = m^2/e = 1.3 \cdot 10^{16}$  В/см, где  $m$  - это масса электрона. При таких напряженностях лазерного поля вакуум становится нестабильным. Эта нестабильность приводит к спонтанному рождению электрон-позитронных пар из вакуума. В таких процессах взаимодействие фотона с интенсивным лазерным полем играет ключевую роль. Обычно рассеяние света на свете описывают с использованием эффективного лагранжиана Эйлера-Гейзенберга (Е-Н). Однако этот лагранжиан применим только при низких энергиях фотона  $\omega \ll m$ . Кроме того Е-Н лагранжиан не позволяет учитывать естественную нелокальность эффективного фотон-фотонного взаимодействия. Как было показано в [2], нелокальность эффективного взаимодействия может быть учтена естественным образом в рамках подхода к эффективной теории поля, основанного на формализме обобщенной квантовой динамики (ОКД) [3].

В основу развитого в работе [3] формализма ОКД положено представление для оператора эволюции

$$U(t, t_0) = 1 + \int_{t_0}^t dt_2 \int_{t_0}^{t_2} dt_1 \tilde{S}(t_2, t_1) \quad (1)$$

где  $\tilde{S}(t_2, t_1)$  описывает вклад в оператор эволюции от процесса, в котором взаимодействие начинается в момент времени  $t_1$  и заканчивается в момент времени  $t_2$ . Для того, чтобы оператор эволюции в форме (1) был унитарен для любых  $t$  и  $t_0$ , оператор  $\tilde{S}(t_2, t_1)$  должен удовлетворять уравнению

$$(t_2 - t_1) \tilde{S}(t_2, t_1) = \int_{t_1}^{t_2} dt_4 \int_{t_1}^{t_4} dt_3 (t_4 - t_3) \tilde{S}(t_2, t_4) \tilde{S}(t_3, t_1) \quad (2)$$

Это уравнение позволяет определить  $\tilde{S}(t_2, t_1)$  для любых времен  $t_1$  и  $t_2$ , если заданы  $\tilde{S}(t'_2, t'_1)$ , соответствующие бесконечно малым временам  $\tau = t'_2 - t'_1$  длительности взаимодействия. Естественно предположить, что в пределе  $t_2 \rightarrow t_1$  наибольший вклад в оператор эволюции дают процессы, ассоциируемые с фундаментальным взаимодействием в системе. Обозначая этот вклад  $H_{\text{int}}(t_2, t_1)$ , мы можем записать граничное условие

для уравнения (2)

$$\tilde{S}(t_2, t_1) \xrightarrow{t_2 \rightarrow t_1} H_{\text{int}}(t_2, t_1), \quad (3)$$

Уравнение (2), являющееся следствием основных принципов квантовой теории, позволяет обобщить квантовую динамику на случай нелокальных во времени взаимодействий. Важной особенностью обобщенного динамического уравнения является то, что описываемая им динамика определяется не значением оператора взаимодействия для каких-то определенных времен длительности взаимодействия, а тем, как оператор  $\tilde{S}(t_2, t_1)$  стремится к этому оператору в пределе, когда время взаимодействия стремится к нулю. Поэтому динамика системы при характерном масштабе времени (энергии)  $t_{ch}(E_{ch})$  по существу определяется поведением оператора взаимодействия  $H_{\text{int}}(t_2, t_1)$  при  $t \ll t_{ch}$  ( $E \gg E_{ch}$ ). Вместе с тем эти временные (энергетические) масштабы могут быть больше (меньше) характерных масштабов более фундаментальной теории. Эта особенность обобщенного динамического уравнения открывает возможность формулировать эффективные квантовые теории поля с учетом естественной нелокальности эффективного взаимодействия. возможности, которые такой подход открывает в ядерной физике и атомной физике был продемонстрирован в работах [2,4]. В данной работе подход, основанный на обобщенном динамическом уравнении, используется для описания эффективного взаимодействия фотона с сильным классическим электромагнитным полем.

В [1] был построен эффективный лагранжиан, описывающий процесс, при котором уничтожается некоторое число лазерных фотонов и рождается по крайней мере два высокоэнергетичных фотона. Часть плотности этого лагранжиана, описывающая взаимодействие радиационного поля с классическим электромагнитным полем, является нелокальным в пространстве-времени и имеет вид

$$L_{\text{int}}(x; \rho_L) = -\frac{1}{2} \int dx' A_\mu(x) \Pi^{\mu\nu}(x-x'; \rho_L) A^\nu(x') \quad (4)$$

Здесь  $\rho_L = E_l/E_{cr}$ ,  $\Pi^{\mu\nu}(x-x'; \rho_L)$  – тензор поляризации фотона в присутствии внешнего электрического поля  $E_l = \rho_L \cdot E_{cr}$ . Однако, известно, что введение нелокального форм-фактора в лагранжиан или гамильтониан является непоследовательным и приводит к потере лоренц-инвариантности и/или унитарности теории. Как мы отмечали выше, формализм ОКД позволяет сформулировать эффективную теорию, явно учитывая естественную нелокальность эффективного взаимодействия. В случае эффективной теории, описывающей взаимодействие двух сильных встречных лазерных пучков в вакууме, мы должны построить эффективный оператор взаимодействия между квантованным радиационным полем и внешним классическим электромагнитным полем

путем суммирования вкладов от процессов, важных для данной эффективной теории. Фундаментальной теорией, из которой мы должны извлечь информацию о таких процессах, является квантовая электродинамика. Фейнмановские диаграммы, описывающие "фундаментальные" процессы в нашей низкоэнергитической теории изображены на рис.1.

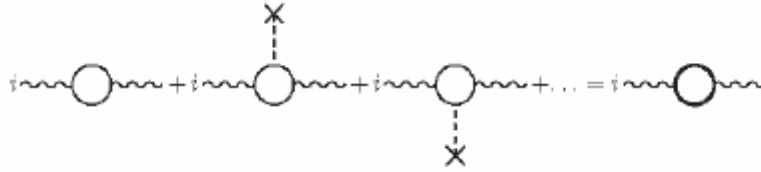


Рис. 1. Фейнмановские диаграммы, описывающие взаимодействие радиационного поля с внешним электромагнитным полем в однопетлевом приближении.

Суммируя вклады от соответствующих упорядоченных во времени диаграмм, мы получаем выражение для оператора взаимодействия

$$H_{non} = -\frac{1}{2} \int d^4 x_1 \int d^4 x_2 A^{\mu_1}(x_1) \Pi_{\mu_1 \mu_2}(x_1, x_2; A) A^{\mu_2}(x_2) \delta(x_1^0 - t_1) \delta(x_2^0 - t_2) \quad (5)$$

где  $\Pi_{\mu_1 \mu_2}(x_1, x_2; A)$  – это оператор поляризации фотона в присутствии внешнего электромагнитного поля  $A$ , а  $A^{\mu_1}$  – это 4-потенциал, описывающий радиационное поле.

$$\begin{aligned} \Pi_{\mu_1 \mu_2}(x_1, x_2; A) = & -i \text{tr}[(e\gamma_{\mu_1})G(x_1, x_2)(e\gamma_{\mu_2})G(x_2, x_1)] - \\ & - 2i \int d^4 x_3 \text{tr}[(e\gamma_{\mu_1})G(x_2, x_3)(e\gamma_{\mu_3})G(x_3, x_1)] A^{\mu_3}(x_3) + \dots \end{aligned} \quad (6)$$

здесь  $G(x_i, x_j)$  – это электронный пропагатор в вакууме. Оператор (5) описывает эффективное взаимодействие радиационного поля с классическим электромагнитным полем. Очевидно, что этот оператор взаимодействия является нелокальным как в пространстве, так и во времени. Используя (5) в обобщенном динамическом уравнении мы можем описать процессы рождения фотонов в поле, создаваемом встречными лазерными пучками, и процессы рождения электрон-позитронных пар. Можно ожидать, что таким способом мы получим более последовательное описание этих процессов, чем при использовании эффективных лагранжианов и гамильтонианов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. A. Di Piazza, K.Z. Hatsagortsyan, C.H. Keitel // Phys. Rev. D. 2005. V. 72. P. 085005.
2. R.Kh. Gainutdinov and A.A. Mutygullina // Phys. Rev. C. 2002. V. 66. P. 014006.
3. R.Kh. Gainutdinov // J. Phys. A: Math. Gen. 1999. V. 32. P. 5657.
4. R.Kh. Gainutdinov, A.A. Mutygullina and W. Scheid // Phys. Lett. A. 2002. V. 306. P. 1.

## ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИМПУЛЬСА И ВТОРОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ГАРМОНИКИ В РЕЗОНАНСНОЙ СРЕДЕ С ПОСТОЯННЫМ ДИПОЛЬНЫМ МОМЕНТОМ

С.В. Сазонов<sup>1</sup>, Н.В. Устинов<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *Российский научный центр "Курчатовский институт"*

<sup>2</sup> *Томский государственный университет*

В настоящее время повышенное внимание привлекает изучение нелинейных когерентных явлений в средах, содержащих квантовые частицы, имеющие ненулевой постоянный дипольный момент (ПДМ) перехода [1–5]. С практической точки зрения данная задача важна в связи с развитием методов получения низкоразмерных квантовых структур (несимметричных ям, нитей, точек) в полупроводниках и нанотехнологий. Кроме того, особый интерес вызывает использование сред с отличным от нуля ПДМ при разработке устройств сжатия или преобразования частоты лазерных импульсов. Целью настоящего исследования является как раз выяснение роли ПДМ при генерации нулевой и второй гармоник оптических импульсов. Следует отметить, что спектр импульса, соответствующего нелевой гармонике, достаточно широк и может захватывать терагерцовый диапазон частот.

Особенность сред, обладающих ПДМ, состоит в том, что распространяющийся в ней электромагнитный импульс не только возбуждает квантовые переходы, но также сдвигает их частоту за счёт линейного эффекта Штарка. Динамика однокомпонентных электромагнитных импульсов в двухуровневой среде с ПДМ рассматривалась в работах [2, 4, 5]. Так, в [2] обнаружена обусловленная ПДМ асимметрия по полярности стационарных предельно коротких импульсов. Численно эффекты прохождения однокомпонентных импульсов через среду с ПДМ исследовались в [4]. Было показано, что существуют так называемые ненулевые бризеры, представляющие собой устойчивые биполярные нестационарные сигналы, временная площадь которых не равна нулю. Это свойство принципиально отличает их от бризеров в изотропной среде, когда ПДМ частиц равен нулю. Аналитическое рассмотрение роли ПДМ в формировании однокомпонентных импульсов было проведено в [5]. В частности, было получено выражение для ненулевого бризера и установлена асимметрия его по полярности.

Распространение в резонансных оптически одноосных средах двухкомпонентных импульсов излучения, состоящих из коротковолновой обыкновенной и длинноволновой необыкновенной компонент, исследовалось в [3]. Функции компонент поля в этой задаче строго

различались: обыкновенная составляющая вызывает переходы, а сдвиг их частоты обусловлен необыкновенной составляющей. Было показано, что в условиях сильного взаимодействия между компонентами поля импульсы могут проходить через среду в режимах, отличных от режима самоиндуцированной прозрачности.

Настоящее исследование посвящено выявлению особенностей нелинейной динамики однокомпонентных импульсов, имеющих высокочастотное заполнение, в среде с ПДМ на основе приближения медленно меняющихся огибающих (ММО). В отличие от изотропного случая поле импульса здесь содержит не только нечётные, но также чётные гармоники основной частоты. Сдвиг частоты перехода создаёт условия для резонансно-параметрического механизма генерации чётных гармоник. Учёт побочных гармоник необходим уже в главном порядке теории возмущений, что затрудняет применение данного приближения в рассматриваемой задаче. Однако, результаты, полученные в [5], указывают на возможность модификации приближения ММО на случай среды с ПДМ.

Рассмотрим оптически одноосную среду, содержащую аксиально симметричные квантовые частицы. Будем считать, что анизотропия среды создана электрическим полем, которое расщепляет уровни энергии частиц вследствие эффекта Штарка, оставляя вырождение электронных уровней по модулю проекции полного углового момента. В электронной подсистеме при этом образуются  $\pi$ -переход и двукратно вырожденные  $\sigma$ -переходы. Пусть плоский электромагнитный импульс распространяется перпендикулярно оптической оси среды. Будем считать, что на входе в среду у импульса отлична от нуля только необыкновенная компонента электрического поля. В этом случае поле импульса взаимодействует только с  $\pi$ -переходом, а обыкновенная компонента не может породиться.

Для вывода уравнений, описывающих взаимодействие импульса со средой, используем стандартный полуклассический подход. В разложениях по гармоникам для электрического поля импульса и элементов матрицы плотности среды учитываются чётные и нечётные гармоники. Здесь мы ограничиваемся рассмотрением основной, нулевой и второй гармоник. Используя в качестве малого параметра отношение энергии взаимодействия квантовой частицы и энергии резонансного фотона, оставляем в уравнениях слагаемые до второго порядка малости. Кроме того, плотность квантовых частиц считаем малой. Это позволило применить к волновому уравнению для нулевой гармоники приближение однонаправленного распространения.

Полученная в результате система обобщает хорошо известные в нелинейной оптике уравнения самоиндуцированной прозрачности. При этом оказалось, что уравнения на нулевую и вторую гармоники поля импульса можно проинтегрировать и выразить эти гармоники через

основную (первую) гармонику. В соответствии с [5] амплитуда нулевой гармоники оказалась в два раза больше, чем амплитуда второй.

В полученных уравнениях сдвиг Блоха–Зигерта частота перехода, который связан с вкладом антирезонансных слагаемых [1], может иметь тот же порядок, что и сдвиг частоты, обусловленный ПДМ. Важным обстоятельством является то, что уравнение для основной гармоники поля импульса тоже содержит антирезонансное слагаемое. Это позволило исключить сдвиг Блоха–Зигерта с помощью дополнительной замены переменных. При этом система уравнений материальных и волновых уравнений сводится к системе синхронизма длинных и коротких волн, рассмотренной в [3]. Таким образом, эта система описывает динамику в средах с ПДМ как однокомпонентных импульсов, так и двухкомпонентных, т.е. является универсальной. Режимы самоиндуцированной прозрачности, выделенные в [3], существуют также и в рассмотренной здесь задаче. Влияние сдвига Блоха–Зигерта на импульс, распространяющийся в среде, сводится к фазовой модуляции поля светового импульса.

В соответствии с [3] эффективность генерации побочных гармоник зависит от частоты импульса. Она выше у импульсов, имеющих на входе в среду несущую частоту, меньшую резонансной. Обусловлено это асимметрией по полярности у формирующегося в среде с ПДМ импульса: знак его нулевой гармоники таков, что частота перехода динамически понижается при прохождении импульса. Тот же эффект имеет место и для нулевой гармоники, соответствующей терагерцовому диапазону.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. A. Brown, W.J. Meath, P. Tran // *Phys. Rev. A*. 2000. V. 63. P. 013403-1.
2. А.И. Маймистов, Дж.-Ги Капуто // *Оптика и спектроскопия*. 2003. Т. 94. № 2. С. 275.
3. С.В. Сазонов, Н.В. Устинов // *ЖЭТФ*. 2005. Т. 127. №2. С. 289.
4. С.О. Елютин // *ЖЭТФ*. 2005. Т. 128. № 1(7). С. 17.
5. С.В. Сазонов, Н.В. Устинов // *Квантовая электроника*. 2005. Т. 35. № 8. С. 701.

## О СВЕРХСВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСАХ В НЕРАВНОВЕСНЫХ СРЕДАХ

А.Н. Бугай<sup>1</sup>, С.В. Сазонов<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *Российский государственный университет имени Иммануила Канта*

<sup>2</sup> *Российский научный центр «Курчатовский институт»*

Вопрос о возможности сверхсветовых движений неоднократно возникал в различных областях физики [1]. Некоторое время назад появился интерес к изучению локализованных структур электромагнитного излучения, движущихся со скоростями, превышающими скорость света  $c$  в вакууме. Это в значительной степени имеет отношение, во-первых, к распространению лазерных импульсов в сильнонеравновесных средах [2-4], и, во-вторых, к так называемым Х-волнам.

Настоящий доклад посвящен рассмотрению именно первого случая. Экспериментальные наблюдения распространения световых импульсов со скоростями  $v/c \sim 6 - 9$  в усиливающей среде были произведены еще на заре развития лазерной техники [2]. Важно отметить, что такое распространение не противоречит принципу причинности. При прохождении передним фронтом импульса среды с инверсией населенностей атомов происходит «сброс» последних в основное состояние, сопровождающийся локальным усилением импульса. В то же время задний фронт импульса, встречающий на своем пути атомы уже в равновесном состоянии, ослабляется. Таким образом, речь идет о формировании нового эффективного максимума волны, скорость которого и фиксируется как сверхсветовая. Однако передача энергии от точки к точке по-прежнему происходит со скоростями не выше  $c$ , так что сверхсветовая передача информации невозможна. Описанный механизм в литературе получил название механизма переформирования [3].

При исследовании локализованных решений нелинейных уравнений часто возникает вопрос об их устойчивости. Понятно, что среда в неравновесном состоянии будет усиливать также и малые возмущения. Так в работе [5], где рассматривалась неустойчивость локализованных сверхсветовых сигналов по отношению к малым возмущениям, приведена оценка их характерного времени жизни  $T \sim L/(v - c)$ , где  $v$  - скорость,  $L$  - характерный размер сигнала.

В настоящей работе рассматриваются предельно короткие полуволновые электромагнитные импульсы в неравновесной среде из двухуровневых атомов двух сортов. Проведено исследование их устойчивости в сверхсветовом режиме распространения в случаях одного и двух пространственных измерений.

Рассмотрим среду, имеющую двухуровневые квантовые системы двух типов. Пусть спектр импульса таков, что он перекрывает собственные частоты  $\omega_1$  квантовых переходов первого типа, но не содержит фурье-компонент, резонансных частотам  $\omega_2$  переходам второго типа. По этой причине назовем 1-переходы резонансными, а 2-переходы – нерезонансными. Указанное условие можно записать в форме двойного неравенства

$$\omega_1^2 \ll \tau_p^{-2} \ll \omega_2^2, \quad (1)$$

где  $\tau_p$  - длительность импульса. Считаем также, что длительность импульса много меньше характерных времен релаксации среды.

В соответствии с соотношением (1), введем два малых параметра :  $(\omega_1 \tau_p)^2 \ll 1$  для резонансных атомов, и  $(\omega_2 \tau_p)^{-2} \ll 1$  для нерезонансных атомов. Пользуясь данным обстоятельством, можно приближенно выразить дипольный момент и инверсию населенностей через поле импульса. В результате исходная система уравнений Максвелла-Блоха средuceдируется к нелинейному волновому уравнению [4]

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial z \partial \tau} + \alpha \sin \theta - \frac{3}{2} \beta \left( \frac{\partial \theta}{\partial \tau} \right)^2 \frac{\partial^2 \theta}{\partial \tau^2} - \beta \frac{\partial^4 \theta}{\partial \tau^4} = \frac{v_0}{2} \Delta_{\perp} \theta, \quad (2)$$

где  $\theta = \frac{2d}{\hbar} \int_{-\infty}^{\tau} E d\tau'$ ,  $E$  - электрическое поле импульса,  $d$  - дипольный момент,  $\tau = t - z/v_0$ ,  $v_0 = c/N$ ,  $N$  - линейный показатель преломления, создаваемый переходами 2-типа,  $\alpha$  и  $\beta$  - коэффициенты, описывающие нелинейные и дисперсионные эффекты от взаимодействия импульса с квантовыми уровнями 1 и 2 типов, соответственно. При нахождении соответствующих компонент в неравновесном состоянии коэффициенты  $\alpha$  и  $\beta$  отрицательны.

Уравнение (2) в одномерном случае (при отсутствии правой части) допускает точные решения типа полуволновых солитонов вида [4]

$$E = \frac{\hbar}{2d\tau_p} \operatorname{sech} \left( \frac{t - z/v}{\tau_p} \right), \quad \frac{1}{v} = \frac{1}{v_0} + \alpha \tau_p^2 - \frac{\beta}{\tau_p^2}. \quad (3)$$



При нахождении одной или обеих компонент среды в неравновесном состоянии, скорость солитона (3) может превышать скорость света в вакууме.

Численное моделирование уравнения (2) показывает, что импульсы вида (3) неустойчивы, когда в неравновесном состоянии находятся резонансные квантовые переходы ( $\alpha < 0$ ). При этом любое малое возмущение переводит атомы данной компоненты в равновесное состояние и солитон становится досветовым. При нахождении же в неравновесном состоянии атомов нерезонансной составляющей, одномерный сверхсветовой солитон устойчив. Говоря об устойчивости, здесь не следует забывать, что неравновесная среда сама по себе неустойчива и за время релаксации переходит в равновесное состояние.

Таким образом, время жизни нерезонансных сверхсветовых солитонов в одномерном приближении ограничивается только временем жизни среды в неравновесном состоянии.

Ясно, что в реальности любой импульс обладает конечным поперечным размером, и, следовательно, необходимо учесть влияние дифракции. Численное моделирование уравнения (2) при учете слагаемого в правой части (эффектов дифракции), показывает, что в среде, содержащей только нерезонансные атомы в инвертированном состоянии ( $\alpha = 0, \beta < 0$ ), возможно формирование неодномерных сверхсветовых солитонов. Данные образования устойчивы при  $L_{\parallel} L_{dis} / R_{\perp}^2 < 0.15$ , где  $L_{\parallel}$  - характерный продольный размер солитона,  $R_{\perp}$  - его поперечный радиус,  $L_{dis}$  - длина дисперсионного расплывания. При наличии же в среде атомов, резонансно взаимодействующих с импульсом, указанные солитоны неустойчивы.

Таким образом, сверхсветовые неодномерные локализованные импульсы в неравновесной двухуровневой среде могут быть устойчивы при условии, что их спектр не перекрывает характерные частоты квантовых переходов. Время жизни таких образований ограничивается временами необратимой релаксации неравновесной среды, что тем не менее, существенно превосходит оценку, приведенную в [5].

## ЛИТЕРАТУРА

1. E. Recami // Foundations of Physics. 2001. V. 31. No. 7. P. 1119.
2. Н.Г. Басов и др. // ЖЭТФ. 1966. Т. 50. С. 33.
3. А.Н. Ораевский // УФН. 1998. Т. 168. С. 1311.
4. С.В. Сазонов // УФН. 2001. Т. 171. № 6. С. 663.
5. Н.Н. Розанов // УФН. 2005. Т. 175. № 2. С. 181.

## ГЕНЕРАЦИЯ КОНТИНУАЛЬНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ МОЩНЫМИ УКИ В ДИЭЛЕКТРИКАХ С ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ И ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ДИСПЕРСИЕЙ

Н. Ю. Вислобоков<sup>1</sup>, А. П. Сухоруков<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ВГУ им. П.М. Машерова

<sup>2</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Известно, что распространение высокоинтенсивного лазерного излучения в прозрачных диэлектриках нередко сопровождается явлениями, обусловленными изменением пространственных, временных и спектральных свойств излучения [1-4]. Процессом, индуцирующим эти изменения, является самофокусировка. Сфокусированный лазерный импульс генерирует плазму свободных электронов (ПСЭ), привносящую отрицательный вклад в нелинейную часть показателя преломления среды. Динамическое равновесие между процессами самофокусировки и дефокусировки, обусловленной индуцированной ПСЭ, может привести к расщеплению импульса на субимпульсы и субпучки и формированию т.н. филаментов.

В соответствии с проведёнными ранее исследованиями [5], распространение в прозрачных диэлектриках типа кварцевого стекла и сапфира сверхмощных ( $P_{in} > 10P_{cr}$ ), фемтосекундных импульсов при определённых параметрах излучения и среды сопровождается одним из наиболее интересных с прикладной и научной точки зрения явлений – генерацией континуального излучения, причём уширение частотного спектра происходит не только в область высоких (что уже неоднократно наблюдалось ранее), - но и в область низких частот. Одним из наиболее интересных и в тоже время нелёгких для изучения вопросов, является влияние дисперсии, и особенно отрицательной дисперсии, на генерацию континуального спектра. Интерес к генерации континуального излучения легко объяснить: источник широкодиапазонного лазерного излучения найдёт применение в спектроскопии [1], устройствах компрессии импульсов [3], оптоволоконной оптике [1].

В ходе ряда исследований [4] было установлено, что генерация суперконтинуума мощным фемтосекундным лазерным излучением в сплошной прозрачной среде – следствие модуляции фазы светового поля, обусловленной воздействием индуцированных фотоионизационных процессов (многофотонная, лавинная и туннельная ионизации) на распространяющееся лазерное излучение. Заметим, что при генерации континуального излучения в кварцевом стекле лазерным импульсом, мощность которого ( $P_{in}$ ) незначительно превышала критическую мощность самофокусировки ( $P_{cr}$ ), наблюдался широкий пьедестал спектра в сторону ультрафиолета и почти отсутствующее уширение в сторону

низких частот [1, 2, 4], соответствующий континуальный спектр изображён на рисунке 1а.

Когда через кристалл диэлектрика проходит сверхмощный УК импульсный пучок, после распространения в режиме динамической конкуренции между нелинейными и ионизационными эффектами его пространственно-временной профиль при определенных благоприятных параметрах принимает специфическую форму: в центральной части пучка импульс расслаивается на два субимпульса. Хвостовой субимпульс (образовавшийся в результате взаимодействия мощного лазерного излучения с диэлектриком и электронной плазмой и распространяющийся в поле первого субимпульса) находится на достаточном расстоянии от предыдущего, чтобы влияние на него ПСЭ было недостаточным для дефокусировки, и приносит свой значимый вклад в генерацию континуального излучения в кварцевом стекле. Наблюдаемый процесс деформации пространственно временного профиля лазерного импульса качественно аналогичен процессу филаментации мощного лазерного излучения в воздухе, в ряде случаев также сопровождается генерацией суперконтинуального излучения. За счёт резкой фазовой самомодуляции, обусловленной индуцированными фотоионизационными процессами, происходит уширение частотного диапазона лазерного импульса как в сторону высоких частот, так и в сторону низких (рис. 1б).

В данной работе мы представляем результаты исследования влияния дисперсии на уширение спектра сверхмощного ( $P_{in} / P_{cr} \approx 30$ ) фемтосекундного лазерного импульса в кварцевом стекле при генерации суперконтинуума (заметное уширение спектра как в сторону высоких, так и в сторону низких частот).

Для корректного описания рассматриваемого процесса необходимо учитывать не только такие эффекты, как дифракция, дисперсия, керровская нелинейность, но и нелинейность пятого порядка, а также многофотонную, лавинную и туннельную ионизации [5].

В ходе проведенного нами численного исследования изучалась динамика изменения пространственно-временного профиля интенсивности сверхмощного (при  $10 > P_{in} / P_{cr} > 50$ ) УК импульса, распространяющегося в средах с разными коэффициентами дисперсии групповой скорости  $\beta_2$ , совместно с эволюцией его спектра. Используемые параметры сверхмощного импульсного излучения согласованы с реальными возможностями современных лазеров. В ходе численного исследования коэффициент  $\beta_2$  варьировался в пределах от  $1500 \text{ фс}^2/\text{см}$  до  $-1500 \text{ фс}^2/\text{см}$ .

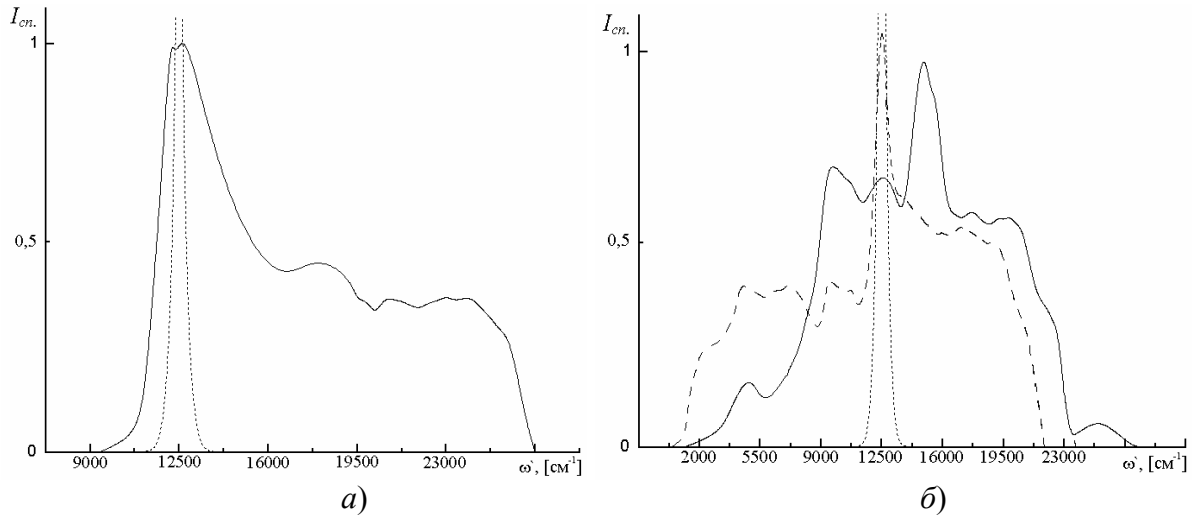


Рис. 1. (а) – высокочастотный непрерывный спектр, генерируемый 140 фс импульсом в кварцевом стекле при  $P_{in}/P_{cr} = 1.1$ ; (б) – непрерывный спектр, генерируемый 50 фс импульсом при  $P_{in}/P_{cr} = 30$ ,  $\beta_2 = 360$  фс<sup>2</sup>/см (сплошная кривая) и  $\beta_2 = -360$  фс<sup>2</sup>/см (штриховая кривая); пунктирной кривой изображён исходный спектр лазерного импульса ( $\omega' = 1/\lambda$ ,  $\omega'_0 = 12500$  см<sup>-1</sup>,  $I_{cn}$  нормирована на максимум непрерывного спектра).

Уменьшение  $\beta_2$  от 1500 фс<sup>2</sup>/см до 350 фс<sup>2</sup>/см привело к тому, что частотный диапазон непрерывного спектра несколько расширился и стал более гладким, чего однако не происходило при дальнейшем уменьшении коэффициента дисперсии до нуля. На рисунке 1б (сплошная кривая) изображён непрерывный спектр, генерируемый 50 фс импульсом ( $P_{in}/P_{cr} = 30$ ), распространяющимся в среде с коэффициентом дисперсии групповой скорости 350 фс<sup>2</sup>/см. При отрицательных значениях  $\beta_2$  уширение спектра в область низких частот было несколько больше, чем при  $\beta_2 \geq 0$  (рис. 1б штриховая кривая). Результаты исследования согласуются с выдвинутым ранее предположением о решающей роли фотоионизационных процессов в генерации непрерывного излучения в прозрачных диэлектриках, облучаемых мощными ультракороткими лазерными импульсами. Максимальное значение, достигаемое плотностью ПСЭ, не превышало критической плотности [5].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. A. Brodeur, S. L. Chin // J. Opt. Soc. Am. B. 1999. V. 16. No. 4. P. 637.
2. J. Yang, G. Mu. // Optics Express. 2007. V. 15. No. 8. P. 4943.
3. А.М. Жёлтиков // УФН. 2006. Т. 176. №. 6. С. 623.
4. А.К. Dharmadhikari, et al. // Appl. Phys. B. 2005. V. 80. No. 1. P. 61.
5. А.П. Сухоруков, Н.Ю. Вислобоков // Квантовая Электроника. 2007. Т. 37. № 11. С. 1015.

## ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕРХБЫСТРОЙ ФАЗОВОЙ РЕЛАКСАЦИИ В ПРИМЕСНОМ ПОЛИМЕТИЛМЕТАКРИЛАТЕ МЕТОДОМ НЕКОГЕРЕНТНОГО ФОТОННОГО ЭХА С ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ВРЕМЕННЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ

К.Р. Каримуллин<sup>1,2,3</sup>, Ю.Г. Вайнер<sup>3</sup>, И.Ю. Ерёмчев<sup>3</sup>, А.В. Наумов<sup>3</sup>,  
В.В. Самарцев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН;

<sup>2</sup>Казанский государственный университет;

<sup>3</sup>Институт спектроскопии РАН

В данной работе рассматривается модификация метода фотонного эха, а именно – техника некогерентного фотонного эха и применение ее для исследования внутренней динамики аморфных примесных сред. Измеряя зависимость интенсивности эхо сигналов от временного интервала между импульсами, можно оценить время фазовой релаксации, а также величину вклада неоднородного уширения в ширину спектральной линии. Метод некогерентного фотонного эха открывает возможности для подобных исследований с использованием удобной, недорогой и вместе с тем весьма эффективной и чувствительной экспериментальной техники. Дополнительным преимуществом некогерентного метода является реализация «мягкого» режима возбуждения исследуемых образцов.

Уникальная экспериментальная установка, позволившая не только наблюдать, но и активно использовать явление некогерентного фотонного эха для фундаментальных научных исследований была создана в научно-исследовательской группе под руководством д.ф.-м.н. Ю.Г. Вайнера в Институте спектроскопии РАН (ИСАН, г. Троицк).

Основным элементом установки является широкополосный шумовой лазер на красителе с поперечной накачкой, построенный по безрезонаторной схеме (рис. 1). Спектр излучения такого лазера определяется спектром люминесценции используемого красителя и не имеет модовой структуры. Усиленное излучение второй гармоники импульсного YAG-лазера делится на два луча. Первый луч с помощью цилиндрической линзы фокусируется на кювету с красителем в виде тонкой полоски. Лазерный пучок флуоресценции красителя, отраженный от зеркала, ограниченный диафрагмой проходит через телескоп и попадает на дифракционную решетку. Здесь происходит дисперсионное расширение пучка, который затем направляется на сферическое зеркало и отражается им на узкую щель. Здесь же из широкополосного лазерного излучения «вырезается» область спектра нужной ширины. Прошедшее через щель излучение выводится посредством системы зеркал. Далее, в следующем каскаде лазера на красителе, происходит усиление спектрально ограниченного широкополосного лазерного импульса. Изменяя ширину щели, можно задавать спектральную ширину излучения лазера в пределах

полосы люминесценции красителя ( $\sim 100 \div 200 \text{ см}^{-1}$ ). Таким образом, шумовой лазер генерирует импульсы с регулируемой шириной,

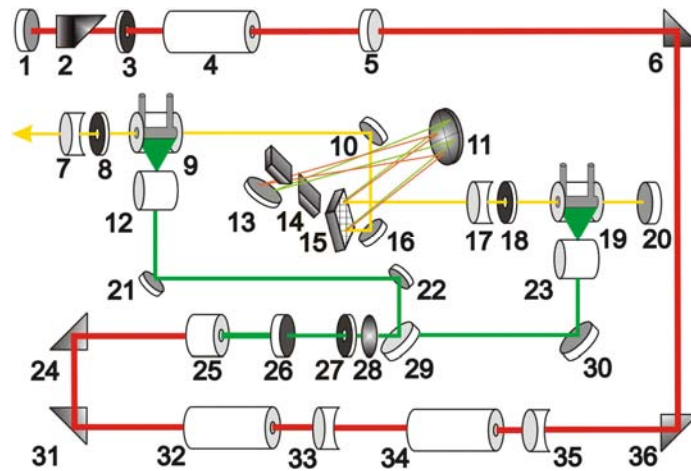


Рис. 1. Схема шумового лазера на красителе. 1, 10, 13, 16, 20, 21, 22, 30 – зеркала, 2 – оптический затвор, 3, 8, 18, 27 – задающие диафрагмы, 4, 32, 34 – квантроны излучателя и двух усилителей, 5, 29 – полупрозрачные зеркала, 6, 24, 31, 36 – поворотные призмы, 7, 17, 33, 35 – телескопы, 9, 19 – кюветы с красителем, 11 – сферическое зеркало, 12, 23 – цилиндрические линзы, 14 – металлические «ножи» (щель), 15 – дифракционная решетка, 25 – генератор второй гармоники, 26 – светофильтр, 28 – линза.

длительностью 15 нс и энергией в импульсе до 2 мДж.

Оптическая схема установки состоит из трёх оптических линий («каналов») временных задержек для формирования трех лазерных импульсов. Прецизионный механизм, снабженный шаговым двигателем, позволяет регулировать задержку между первым и вторым импульсами в пределах 6 пс, с шагом кратным 5.6 фс. Нормировка интенсивности по сигналам калибровочного эха (третий канал – калибровочный) позволяет значительно компенсировать флуктуации мощности лазера. Для регистрации сигналов фотонного эха используется чувствительная аппаратура на основе электрооптического преобразователя изображения на микроканальных пластинах, состыкованного с помощью оптоволоконной планшайбы с ФПЗС-матрицей. Она представляет собой автоматизированный многоканальный измерительный комплекс, позволяющий управлять линиями временных задержек и стробированием матрицы фотоприемников, регистрировать сигналы прямого, обратного, калибровочного фотонного эха, а также сигнал шумового лазера. Помимо этого система производит обработку экспериментальных результатов: нормировку, калибровку и интерпретацию массива экспериментальных данных. Отметим, что устойчивая регистрация достигается при отбрасывании сигналов, энергия лазерного импульса которых не попадает в пределы заданного, довольно узкого ( $\sim 10\%$  от общего значения) диапазона.

В данной работе была исследована полимерная пленка – полиметилметакрилат (ПММА), легированная молекулами rhodamine 101. Толщина пленки ~1 мм. Лазер настраивался на центральную длину волны 588.5 нм (краситель – раствор rhodamine 6G в этаноле) с шириной полосы излучения 5 нм.

Были зарегистрированы зависимости интенсивности эхо-сигналов (сигналов четырехволнового смешения) при комнатной температуре от величины задержки между первым и вторым импульсами в пределах – 0.6÷0.6 пс. Обработанные результаты измерений приведены на рис. 2. Видно, что используя технику эхо-спектроскопии с некогерентным лазерным источником, мы отчетливо различаем два процесса, которые разделены временным промежутком порядка  $20 \pm 3$  фс.

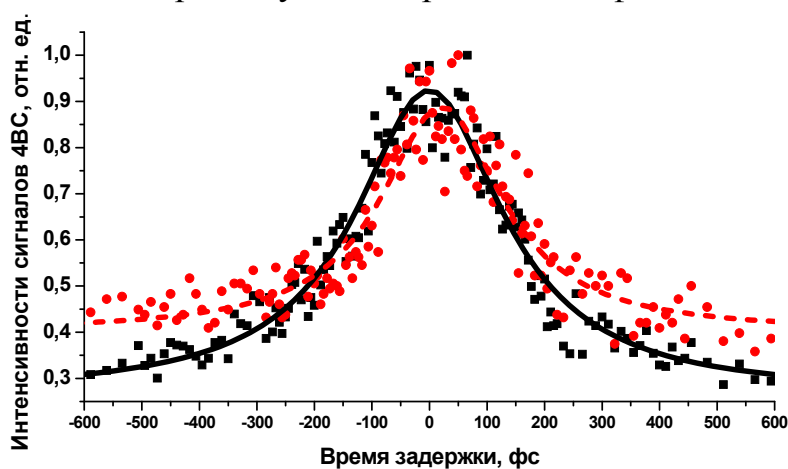


Рис. 2. Одновременная регистрация зависимости интенсивностей сигналов прямого (кружки) и обратного (квадраты) четырехволнового смешения от временного интервала между импульсами в полимерной пленке ПММА с красителем rhodamine 101 при комнатной температуре. Сплошная и штриховая линии отображают результат аппроксимации измеренных зависимостей функцией Лоренца.

Техника некогерентного фотонного эха позволила проводить исследования релаксационных процессов в конденсированных примесных средах в фемтосекундном диапазоне длительностей без использования фемтосекундной техники. Меняя и комбинируя различные лазерные красители можно реализовать широкополосное лазерное излучение в заданном спектральном диапазоне, перестраивая рабочий диапазон «шумового» лазера. Внося незначительные изменения в конструкцию установки можно переходить от когерентного режима работы к некогерентному режиму и наоборот. Таким образом, это открывает возможность для создания единого комплекса экспериментальной аппаратуры, позволяющего исследовать релаксационные процессы в масштабе длительностей от нано- до фемтосекунд в широком спектральном и температурном диапазоне.

## ФОРМИРОВАНИЕ ТЕМНЫХ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ СОЛИТОНОВ В ПРОТОННО-ИМПЛАНТИРОВАННОМ ПЛАНАРНОМ ВОЛНОВОДЕ В НИОБАТЕ ЛИТИЯ

В.Г. Круглов<sup>1</sup>, В.М. Шандаров<sup>1</sup>, Я.Тан<sup>2</sup>, Ф. Чен<sup>2</sup>, Д. Кип<sup>3</sup>

<sup>1</sup> *Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Россия*

<sup>2</sup> *Отдел физики, Шаньдонгский университет, КНР*

<sup>3</sup> *Технологический университет г. Клаустхал, Германия*

Интерес к пространственным оптическим солитонам связан с возможностью индуцирования ими волноводных элементов, допускающих полностью оптическую реконфигурацию [1]. Пространственные солитоны реализованы при световых мощностях микроваттного уровня в некоторых фоторефрактивных кристаллах и в планарных волноводах на их основе [2 - 5]. Для подобных эффектов в волноводных структурах характерны особенности, связанные с существованием разных мод и модификацией свойств материала в волноводной области. При создании волноводных слоев с контролируемыми параметрами и варьируемыми физическими свойствами особо перспективен метод ионной имплантации. Данная работа посвящена исследованию формирования темных фотовольтаических пространственных солитонов в планарном волноводе, полученном имплантацией протонов в кристалле ниобата лития, легированном медью ( $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ ).

Планарные волноводы формировались в пластинах  $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$  (0,1 мол. %) X – среза с размерами  $1,5 \times 19 \times 10$  мм<sup>3</sup> вдоль осей X, Y, Z. Имплантация протонов с энергией 500 кэВ и дозой  $1 \cdot 10^{17}$  см<sup>-2</sup> осуществлялась через оптически полированную поверхность пластин YZ. Затем пластины отжигались при  $T=400^\circ\text{C}$  в течение 30 минут на воздухе для снятия упругих напряжений и релаксации центров окраски, возникающих в процессе имплантации. Поверхности XZ полировались до качества, позволяющего вводить свет в волновод через торец. Характеристики волноводов изучались с помощью призмного элемента связи, профили показателя преломления восстанавливались с помощью стандартной программы TRIM. Для исследованного образца при  $\lambda=532$  нм в волноводе возбуждаются две ТЕ моды с эффективными показателями преломления  $N_0=2,2033$ ;  $N_1=2,1988$  (ТМ моды такими волноводами не поддерживаются). Моде  $\text{TE}_1$  - вытекающая, для нее  $N_1 < n_s$  (показатель преломления подложки  $n_s=2,201$ ). Потери света ( $\lambda=633$  нм) при распространении в направлении Y для  $\text{TE}_0$  моды не превышают 1 дБ/см, для  $\text{TE}_1$  моды они выше 20 дБ/см из-за вытекания света в подложку. Толщина волноводного слоя  $\sim 3,5$  мкм.

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. В качестве источников излучения используются лазеры (He-Ne,  $\lambda=633$  нм и



YAG:Nd<sup>3+</sup> с удвоением частоты,  $\lambda=532$  нм). Формирование темных солитонов и считывание индуцируемых ими волноводных каналов в экспериментах осуществлялось излучением как с одной и той же, так и с разными длинами волн, поляризация света соответствовала необыкновенной волне в кристалле. Излучение He-Ne лазера коллимировалось с помощью коллиматора (С), юстировка соосности формирующего и считывающего световых пучков осуществлялась призмой (Р) и светоделительным кубиком (BS). Микрообъективом (МО) свет фокусировался на торец планарного волновода. Формирование темных солитонов требует световых пучков с изменением знака поля в половинах апертуры [3]. Для этого половина апертуры пучка перекрывалась тонкой стеклянной пластинкой (GP), обеспечивающей при некотором положении нужный фазовый сдвиг. Картина светового поля на выходной плоскости волновода изучалась с помощью видеокамеры (CCD) и изображающей линзы (IL). В экспериментах пластинка GP периодически выводилась из пучка на время считывания (~1 с). Временная эволюция поля считывающего пучка давала информацию о нелинейной линзе, индуцированной формирующим пучком. Эта линза могла считываться и световым пучком с другой длиной волны, блокируемым шторкой (Sh) при формировании солитона и «включаемым» на время считывания при блокировании формирующего пучка.

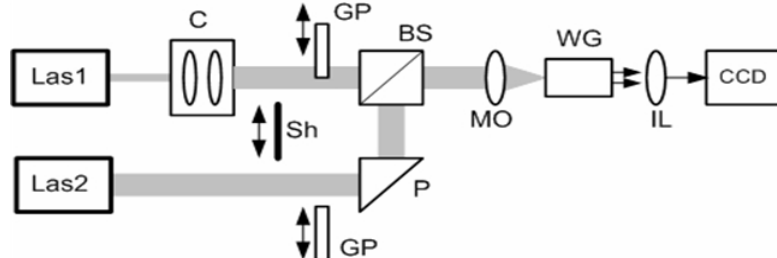


Рис. 1. Схема экспериментов: Las 1, 2 – He-Ne и YAG:Nd<sup>3+</sup> лазеры; С – коллиматор; GP – стеклянная пластинка; P – призма; BS – светоделительный кубик; Sh – шторка для блокирования пучков; МО – микрообъектив; WG – волновод; IL – изображающая линза; CCD – видеокамера.

Изменение полей формирующего и считывающего пучков при формировании темного фотовольтаического солитона излучением с  $\lambda=633$  нм и считывании индуцированной им нелинейной линзы при  $\lambda=532$  нм иллюстрирует Рис. 2. Формирующий пучок с шириной темного провала ~12 мкм на входной и ~120 мкм на выходной плоскости волновода имел мощность  $P_{in}=90$  мкВт, а считывающий ~1 мкВт. Сужение темного провала в формирующем и локализация светового поля в считывающих пучках на выходной плоскости наблюдались уже при времени экспозиции 2 – 5 минут. При  $t=(15\div 18)$  минут дифракция считывающего пучка в плоскости волновода практически компенсировалась вследствие его захвата каналным волноводом, индуцированным темным солитоном.

Формирующий пучок с  $\lambda=532$  нм и  $P_{in}=70$  мкВт позволял достичь солитонный режим за время  $\sim 4$  минуты. Время хранения индуцированных канальных волноводов в темноте составило несколько часов. При постоянном считывании излучением с  $\lambda=532$  нм и  $P_{in}=(1\div 100)$  мкВт индуцированный канальный волновод «стирался» за время от нескольких минут до нескольких секунд. Время хранения индуцированных волноводных каналов в протонно-имплантированном волноводе существенно меньше такового для фоторефрактивных элементов в его подложке, что связано с повышением удельной проводимости материала в области барьерного слоя с нарушенной кристаллической структурой.

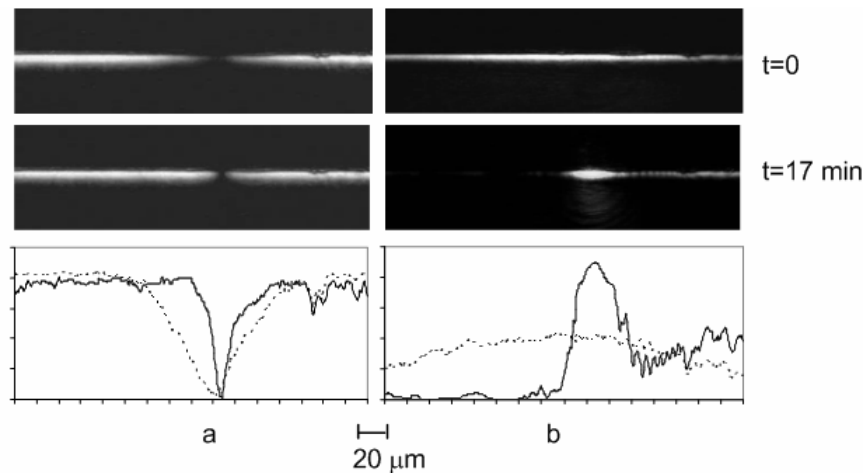


Рис. 2. Картины светового поля и профили интенсивности формирующего (а) и считывающего (б) пучков на выходной плоскости волновода в линейном режиме ( $t=0$ , пунктир) и в режиме пространственного солитона ( $t=17$  min, сплошные линии). Мощность формирующего пучка – 90 мкВт ( $\lambda=633$  нм), считывающего – 1 мкВт ( $\lambda=532$  нм).

Таким образом, экспериментально продемонстрировано формирование темных фотовольтаических пространственных солитонов световыми пучками с мощностью микроваттного уровня в протонно-имплантированном планарном волноводе на основе  $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 06-02-39017-ГФЕН\_a, 08-02-99023-р\_офи) и Национального фонда естественных наук Китая (грант 10711120169).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. G.I. Stegeman, M. Segev // Science. 1999. V. 286. P. 1518.
2. M.D. Iturbe - Castillo, P.A. Marquez - Aguilar, J.J. Sanchez - Mondragon, S. Stepanov, V. Vysloukh // Appl. Phys. Lett. 1994. V. 64. P. 408.
3. M. Taya, M. Bashaw, M. Fejer et al // Phys. Rev. A. 1995. V. 52. P. 3095.
4. D. Kip, M. Wesner, V. Shandarov et al // Opt. Lett. 1998. V. 23. P. 921.
5. V. Shandarov, D. Kip, M. Wesner, J. Hukriede // Journ. Opt. A Pure Appl. Opt. 2000. V. 2. P. 500.

## ДИНАМИЧЕСКИЙ МАССИВ ОПТИЧЕСКИХ ЛОВУШЕК ДЛЯ ДЕФОРМАЦИИ ВЫТЯНУТЫХ МИКРООБЪЕКТОВ

Е.Н. Воронцов, Н.Н. Лосевский, С.П. Котова, А.В. Коробцов  
Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева

Изучение механических свойств микрообъектов (отдельных клеток, микроорганизмов, волокон) представляет большой интерес для микробиологии, медицины и биофизики. Выявляя зависимости этих свойств от различных внешних факторов (химический состав окружающей среды, температура и т.п.), а также, отслеживая их изменения в процессе роста клетки, можно, например, диагностировать некоторые заболевания, определять воздействия лекарств на клетки и т.д. [1-2]. Характерные размеры исследуемых клеток 2-10 мкм. Силы, достаточные для деформации клеток, лежат в диапазоне от пико- до микроныютонов.

В настоящее время активно развиваются методы деформации клеток посредством применения массивов лазерных ловушек [3]. Использование оптических ловушек для указанных исследований основано на способности остросфокусированных лазерных пучков (которыми, по сути, являются ловушки) захватывать и удерживать прозрачные микрообъекты с показателем преломления больше, чем у окружающей среды. При этом силы захвата лежат в вышеуказанном диапазоне. Таким образом, клетка может быть захвачена одновременно в нескольких точках и деформирована путем изменения пространственного положения ловушек.

Массивы ловушек получают с помощью различных устройств, способных разделять пучок, выходящий из лазера, на несколько отдельных пучков. Такими устройствами, например, могут быть жидкокристаллические модуляторы света, акустооптические дефлекторы, геометрооптические системы. Однако для управления положением ловушек, сформированных посредством перечисленных устройств, необходимо либо специальное программное обеспечение, либо достаточно сложные механические системы управления.

В данной работе мы предлагаем формировать массив оптических пинцетов за счет использования дифракционных решеток, являющихся общедоступным и простым в использовании оптическим инструментом.

Как известно, дифракция на одномерной решетке в случае нормального падения пучка описывается выражением:

$$d \sin \varphi_k = k\lambda, k = 0, \pm 1, \dots, \quad (1)$$

где  $d$  – период решетки,  $\varphi_k$  – угол дифракции  $k$ -го дифракционного порядка,  $\lambda$  – длина волны излучения освещающего пучка.

Вследствие поворота решетки вокруг оси параллельной ее штрихам на угол  $\delta$  (угол между направлением распространения пучка и нормалью к решетке) расстояние между порядками будет увеличиваться. Это

происходит за счет уменьшения эффективного периода решетки, который определяется выражением:

$$d_{\text{эф}} = d \cos \delta. \quad (2)$$

Формула (1) приобретает вид:

$$d_{\text{эф}} \sin \varphi_k = k\lambda, \quad (3)$$

а распределение порядков на экране, расположенном на расстоянии  $a$  от решетки описывается формулой:

$$x_k(\delta) = \frac{k\lambda a}{d \cos \delta} \sqrt{\frac{1}{1 - \left(\frac{k\lambda a}{d \cos \delta}\right)^2}}, k = 0, \pm 1, \dots \quad (4)$$

Поворот решетки относительно оси перпендикулярной ее штрихам приводит к такому перераспределению порядков на экране, что их координаты в плоскости экрана удовлетворяют соотношениям:

$$x_k(\delta) = \frac{a \cos \delta \sin \varphi'_k}{\sin^2 \delta + \cos^2 \delta \cos \varphi'_k} \quad (5a)$$

$$z_k(\delta) = \frac{a \cos \delta \sin \delta (1 - \cos \varphi'_k)}{\sin^2 \delta + \cos^2 \delta \cos \varphi'_k}, \quad (5b)$$

где  $\varphi'_k$  – угол между проекцией направления дифрагировавшего пучка на плоскость перпендикулярную штрихам решетки и нормалью к решетке. Формула (1) в данном случае преобразуется в систему:

$$d \sin \varphi'_k = \frac{k\lambda}{\cos \delta}, k = 0, \pm 1, \dots, \quad (6a)$$

$$\delta' = \delta \quad (6b)$$

где  $\delta'$  – угол, который составляет направление распространения  $k$ -го порядка дифракции с главной плоскостью решетки.

На рисунке 1 изображена динамика изменения дифракционной картины в плоскости экрана в разных случаях поворота решетки. Параметры системы:  $d = 2 \cdot 10^{-5}$  м, расстояние до экрана  $a = 0,2$  м.

Сформированные рассмотренными способами массивы пучков можно применять для захвата вытянутых микрообъектов. Более того, удерживая микрообъект в нескольких точках и изменяя пространственное положение пучков, можно вызывать его деформации. В первом случае – растяжение или сжатие, во втором – изгиб.

Экспериментальная реализация методов была проведена для биологических объектов сферической и вытянутой формы. В случае

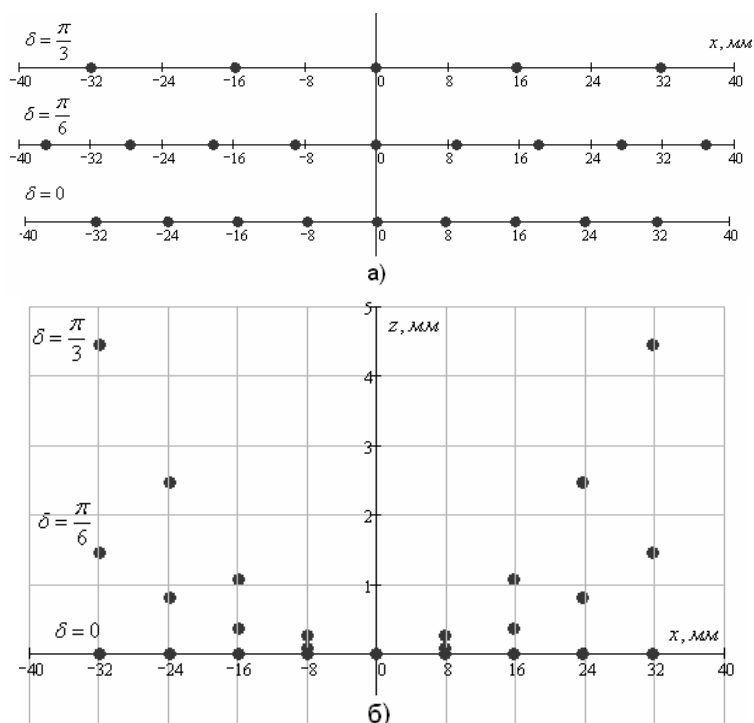


Рис. 1. Изменение картины дифракции на экране при повороте решетки относительно оси параллельной плоскости решетки (а), оси перпендикулярной штрихам решетки (б).

сферических объектов проводилось сжатие вдоль одной из осей (относительное изменение диаметра объекта вдоль выбранной оси – 10%). Вытянутые объекты подвергались изгибу (относительное изменение радиуса кривизны объекта 10%).

## ЛИТЕРАТУРА

1. M.M. Brandao, A. Fontes, et al. Optical tweezers for measuring red blood cell elasticity: application to the study of drug response in sickle cell disease // Eur. J. Haematol. 2003. V. 70. P. 207.
2. S. Suresh, J. Spatz, et al. Connections between single-cell biomechanics and human disease states: gastrointestinal cancer and malaria // Acta Biomaterialia. 2005. V. 1, P. 15.
3. G. Lenormand, S. Henon, et al. Direct measurement of area expansion and shear moduli of the human red blood cell membrane skeleton // Biophys. J. 2001. V.81, No 1. P.43.
4. И.В. Пейсахсон. “Оптика спектральных приборов” Л.: Машиностроение, 1975.

## ВЫСОКОЭФФЕКТИВНАЯ ДИФРАКЦИЯ НА ТОНКИХ И ОБЪЕМНЫХ ДИНАМИЧЕСКИХ ГОЛОГРАММАХ В ЛИНЕЙНЫХ ПОГЛОТИТЕЛЯХ

И.Н. Агишев, А.Л. Толстик

*Белорусский государственный университет*

Расширение сферы практического использования динамических голограмм в системах оптической обработки информации и преобразования световых полей связано с оптимизацией схем голографической записи и поиском новых способов достижения высоких значений дифракционной эффективности. Наряду с использованием для записи голограмм традиционных сред с кубической нелинейностью в последнее время анализируются преимущества использования нелинейных голографических элементов, позволяющих осуществить различные виды преобразований светового пучка (преобразование формы волнового фронта, изменение направления распространения, корректировка искажений пространственной структуры, частотное преобразование изображений и т. д.). Однако их возможности ограничены, как правило, невысокими значениями нелинейностей пятого и более высоких порядков.

В настоящей работе проанализированы пути повышения эффективности преобразования световых полей динамическими голограммами с использованием схем частотно невырожденного многоволнового смешения в линейно-поглощающих жидкостях, которые традиционно рассматриваются как среды с чисто кубической нелинейностью. Определены условия и установлен механизм проявления нелинейности пятого порядка, связанный с нелинейностью термооптического коэффициента и зависимостью от температуры плотности и теплоемкости органических жидкостей.

На примере невырожденного по частоте шестиволнового смешения проанализированы схемы преобразования световых полей с одновременным удвоением частоты сигнальной волны, когда запись динамической голограммы осуществляется на основной частоте генерации лазера на иттрий-алюминиевом гранате, а считывание – на частоте второй гармоники. В эксперименте в качестве нелинейной среды использован этанольный раствор хлорида меди, позволивший записать тепловые динамические голограммы, характеризующиеся высокой дифракционной эффективностью. При этом наблюдались различные порядки дифракции, связанные с несинусоидальностью профиля штриха и нарушением объемности голографической решетки, что наиболее ярко проявлялось при уменьшении диаметра взаимодействующих пучков.

Типичная геометрия дифракции при записи голограммы попутными волнами  $E_1$  и  $E_S$  на длине волны 1064 нм и считывании волной  $E_2$  на 532 нм представлена на рис. 1. Толщина нелинейного слоя составляла 1мм,

период решетки – 15 мкм. Условие объемности динамической голограммы нарушалось за счет использования световых пучков малого диаметра (~200 мкм). Использование пучков большего диаметра (до 600 мкм) и уменьшение периода голографической решетки (до 7 мкм) позволили перейти в указанной схеме

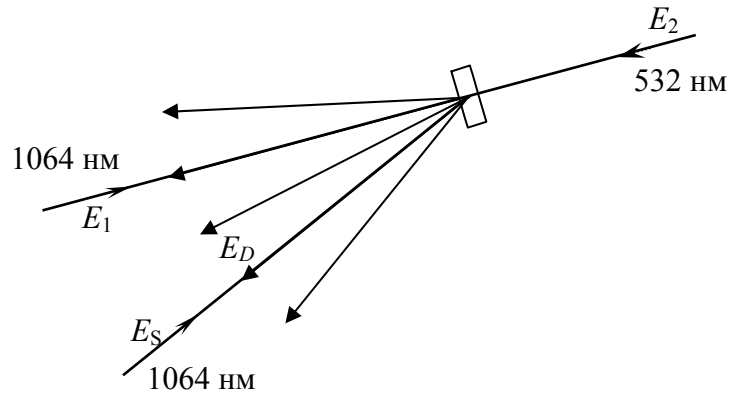


Рис. 1. Схема дифракции волны  $E_2$  на решетке, записанной волнами  $E_1$  и  $E_S$

взаимодействия к объемным динамическим голограммам. При этом условие Брэгга однозначно определяло направление распространения дифрагированной волны. При встречном направлении опорной  $E_1$  и считывающей  $E_2$  волн дифрагированная волна  $E_D$  распространялась точно навстречу сигнальной волны  $E_S$  (эффект обращения волнового фронта с одновременным удвоением частоты световой волны).

Для адекватного описания процесса дифракции на тепловых динамических решетках в условиях линейного поглощения предложено использовать разложение функциональной зависимости показателя преломления от температуры в ряд Тейлора по производным различного порядка, а также учитывать зависимость от температуры плотности и теплоемкости этанола, используемого в качестве растворителя. В этом случае тепловое изменение показателя преломления можно представить в виде:

$$\Delta n_T = (\partial n / \partial T) \Delta T + \frac{1}{2} \left( \partial^2 n / \partial T^2 - (\partial C_p / \partial T) (\partial n / \partial T) C_p^{-1} \right) (\Delta T)^2 + \dots \quad (1)$$

где  $\partial n / \partial T$ ,  $\partial^2 n / \partial T^2$  – термооптические коэффициенты первого и второго порядка,  $\Delta T = kI\tau / C_p$  – изменение температуры,  $k$  – коэффициент поглощения,  $I$  – интенсивность интерференционного поля,  $\tau$  – длительность импульса,  $C_p$  – теплоёмкость единицы объёма.

Первое слагаемое выражения (1) описывает кубическую нелинейность и определяет эффективность четырехволнового взаимодействия, в то время как второе слагаемое отвечает квадратичной зависимости показателя преломления от интенсивности, т.е. однозначно связано с нелинейностью пятого порядка и шестиволновым смешением.

На рис. 2, 3 представлены зависимости дифракционной эффективности динамической голограммы  $\xi = I_D / I_2$  от интенсивности

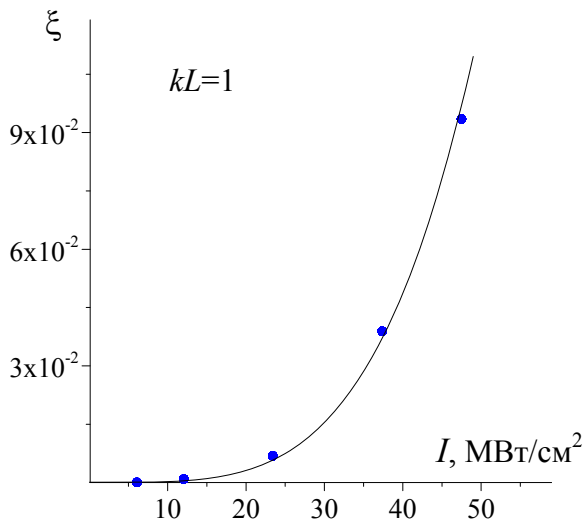


Рис. 2. Зависимость дифракционной эффективности  $\xi$  от интенсивности записывающих волн  $I_1=I_S=I$

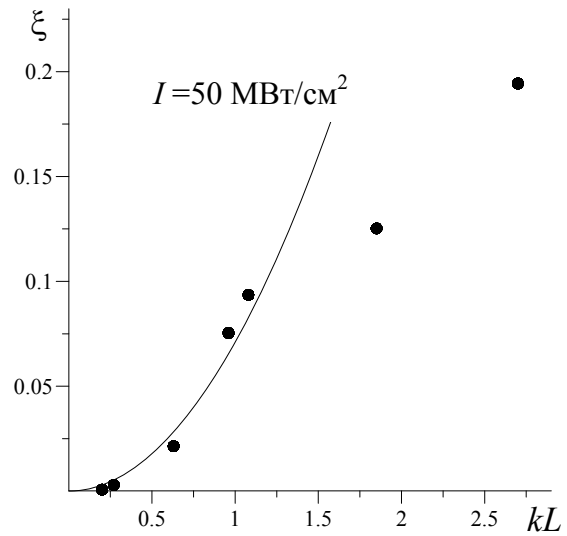


Рис. 3. Зависимость дифракционной эффективности  $\xi$  от оптической толщины среды  $kL$

записывающих голограмму волн  $I = I_1 = I_S$  и оптической толщины среды  $kL$ , полученные при дифракции на объемной решетке по схеме шестиволнового смешения. Видно, что при небольших значениях дифракционной эффективности  $\xi$  она пропорциональна четвертой степени интенсивности записывающих голограмму волн и квадратично зависит от оптической толщины среды. Рост дифракционной эффективности начинает насыщаться при значениях выше 10 %. Максимально реализованное значение дифракционной эффективности составило 20 %, что на несколько порядков превышает данные известных ранее экспериментальных работ по частотно невырожденному шестиволновому смешению при использовании двухфотонного поглощения в полимерах [1], насыщающегося поглощения в растворах органических красителей [2] или чистых органических жидкостях [3]. Для сравнения отметим, что в схеме четырехволнового взаимодействия нами реализована запись пропускающих голограмм с дифракционной эффективностью 60 %.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. F. Charra, F. Devaux, J.-M. Nunzi, P. Raimond // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 68. P. 2440.
2. A.S. Rubanov, A.L. Tolstik, S.M. Karpuk, O. Ormachea // Opt. Commun. 2000. V. 181, № 1-3. P. 183.
3. О. Ормачеа, А.Л. Толстик // Известия РАН. Сер. физическая. 2007. Т. 71, № 1. С. 131.



## ЛАЗЕРНАЯ МАНИПУЛЯЦИЯ МИКРОСКОПИЧЕСКИМИ ОБЪЕКТАМИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ВИХРЕВЫХ ПОЛЕЙ

С.П. Котова

*Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева*

Одним из актуальных направлений современной оптики и лазерной физики является оптическая манипуляция [1]. Оптический пинцет позволяет захватывать частицы размером от десятков нанометров до сотен микрометров с силами порядка от  $10^{-12}$  до  $10^{-9}$  ньютонов. Такой диапазон размеров и сил делает привлекательным использование оптических пинцетов для задач биологии и медицины в качестве стерильного инструмента, в коллоидной химии, в микротехнологиях. В биотехнологических лабораториях с помощью лазерных пучков выполняются манипуляции с живыми клетками и их органеллами, паразитами и даже одиночными нитями ДНК. Известны работы по измерению сил мышечного сокращения на молекулярном уровне и снятию спектров флуоресценции отдельных захваченных клеток морских водорослей. Лазерный захват может использоваться в качестве точного инструмента для создания деталей микромашин, сборки из них механизмов и приведения их в движение. Многие лаборатории мира работают над поиском применений и увеличением возможностей лазерных манипуляторов. Следует отметить исследования по созданию многопучковых лазерных пинцетов, разработке методов динамического управления процессами лазерного манипулирования.

Использование вихревых лазерных полей с заданным распределением интенсивности позволит значительно расширить функциональные возможности данного метода, а именно, делает возможным без механических перемещений узлов установки реализовать движение микрообъектов по заданной траектории, формировать ансамбли частиц различных конфигураций, накладывать неоднородные деформации, вынуждать вращаться частицы с разной скоростью в разных точках пространства. Эти возможности могут стать основой для развития прорывных микро- и нанотехнологий, например, для сборки больших количеств коллоидных частиц в сложные двух- или трехмерные системы для фотоники, оптоэлектроники и датчиков, управляемой полимеризации пленок с заданным распределением двулучепреломления, создания новых способов анализа веществ в микрообъемах, исследования механических свойств биологических объектов. В связи с этим являются актуальными поиск эффективных способов формирования вихревых световых полей, исследование их взаимодействия с частицами микронных размеров, выявление перспективных приложений метода.

В данном докладе представлен обзор результатов по манипуляции микроскопическими объектами с помощью вихревых полей, полученных в

Самарском филиале ФИАН. На основе оптики спиральных пучков [2] разработан эффективный итерационный алгоритм расчета фазовых элементов для формирования полей с заданным распределением интенсивности и обладающих угловым моментом. Фазовые элементы обладают высокой дифракционной эффективностью, устойчивы к перемене разрешения транспаранта и погрешностям формирования. Реализованы фазовые элементы как на основе бихромированной желатины, так и с использованием жидкокристаллического пространственного модулятора света. Жидкокристаллические пространственные модуляторы являются весьма перспективными для управления процессами манипуляции в реальном времени. Они характеризуются малой потребляемой мощностью, возможностью как амплитудной, так и фазовой модуляции света, достаточным быстродействием. Нами разработана методика управления скоростью вращения частицы, захваченной сфокусированным лазерным пучком, путём изменения степени эллиптичности состояния поляризации с помощью модулятора, работающего на основе ориентационного S-эффекта в нематических жидких кристаллах.

При исследовании возможностей манипулирования основное внимание уделено реализации перемещения объектов по заданной траектории с помощью вихревых световых полей. Сравняется скорость перемещения с помощью полей, сформированных фазовой частью спирального пучка и фазовыми масками, рассчитанными с использованием алгоритма Герчберга-Сэкстона. Представлены экспериментальные результаты по перемещению микрообъектов вдоль разнообразных траекторий: окружности, границе треугольника, кривой с самопересечением, спирали Архимеда. Выполнены эксперименты по захвату и перемещению частиц массивом вихревых аксиконов, сформированных с помощью голограммы. Изучены некоторые особенности взаимодействия светового поля с микрообъектами, в том числе биологическими.

Работы выполнены по бюджетной НИР №01200502889 «Разработка методов и средств формирования и регистрации световых пучков с заданными пространственными характеристиками» и при поддержке гранта РФФИ № 07-02-01280.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. A. Ashkin. History of optical trapping and manipulation of small-neutral particle, atoms, and molecules. // IEEE J. Sel. Top. Quantum Elec. 2000. No.6. P.841.
2. Е.Г. Абрамочкин, В.Г. Волостников. Спиральные пучки // УФН. 2004. Т.174, №12. С.1273.

## ВЫСОКОЭФФЕКТИВНАЯ ДИФРАКЦИЯ НА ТОНКИХ И ОБЪЕМНЫХ ДИНАМИЧЕСКИХ ГОЛОГРАММАХ В ЛИНЕЙНЫХ ПОГЛОТИТЕЛЯХ

И.Н. Агишев, А.Л. Толстик

*Белорусский государственный университет*

Расширение сферы практического использования динамических голограмм в системах оптической обработки информации и преобразования световых полей связано с оптимизацией схем голографической записи и поиском новых способов достижения высоких значений дифракционной эффективности. Наряду с использованием для записи голограмм традиционных сред с кубической нелинейностью в последнее время анализируются преимущества использования нелинейных голографических элементов, позволяющих осуществить различные виды преобразований светового пучка (преобразование формы волнового фронта, изменение направления распространения, корректировка искажений пространственной структуры, частотное преобразование изображений и т. д.). Однако их возможности ограничены, как правило, невысокими значениями нелинейностей пятого и более высоких порядков.

В настоящей работе проанализированы пути повышения эффективности преобразования световых полей динамическими голограммами с использованием схем частотно невырожденного многоволнового смещения в линейно-поглощающих жидкостях, которые традиционно рассматриваются как среды с чисто кубической нелинейностью. Определены условия и установлен механизм проявления нелинейности пятого порядка, связанный с нелинейностью термооптического коэффициента и зависимостью от температуры плотности и теплоемкости органических жидкостей.

На примере невырожденного по частоте шестиволнового смещения проанализированы схемы преобразования световых полей с одновременным удвоением частоты сигнальной волны, когда запись динамической голограммы осуществляется на основной частоте генерации лазера на иттрий-алюминиевом гранате, а считывание – на частоте второй гармоники. В эксперименте в качестве нелинейной среды использован этанольный раствор хлорида меди, позволивший записать тепловые динамические голограммы, характеризующиеся высокой дифракционной эффективностью. При этом наблюдались различные порядки дифракции, связанные с несинусоидальностью профиля штриха и нарушением объемности голографической решетки, что наиболее ярко проявлялось при уменьшении диаметра взаимодействующих пучков.

Типичная геометрия дифракции при записи голограммы попутными волнами  $E_1$  и  $E_S$  на длине волны 1064 нм и считывании волной  $E_2$  на 532 нм представлена на рис. 1. Толщина нелинейного слоя составляла 1мм,

период решетки – 15 мкм. Условие объемности динамической голограммы нарушалось за счет использования световых пучков малого диаметра (~200 мкм). Использование пучков большего диаметра (до 600 мкм) и уменьшение периода голографической решетки (до 7 мкм) позволили перейти в указанной схеме

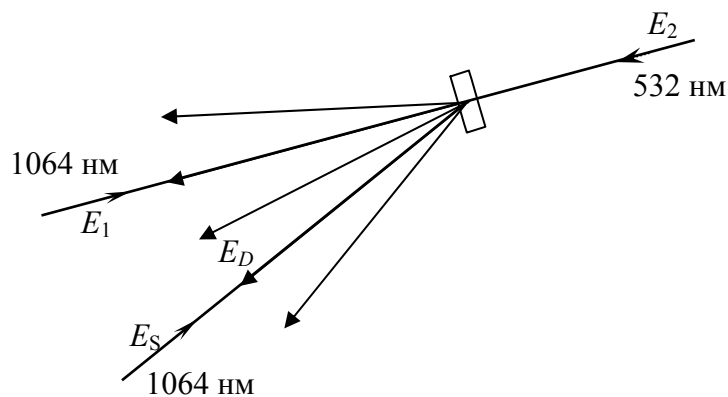


Рис. 1. Схема дифракции волны  $E_2$  на решетке, записанной волнами  $E_1$  и  $E_S$

взаимодействия к объемным динамическим голограммам. При этом условие Брэгга однозначно определяло направление распространения дифрагированной волны. При встречном направлении опорной  $E_1$  и считывающей  $E_2$  волн дифрагированная волна  $E_D$  распространялась точно навстречу сигнальной волны  $E_S$  (эффект обращения волнового фронта с одновременным удвоением частоты световой волны).

Для адекватного описания процесса дифракции на тепловых динамических решетках в условиях линейного поглощения предложено использовать разложение функциональной зависимости показателя преломления от температуры в ряд Тейлора по производным различного порядка, а также учитывать зависимость от температуры плотности и теплоемкости этанола, используемого в качестве растворителя. В этом случае тепловое изменение показателя преломления можно представить в виде:

$$\Delta n_T = (\partial n / \partial T) \Delta T + \frac{1}{2} \left( \partial^2 n / \partial T^2 - (\partial C_p / \partial T) (\partial n / \partial T) C_p^{-1} \right) (\Delta T)^2 + \dots \quad (1)$$

где  $\partial n / \partial T$ ,  $\partial^2 n / \partial T^2$  – термооптические коэффициенты первого и второго порядка,  $\Delta T = kI\tau / C_p$  – изменение температуры,  $k$  – коэффициент поглощения,  $I$  – интенсивность интерференционного поля,  $\tau$  – длительность импульса,  $C_p$  – теплоёмкость единицы объёма.

Первое слагаемое выражения (1) описывает кубическую нелинейность и определяет эффективность четырехволнового взаимодействия, в то время как второе слагаемое отвечает квадратичной зависимости показателя преломления от интенсивности, т.е. однозначно связано с нелинейностью пятого порядка и шестиволновым смешением.

На рис. 2, 3 представлены зависимости дифракционной эффективности динамической голограммы  $\xi = I_D / I_2$  от интенсивности

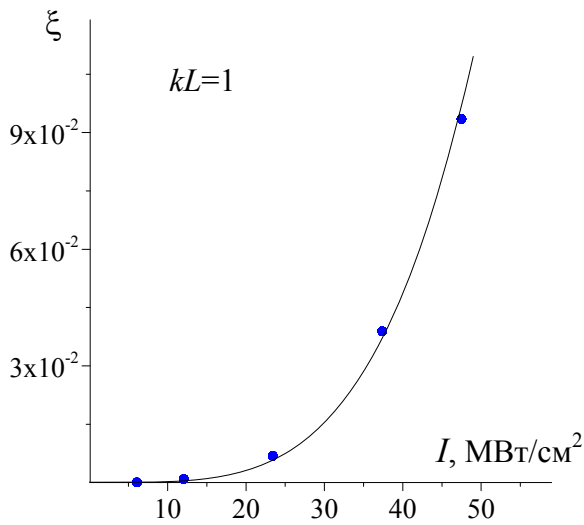


Рис. 2. Зависимость дифракционной эффективности  $\xi$  от интенсивности записывающих волн  $I_1=I_S=I$

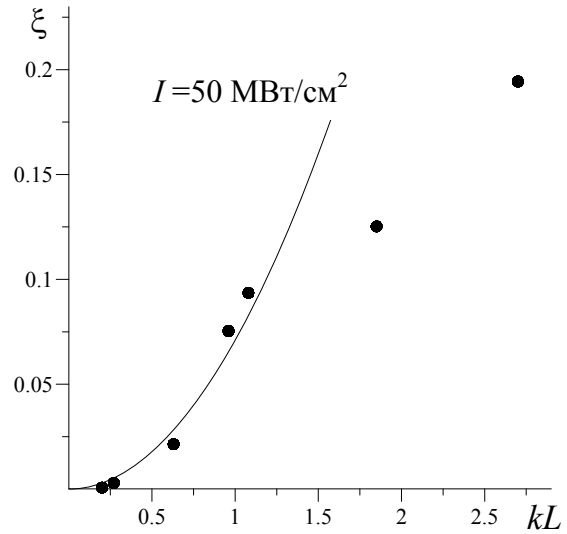


Рис. 3. Зависимость дифракционной эффективности  $\xi$  от оптической толщины среды  $kL$

записывающих голограмму волн  $I = I_1 = I_S$  и оптической толщины среды  $kL$ , полученные при дифракции на объемной решетке по схеме шестиволнового смещения. Видно, что при небольших значениях дифракционной эффективности  $\xi$  она пропорциональна четвертой степени интенсивности записывающих голограмму волн и квадратично зависит от оптической толщины среды. Рост дифракционной эффективности начинает насыщаться при значениях выше 10 %. Максимально реализованное значение дифракционной эффективности составило 20 %, что на несколько порядков превышает данные известных ранее экспериментальных работ по частотно невырожденному шестиволновому смещению при использовании двухфотонного поглощения в полимерах [1], насыщающегося поглощения в растворах органических красителей [2] или чистых органических жидкостях [3]. Для сравнения отметим, что в схеме четырехволнового взаимодействия нами реализована запись пропускающих голограмм с дифракционной эффективностью 60 %.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. F. Charra, F. Devaux, J.-M. Nunzi, P. Raimond // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 68. P. 2440.
2. A.S. Rubanov, A.L. Tolstik, S.M. Karpuk, O. Ormachea // Opt. Commun. 2000. V. 181, № 1-3. P. 183.
3. О. Ормачеа, А.Л. Толстик // Известия РАН. Сер. физическая. 2007. Т. 71, № 1. С. 131.

## ФОТОНАВЕДЕННОЕ ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЕ В СЛОЯХ БЕНЗАЛЬДЕГИДСОДЕРЖАЩИХ ПОЛИМЕРОВ И ЕГО ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ

А.В. Трофимова, В.В. Могильный  
Белорусский государственный университет

Основные применения полимерных материалов с фотонаведенной оптической анизотропией (ориентирующие слои для жидких кристаллов, среды для поляризационной оптической записи и др.) часто требуют высокой фото- и термостабильности записанного поляризационного изображения. В то же время наиболее известные полимеры, демонстрирующие фотоанизотропию, не обеспечивают достаточной устойчивости изображений. Как для полимеров азобензольного типа, так и для халкон- и циннаматсодержащих полимеров [1] характерно тепловое разупорядочивание образовавшихся в ходе фотореакций ориентационных ансамблей молекул. Тепловая хаотизация происходит достаточно интенсивно и снижает наведенную фотопроцессами анизотропию материалов. В работе [2] показано, что устойчивое двулучепреломление может быть записано в слоях полимеров, содержащих бензальдегидные группы. Фотоанизотропию этих материалов связывают с ансамблем ориентированных фотопродуктов – сшивок между макромолекулами [2], а термостабильность анизотропии – с отсутствием вращательной подвижности этих сшивок.

Цель настоящей работы состояла в экспериментальном исследовании постэкспозиционного поведения при повышенных температурах фотоиндуцированного двулучепреломления в слоях бензальдегидсодержащих полимеров. Анализ температурной чувствительности наведенной в них анизотропии и ее механизмов является важным аспектом задач применения изучаемых материалов в оптических устройствах различного рода.

Экспонирование образцов, помещенных в термостатируемую камеру, осуществлялось поляризованным стопой кварцевых пластинок излучением ртутной лампы ДРШ-250 при температуре 290 К. Измерение двулучепреломления  $\delta n$  проводилось как одновременно с записью, так и в темновом режиме зондированием полимерного слоя линейно-поляризованным пучком полупроводникового лазера ( $\lambda = 650 \text{ нм}$ ) [3].

На рис.1 приведены экспериментальные кривые постэкспозиционного поведения двулучепреломления при температурах выше температуры записи. Каждое нагревание образца вызывает резкое падение величины  $\delta n$  за время, необходимое для установления температуры, которое затем сменяется относительно медленным нарастанием. Глубина таких «провалов» тем больше, чем выше температура. Следующее после спада

нарастание анизотропии становится с повышением температуры все более непродолжительным, а при значительном нагреве (50-60°C) даже сменяется падением. Тем не менее, после охлаждения до комнатной температуры во всех случаях восстанавливается исходное значение двулучепреломления.

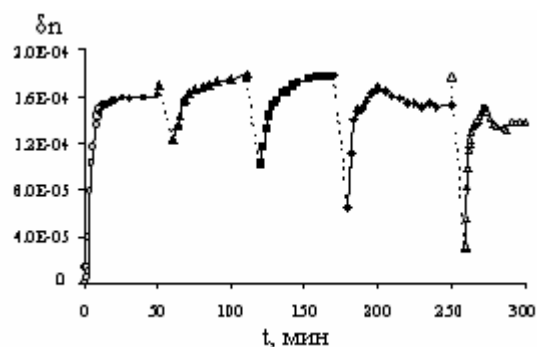


Рис. 1. Кинетика записи фотонаведенного двулучепреломления в бензальдегидсодержащих полимерах (○) и постэкспозиционные кинетики при 17°C (●) и повышениях температуры до 31 (▲), 38 (■), 47 (◆) и 60°C (Δ).

В работе [3] было показано, что кинетика фотонаведенного двулучепреломления в слоях бензальдегидсодержащих полимерных материалов представляет собой суперпозицию неустойчивого отрицательного и устойчивого положительного вкладов. Суммарное положительное двулучепреломление материала определяется положительным вкладом со стороны ансамбля продуктов реакции – сшивок между макромолекулами, в то время как непрореагировавшие бензальдегидные группы вносят отрицательный вклад и его снижают.

Быстрое уменьшение двулучепреломления при нагревании (рис.1) естественно связать с тепловой деформацией слоя, увеличивающейся с температурой. Вероятно, деформация анизотропной среды уменьшает ориентационную упорядоченность сшивок, ответственных за положительную составляющую двулучепреломления, что ведет к снижению его абсолютной величины. Нарастание  $\delta n$  с конечной скоростью, повышающейся с температурой, логично интерпретировать как результат хаотизации остаточных бензальдегидных групп. Наблюдаемая хаотизация уменьшает отрицательный вклад в  $\delta n$  и двулучепреломление хотя и растет, но лишь незначительно превосходит ранее достигнутый уровень. Кроме того, с повышением температуры постепенно растет подвижность и самих сшивок, что уменьшает степень их ориентации и, соответственно, анизотропию материала, а на кинетической кривой отражается в незначительном падении достигаемой при хаотизации величины  $\delta n$  (рис.1).

Для описания хаотизации ансамбля остаточных бензальдегидных фрагментов может быть привлечена модель вращательной диффузии, проходящей посредством некоррелированных скачков [4]. Используя

предложенную в работе [4] методику, было рассчитано изменение величины двулучепреломления, обусловленное хаотизацией ансамбля ориентированных молекул и протекающее по следующему закону:

$$\delta n(t) = \delta n(t_0) \cdot \exp[-k \cdot t], \quad (1)$$

где  $k$  – частота диффузионного скачка.

Частота скачка согласно теории переходного состояния (Transition State Theory) определяется как [5]:

$$k = k_0 \cdot \exp\left[-\frac{\Delta E}{k_B \cdot T}\right], \quad (2)$$

где  $k_0$  – предэкспоненциальный множитель,  $T$  – температура (°К),  $k_B$  – постоянная Больцмана. Величину  $\Delta E$  можно интерпретировать либо как разницу в энергиях состояния до и после скачка, либо как энергетический барьер, который нужно преодолеть, чтобы этот скачок произошел [5].

Согласно выражению (1), оптическая анизотропия слоя в ходе вращательной диффузии молекул релаксирует по экспоненте. Участки нарастания экспериментальных темновых кинетик (рис.1) хорошо описываются экспоненциальными зависимостями, подтверждая вращательный характер релаксации фотонаведенного двулучепреломления. Ускорение наблюдаемого усиления анизотропии с ростом температуры, очевидно, вызвано тем, что вращательная диффузия молекул проходит тем интенсивнее, чем выше температура образца.

Таким образом, в ходе проведенного исследования было установлено, что двулучепреломление, записанное в слоях бензальдегидсодержащих полимеров, по своей природе устойчиво к тепловым воздействиям. При резком повышении температуры образца в релаксационном процессе выделяются две его стадии. Первая протекает со скоростью изменения температуры слоя и вызывает уменьшение его анизотропии, тогда как вторая – диффузионная – развивается в течение 2-30 минут для температур, лежащих в диапазоне 17÷60°С, и приводит к росту  $\delta n$ . Благодаря этому обеспечивается температурная стабильность величины двулучепреломления при достаточно медленных изменениях температуры.

## ЛИТЕРАТУРА

1. U. Hwang, S. You, J. Kim et al. // J. Kor. Phys. Soc. 2005. V. 46. P. S218.
2. В.В. Могильный, А.И. Станкевич // Матер. V Междунар. конф. ВИТТ. 2003. Ч. 1, С. 179.
3. А.В. Трофимова, В.В. Могильный // Вестник БГУ. 2008. Сер. 1, С. 18.
4. В.В. Миняйлов, А.Х. Воробьев, В.С. Гурман // Хим. физика. 1993. Т. 12. No 4. С. 496.
5. A. Gray-Weale, R. Henchman, R. Gilbert, M. Greenfield, D. Theodorou // Macromolecules. 1997. V. 30. P. 7296.



## ГЕНЕРАЦИЯ 2-Й ГАРМОНИКИ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ И СПОНТАННОЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ РАССЕЯНИЕ В АПЕРИОДИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ КРИСТАЛЛАХ

А.С. Солнцев<sup>1</sup>, Г.Х. Китаева<sup>1</sup>, И.И. Наумова<sup>1</sup>, А.В. Таусенев<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

<sup>2</sup>Научный центр волоконной оптики при Институте общей физики  
им. А. М. Прохорова РАН, Троицк, Россия

### Введение

Апериодически поляризованные кристаллы ниобата лития предоставляют обширный спектр применений в задачах, в которых важно нелинейное преобразование оптического излучения с широким спектром. В частности, актуальной задачей современной нелинейной оптики является генерация второй гармоники (ГВГ) фемтосекундных лазерных импульсов одновременно с уменьшением или сохранением длительности импульса. Признанным способом такой генерации является удвоение частоты в апериодически поляризованных кристаллах ниобата лития. Распространенным методом создания доменной структуры в кристаллах ниобата лития является метод Чохральского [1], однако важной особенностью данного метода является слабо контролируемая апериодичность получаемой доменной структуры кристаллов. В связи с этим, встает задача исследования временных и спектральных характеристик нелинейных преобразующих свойств кристаллов. Простым, доступным и неразрушающим методом подобных исследований в диапазоне от глубокого ИК до УФ оказывается метод СПР спектроскопии [2], в связи с чем появляется необходимость установления взаимосвязи между эффектами ГВГ и СПР в апериодически поляризованных сегнетоэлектрических кристаллах.

### Методы

В теоретическом исследовании для процессов СПР введен формализм трансфер-функции по аналогии с аналитическими моделями ГВГ [3]. Экспериментально исследовались кристаллы ниобата лития, поляризованные слабо апериодическим образом методом Чохральского. Были исследованы спектры и автокорреляционные функции импульсов второй гармоники, полученных в данных кристаллах под действием накачки волоконного фемтосекундного лазера и проведено сравнение с частотными спектрами СПР, полученными в тех же кристаллах под действием непрерывного аргонового лазера.

### **Результаты**

Теоретически и экспериментально была проанализирована взаимосвязь эффектов ГВГ фемтосекундных лазерных импульсов и СПР в аперiodически поляризованных сегнетоэлектрических кристаллах, а также была продемонстрирована возможность прогнозирования результатов ГВГ в широком спектральном диапазоне методами СПР спектроскопии.

Работа выполнена при поддержке грантов 05-02-16278 и 05-02-16391 Российского Фонда Фундаментальных Исследований.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. I.I. Naumova, N.F. Evlanova, A. Blokhin // J. Crystal Growth. 1998. V. 187. P. 102.
2. G.Kh. Kitaeva, V.V. Tishkova, I.I. Naumova // Appl. Phys. B. 2005. V. 81. P. 645.
3. G. Imeshev, M.A. Arbore, M.M. Fejer, A. Galvanauskas, M. Fermann, and D. Harter // J. Opt. Soc. Am. B. 2000. V. 17. P. 2.

## ВЛИЯНИЕ ДОЛГОЖИВУЩЕГО РАДИКАЛА НА УСИЛЕНИЕ ФАЗОВЫХ ГОЛОГРАММ В ПОЛИМЕРНЫХ СЛОЯХ СОДЕРЖАЩИХ ФЕНАНТРЕНХИНОН В ВЫСОКОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ

Д.Н. Мармыш, В.В. Могильный

*Белорусский государственный университет*

Полимерные композиции, содержащие фенантренхинон (ФХ), используются в качестве регистрирующих материалов для записи фазовых голограмм. Принцип записи фазовых голограмм в данных средах основан на способности молекул ФХ под действием света присоединяться к макромолекулам полимера. При этом фотопродукт ФХ обладает значительно меньшей подвижностью по сравнению с непрореагировавшими молекулами ФХ. Активируемая повышением температуры диффузия остаточных молекул ФХ приводит к выравниванию их концентрации в слое и сопровождается существенным усилением фазового изображения.

К настоящему моменту подробно изучено преобразование голографических решеток в слоях ПММА толщиной  $\sim 1$  мм, приготовленных методом блочной полимеризации и содержащих ФХ в относительно невысокой концентрации ( $\sim 0,5$  мол. %) [1]. Установлено, что основной причиной постэкспозиционного усиления голограмм является диффузия ФХ. Выявлены факторы, препятствующие достижению максимальных значений коэффициента диффузионного усиления. К ним относится неполное фотоприсоединения ФХ к полимерной матрице в результате взаимодействия части возбужденных молекул ФХ с остаточным мономером [1], а также относительно большое время жизни промежуточного продукта фотореакции ФХ – семихинонового радикала [1] (неделя при комнатной температуре). Его диффузия до момента присоединения к макромолекулам полимера вызывает уменьшение модуляции концентрации фотопродукта и, как следствие, ограничивает усиление голографических решеток. Было установлено, что коэффициент диффузии семихинонового радикала несколько выше, чем коэффициент диффузии ФХ, что приводит к первоначальному уменьшению дифракционной эффективности голографических решеток в начале термической обработки [2].

Ранее нами было показано, что высокоэффективные решетки в относительно тонких полимерных слоях ( $\sim 100$  мкм) получают благодаря повышению концентрации ФХ до единиц мол.%. Для приготовления таких слоев используется метод полива жидкого раствора полимера и ФХ на стеклянную подложку с последующей сушкой. Способ приготовления позволил использовать полимер, очищенный от остаточного мономера и тем самым повысить степень присоединения ФХ практически до

100%. Несмотря на то, что существенный отрицательный фактор был устранен, увеличение степени усиления голографических решеток не наблюдалось.

Цель настоящей работы – анализ возможного влияния долгоживущего радикала на усиление голографических решеток, записанных в полимерных слоях с высоким содержанием ФХ.

Экспериментальные образцы представляли собой слои полиметилметакрилата толщиной 80 мкм, содержащие ФХ в концентрации 3 мол. %. Приготовление регистрирующих слоев, запись голографических решеток с периодами от 0,5 до 3 мкм, и определение зависимости амплитуды модуляции показателя преломления  $\Delta n$  от времени термической обработки при температуре 80° С проводились по методикам, описанным в работе [2].

В процессе термической обработки наблюдался монотонный рост  $\Delta n$  до достижения максимального значения. Увеличение  $\Delta n$  происходило быстрее для решеток с меньшим периодом, что соответствует представлениям о диффузионной природе усиления. После достижения максимального значения наблюдалось монотонное уменьшение  $\Delta n$  со скоростью значительно меньшей скорости нарастания. На рис.1 представлена зависимость коэффициента усиления  $M$  от периода голографической решетки. Коэффициент усиления рассчитывался как отношение максимального  $\Delta n$ , достигнутого в процессе термической обработки к  $\Delta n$ , полученному непосредственно после записи. Можно отметить незначительное уменьшение коэффициент усиления  $M$  с ростом периода голографической решетки от 0,5 до 3 мкм.

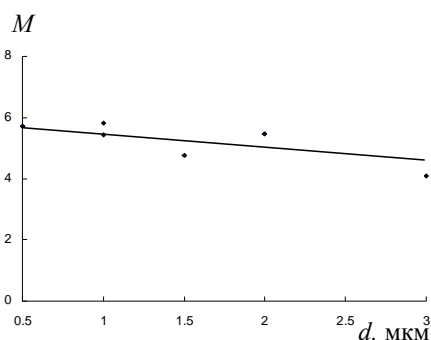


Рис. 1. Зависимость коэффициента усиления от периода голографической решетки. Экспозиция – 4 Дж/см<sup>2</sup>.

Предположим, что долгоживущий радикал оказывает существенное влияние на преобразование голографических решеток в слоях, содержащих ФХ с высокой концентрацией. Будем считать, что в процессе записи голографической решетки с периодом  $d$ , в слое образуются пространственные распределения ФХ и семихинонового радикала. В постэкспозиционный период при термической обработке происходит превращение радикала с временем жизни  $\tau$  в присоединенный фотопродукт. Фотопродукт считаем неподвижным, а движение семихинонового радикала и ФХ характеризуются коэффициентами диффузии  $D_r$  и  $D_{pq}$  соответственно. Тогда согласно [1] коэффициент постэкспозиционного усиления будет задаваться выражением:

$$M = \frac{\Delta n(t \rightarrow \infty)}{\Delta n(t_e)} = \frac{R_{ph}}{R_r - R_{pq}} \cdot \frac{d^2}{d^2 + (2\pi)^2 \cdot D_r \cdot \tau} \quad (1)$$

где  $R_r, R_{pq}, R_{ph}$  – молярные рефракции радикала, ФХ и присоединенного фотопродукта соответственно.

На рис.2 представлены рассчитанные с помощью выражения (1) зависимости коэффициента усиления  $M$  от периода голографической

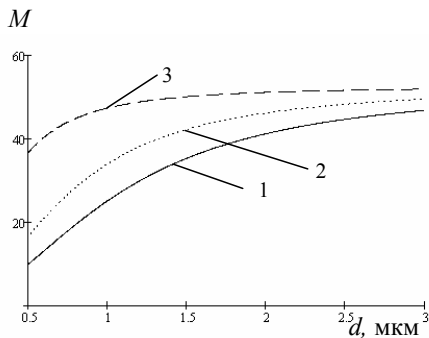


Рис. 2. Расчетная зависимость коэффициента усиления от периода голографической решетки.

$D_r = 2 \cdot 10^{-17}$  (1),  $1 \cdot 10^{-17}$  (2),  $0,2 \cdot 10^{-17}$  (3)  $\text{м}^2/\text{с}$ .

решетки для различных значений коэффициента диффузии семихинонового радикала  $D_r \leq D_{pq} = 2 \cdot 10^{-17} \text{ м}^2/\text{с}$  (при температуре  $80^\circ \text{C}$ ). Диапазон для  $D_r$  был выбран исходя из отсутствия ниспадающих участков в кинетиках  $\Delta n$ . Время жизни радикала  $\tau = 1400 \text{ с}$  для  $80^\circ \text{C}$  определено по данным [1, 3]. Значения  $R_{ph} = 62,9 \text{ см}^3/\text{моль}$ ,  $R_{pq} = 59,3 \text{ см}^3/\text{моль}$ , получены расчетом по рефракциям связей,  $R_r = 60,5 \text{ см}^3/\text{моль}$  – в результате анализа данных работы [4].

Согласно результатам расчета увеличение периода решетки может приводить лишь к росту коэффициента усиления  $M$ . В эксперименте, напротив, наблюдалось незначительное уменьшение коэффициента усиления с ростом  $d$ .

Противоречивость расчетных и экспериментальных результатов свидетельствует о незначительности вклада диффузии семихинонового радикала в подавление усиления голографических решеток в слоях ПММА с высоким содержанием ФХ. В качестве его причины могут выступать релаксации локальной плотности материала, вызванные высокими градиентами концентраций. Признаки влияния таких процессов были обнаружены для отражательных голографических решеток [5].

## ЛИТЕРАТУРА

1. А.В. Вениаминов, В.Ф. Гончаров, А.П. Попов // Опт. и спектр. 1991. Т. 70. №4. С.864
2. U.V. Mahilny, D.N. Marmysh et al. // Appl. Phys. B. 2006. V.82. P.299.
3. А.В. Вениаминов, Е. Bartsch, А.П. Попов // Опт. и спектр. 2005. Т. 99. №5. С.776
4. Д.Н. Мармыш, В.В. Могильный, Е.А. Толстик // Изв. РАН. Серия физическая. 2006. Т. 70. № 12. С.1796.
5. Д.Н. Мармыш, Е.А. Толстик // Труды школы-семинара «Волны-2007». 2007. Ч. 2. С. 60.

## ВНУТРИРЕЗОНАТОРНОЕ ВКР-ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}/\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ МИКРОЧИП-ЛАЗЕРА В ДВЕ СТОКСОВЫ КОМПОНЕНТЫ

П.В. Шпак<sup>1</sup>, А.А. Демидович<sup>2</sup>, М.Б. Данаилов<sup>2</sup>, А.С. Грабчиков<sup>1</sup>,  
В.А. Орлович<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики им. Б.И. Степанова, НАН Беларуси, пр. Независимости 68, Минск,  
220072, Беларусь

<sup>2</sup>Laser Lab Sincrotrone-Trieste, SS14, km.163.5 34012 Trieste, Italy

Диодно-накачиваемые микрочип-лазеры сегодня нашли широкое применение в медицине, спектроскопии и других сферах. Это очень компактные, дешевые и надежные устройства. Такие лазеры дают энергию в импульсе от сотен микроджоулей до нескольких миллиджоулей. Расширение спектрального диапазона излучения таких лазерных систем является важной задачей. Одним из эффективных способов генерации новых длин волн лазерного излучения является вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР). До сих пор было реализовано рассеяние излучения микрочип-лазеров только в первую стоксову компоненту. В нашей работе мы демонстрируем преобразование излучения импульсного микрочип-лазера в две стоксовы компоненты.

Эффективным средством снижения пороговой энергии ВКР-преобразования является использование схемы внутриврезонаторного преобразования, поскольку внутри резонатора лазера мощность излучения накачки в несколько раз выше, чем вне резонатора.

Еще одно замечательное свойство эффекта ВКР это уменьшение длительности импульсов рассеянного излучения по сравнению с длительностью импульсов лазерного излучения накачки. В работе [1] были получены импульсы длительностью от 180 до 48 пс на длине волны первой стоксовой компоненты (1,196 мкм) при внутриврезонаторном ВКР-преобразовании излучения Nd:LSB лазера с пассивной модуляцией добротности. Такие малые длительности были получены благодаря тому, что оптическая длина резонатора лазера составляла порядка 7 мм. В данной работе для уменьшения длительности рассеянного излучения резонатор ВКР-лазера был сделан короче лазерного резонатора, его длина составляла 7 мм, а лазерного 18 мм. Это позволило вдвое снизить длительность импульсов первой стоксовой компоненты по сравнению со случаем общего резонатора для рассеянного и фундаментального излучения.

На рисунке 1 представлена экспериментальная схема лазера. Лазерный резонатор образовывался выходным зеркалом (плоским или сферическим, с радиусом кривизны 200 мм) и плоским входным зеркалом, непосредственно нанесенным на поверхность лазерного кристалла. В качестве последнего служил кристалл Nd:YAG (длиной 4,5 мм) диффузно

сваренный с кристаллом Cr:YAG (длиной 1,5 мм), служившим в качестве пассивного модулятора добротности. Входное зеркало пропускало более 80% излучения накачки (с длиной волны 0,806 мкм) и отражало более 99% генерируемого излучения с длиной волны 1,064 мкм. Комбинационно-активная среда (кристалл вольфрамата бария толщиной 2 мм с просветляющими покрытиями в диапазоне 1,0-1,4 мкм) помещалась между лазерным кристаллом и выходным зеркалом. На поверхность лазерного кристалла, ближайшую к кристаллу вольфрамата бария, было нанесено зеркало, отражавшее более 99% излучения в диапазоне 1,15-1,4 мкм и пропускавшее 87% излучения на длине волны 1,064 мкм. Коэффициенты отражения выходным зеркалом фундаментального излучения (1,064 мкм) и излучения первой (1,18 мкм) и второй (1,324 мкм) стоксовых компонент варьировались при использовании различных зеркал.

В качестве источника накачки использовалась диодная линейка мощностью 25 Вт с волоконным выводом излучения. Длина волны излучения менялась в зависимости от выходной мощности и составляла 806,5 нм при мощности 10-15 Вт. Для снижения тепловой нагрузки на лазерный кристалл непрерывное излучение диодной линейки модулировалось с помощью вращающегося диска с прорезями. При этом длительность импульсов составляла 245 мкс, скважность была равна 14. Излучение накачки коллимировалось асферической линзой с фокусным расстоянием 15 мм и числовой апертурой 0,37 и затем фокусировалось такой же линзой в пятно порядка 550 мкм в диаметре, причем конфокальный параметр пучка составлял 10 мм.

Лазерный кристалл был закреплен в медный радиатор с термоэлектрическим холодильником и охлаждался до температуры 18<sup>0</sup>С.

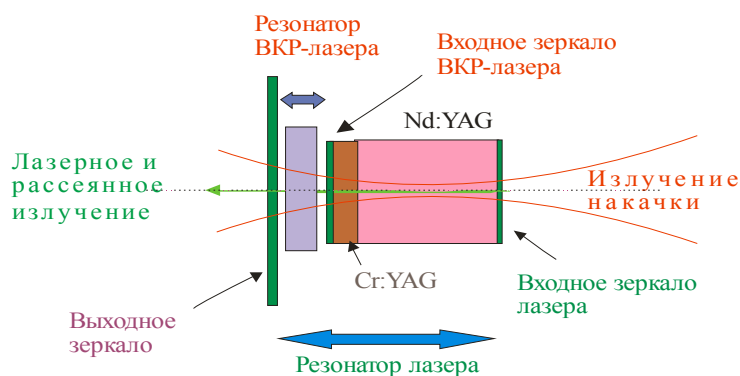


Рис. 1. Схема лазера.

Была исследована зависимость энергии импульсов лазерного излучения на длине волны 1,064 мкм от мощности накачки при использовании выходных зеркал с различными коэффициентами отражения на длине волны 1,064 мкм (без комбинационно-активной среды в резонаторе, выходное зеркало плоское).

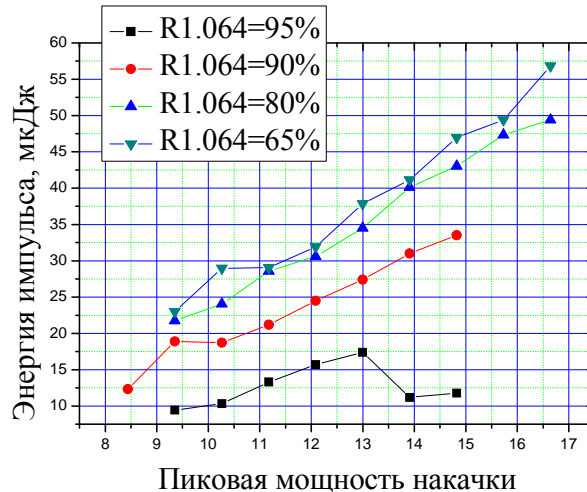


Рис. 2. Зависимость энергии импульсов лазерного излучения от мощности.

При наличии в резонаторе кристалла вольфрамата бария наблюдалась одновременная генерация двух стоксовых компонент (с длинами волн 1,18 и 1,324 мкм). При использовании плоского выходного зеркала порог генерации первой стоксовой компоненты составлял 7 Вт, а второй стоксовой компоненты достигал 10 Вт. При этом наблюдался эффект схлопывания моды резонатора ВКР-лазера (с 140 до 70 мкм) с ростом мощности накачки вследствие наведения термолинзы. Плотность мощности стоксова излучения была настолько высока, что происходило повреждение оптических покрытий.

При использовании сферического выходного зеркала (с радиусом кривизны 200мм и коэффициентами отражения 97%, 93% и 55% на длинах волн 1,064, 1,18 и 1,324 мкм соответственно) резонатор лазера и ВКР-лазера становился устойчивым, а пороговая мощность накачки снижалась до 7 Вт для обеих стоксовых компонент, диаметр моды резонатора ВКР-лазера составлял при этом 165 мкм. При мощности излучения накачки в 10 Вт энергия импульсов излучения и первой и второй стоксовых компонент составляла по 20 мкДж, при частоте следования 9 кГц. Длительность импульсов первой стоксовой компоненты была равна 260пс. Длительность второй стоксовой компоненты была менее 200 пс и не могла быть разрешена с помощью использовавшегося осциллографа. Таким образом, мощность излучения первой стоксовой компоненты достигала 75 кВт, а второй стоксовой компоненты - 100 кВт. Такие мощности и пикосекундные длительности дают возможность дальнейшего нелинейного преобразования излучения, а также непосредственного применения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. A.A. Demidovich, S.V. Voitikov, L.E. et al // Optics Comm. 2006. V. 263. P. 52.



## ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГРУППОВОГО ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ПРИ ВРМБ В ВОЛОКОННЫХ ОПТИЧЕСКИХ СВЕТОВОДАХ

<sup>1</sup> Н.Е. Котова, В.И. Ковалев<sup>1,2</sup>, Р.Г. Харрисон<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ФИАН им.П.Н. Лебедева, Москва

<sup>2</sup>Университет Хериота Ватта, Эдинбург

Для создания оптических телекоммуникационных каналов необходимы различные устройства, позволяющие управлять скоростью распространения импульсов в них. Один из привлекательных путей решения такой задачи базируется на различных нелинейно-оптических эффектах в оптическом волокне – основополагающем элементе телекоммуникационных каналов.

Наиболее активно исследуемым нелинейным эффектом в настоящее время является вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюэна (ВРМБ) [1,2]. В этом процессе Стоксова волна усиливается в прозрачной среде посредством параметрического взаимодействия с волной накачки и акустической волной. Резонансный характер контура спектра ВРМБ усиления ответственен здесь за вариации группового показателя преломления для Стоксовых импульсов. Преимущества подхода, основанного на ВРМБ, для систем телекоммуникаций обусловлены тем, что: 1) резонанс может быть получен на любой длине волны Стоксова излучения путем изменения длины волны накачки, 2) в световодах взаимодействие осуществляется на большой длине и, следовательно, при небольших мощностях, 3) ВРМБ реализуемо во всех типах волокон во всем диапазоне их прозрачности, 4) процесс идет при комнатной температуре и не требует специальных условий.

Существенным **недостатком** ВРМБ является узкая ширина линии, обычно 30~50 МГц в стандартном одномодовом оптическом волокне, что ограничивает скорость передачи данных до нескольких десятков Мб/с, тогда как для телекоммуникационных применений необходимы скорости более Гб/с.

В 2000 году было обнаружено, что ВРМБ спектр в оптическом волокне сильно уширяется из-за волноводной природы волокна и представляет собой огибающую сдвинутых по частоте однородно уширенных компонент [3,4]. В данной работе мы провели расчет вида частотной зависимости группового показателя преломления в случае волноводно уширенного ВРМБ спектра.

Групповой показатель преломления,  $n_g(\omega)$ , в случае однородно уширенного оптического резонанса согласно [5] может быть записан следующим образом

$$n_g(\omega) = 1 + 2\gamma\delta n^m \left\{ \frac{(\omega_0 - \omega)}{(\omega_0 - \omega)^2 + \gamma^2} + \omega \frac{(\omega_0 - \omega)^2 - \gamma^2}{[(\omega_0 - \omega)^2 + \gamma^2]^2} \right\}, \quad (1)$$

где  $\omega_0$  - центральная частота резонанса,  $2\gamma$  - ширина резонанса, и  $\delta n^m$  - максимальная величина изменения показателя преломления, которая пропорциональна интенсивности  $\delta n^m = n_2 I$ ;  $n_2$  - нелинейный показатель преломления, зависящий от свойств среды и величины относительной отстройки частоты излучения от ВРМБ резонанса  $\Omega = (\omega_0 - \omega)$ .

При наличии в среде нескольких резонансных частот, спектр группового показателя преломления,  $N_g(\omega)$ , можно определить как свертку

$$N_g(\omega) = \int_{\omega_1}^{\omega_2} n_g(\omega_0, \omega) d\omega_0 \quad (2)$$

где  $\omega_{1,2} = \omega_0 \pm i\gamma$  и  $i$  - число резонансных частот.

Вид кривых  $N_g(\omega)$ , полученный с помощью численного интегрирования уравнения (2), представлен на Рис.1 для различных степеней уширения спектра усиления  $i\gamma$ ,  $2 < i < 100$ .

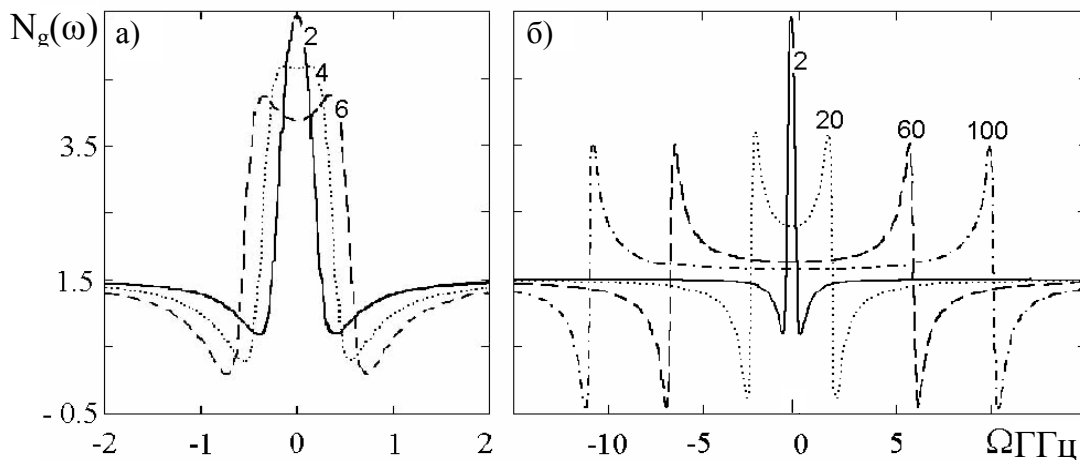


Рис.1,а,б. Частотная зависимость группового показателя преломления при ВРМБ в волокне для различных степеней уширения (цифры у кривых) спектра.

Видно, что с ростом  $i$  ширина полосы частот, в пределах которой наблюдается повышенный за счет ВРМБ  $N_g$ , существенно возрастает, и при  $i > 60$  (что соответствует волокну с числовой апертурой более 0,8 [3,4]) превышает  $\sim 10$  ГГц. Из полученных данных также следует, что при увеличении  $i$  до 4 на кривой  $N_g(\omega)$  вблизи резонанса, появляется область с постоянным значением  $N_g$ , при дальнейшем росте  $i$  на центральной частоте возникает минимум. Этот провал объясняется компенсацией больших положительных  $n_g$  на каждой данной частоте излучения суммой отрицательных значений  $n_g$  от всех остальных частот уширенного спектра.

По мере увеличения ширины спектра глубина «провала» возрастает, но, что самое главное, результирующая величина  $N_g$  в пределах этого минимума становится одинаковой для весьма значительного (более 10 ГГц) диапазона частот (Рис.1,б). Компенсировать уменьшение абсолютной величины  $N_g$  в этом диапазоне можно, как следует из формулы (1), за счет увеличения мощности накачки.

Таким образом, при ВРМБ в кварцевом оптическом волокне существует возможность получать частотные диапазоны шириной более ~10 ГГц, в пределах которых повышенный индуцированный групповой показатель преломления будет постоянным.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. T. Schneider, R. Henker, K. Lauterbach, and M. Junker. Comparison of delay enhancement mechanisms for SBS-based slow light systems // Opt. Express. 2007. V. 15. P. 9606.
2. Z. Lu, Y. Dong and Q. Li. Slow light in multi-line Brillouin gain spectrum // Opt. Express. 2007. V. 15. P. 1871.
3. V.I. Kovalev, R.G. Harrison. Observation of Inhomogeneous Spectral Broadening of Stimulated Brillouin Scattering in an Optical Fiber // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85. P. 1879.
4. V.I. Kovalev, R.G. Harrison. Waveguide-induced inhomogeneous spectral broadening of stimulated Brillouin scattering in optical fiber // Opt. Lett. 2002. V. 27. P. 2022.
5. R.W. Boyd, D.J. Gauthier. "Slow "and "fast" light // Progress in Optics. 2002. V. 43. P. 497.
6. V.I. Kovalev, R.G. Harrison. Temporally stable continuous-wave phase conjugation by stimulated Brillouin scattering in optical fiber with cavity feedback // Opt. Lett. 2005. V. 30. P. 1375.

## НЕЛИНЕЙНОЕ ОТРАЖЕНИЕ КВАЗИДИСКРЕТНОГО СПЕКТРАЛЬНОГО СУПЕРКОНТИНУУМА

О.А. Мохнатова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский государственный университет  
информационных технологий, механики и оптики

В работе [1] была получена зависимость пространственно-временного спектра светового импульса, отраженного от диэлектрической среды с нерезонансной дисперсией и нелинейностью, от параметров пространственно-временного спектра падающего параксиального пучка, временной спектр которого рассматривается сверхшироким, вида

$$G_{ref}(\omega, k_x, k_y) = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \left( 1 + \frac{c^2}{n_1 n_2} \frac{k_x^2 + k_y^2}{\omega^2} \right) G_{inc} - \frac{gcS}{3(n_1 + n_2)}, \quad (1)$$

где  $G_{inc}$  и  $G_{ref}$  – пространственно-временные спектры падающего и отраженного излучения соответственно,  $n_1(\omega)$  и  $n_2(\omega)$  – линейные показатели преломления граничащих сред, для которых зависимость от частоты имеет вид

$$\begin{cases} n(\omega) = N_0 + \Delta n(\omega), \\ \Delta n(\omega) = ca\omega^2 - c \frac{b}{\omega^2}, \end{cases} \quad (2)$$

где  $N_0$ ,  $a$ ,  $b$  – константы, характеризующие нерезонансную дисперсию линейного показателя преломления среды,  $g = 2\tilde{n}_2 / c$  – описывает безынерционную нелинейность поляризационного отклика среды,  $\tilde{n}_2$  – коэффициент нелинейного показателя преломления среды,  $c$  – скорость света,

$$\begin{aligned} S(\omega, k_x, k_y) &= \int \int_{-\infty}^{\infty} \int E_{inc}^3(t, x, y) e^{i(\omega t - k_x x - k_y y)} dt dx dy = \\ &= \frac{1}{(2\pi)^6} \int \int \int \int \int \int G_{inc}(\omega - \omega', k_x - k'_x, k_y - k'_y) G_{inc}(\omega' - \omega'', k'_x - k''_x, k'_y - k''_y) \times \\ &\quad \times G_{inc}(\omega'', k''_x, k''_y) d\omega' dk'_x dk'_y d\omega'' dk''_x dk''_y, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $E_{inc}$  – напряженность электрического поля падающей волны.

В настоящей работе выведенная формула (1) была использована для анализа нелинейного отражения суперпозиции двух фемтосекундных спектральных суперконтинуумов с линейной фазовой модуляцией. Пусть поле падающего излучения имеет вид

$$\begin{aligned} E_{inc}(t, x, y) &= E_0 e^{-2\left(\frac{t}{\tau}\right)^2} \cdot e^{-2\left(\frac{x}{\rho}\right)^2} \cdot e^{-2\left(\frac{y}{\rho}\right)^2} \cdot \sin(\omega_0 t + \omega_0 \alpha t^2) + \\ &\quad + E_0 \cdot e^{-2\left(\frac{t+\Delta t}{\tau}\right)^2} \cdot e^{-2\left(\frac{x}{\rho}\right)^2} \cdot e^{-2\left(\frac{y}{\rho}\right)^2} \cdot \sin(\omega_0(t + \Delta t) + \omega_0 \alpha(t + \Delta t)^2), \end{aligned} \quad (4)$$

где  $E_0$  – амплитуда импульсов,  $\tau$  – их временная длительность,  $\rho$  – поперечный размер пучков,  $\omega_0 = 2\pi c / \lambda$  – центральная частота импульсов,  $\lambda$  – их центральная длина волны,  $\Delta t$  – временная задержка между импульсами,  $\alpha$  – коэффициент фазовой модуляции.

На рис. 1 приведены иллюстрации изменения структуры электрического поля и пространственно-временного спектра суперпозиции двух гауссовых импульсов с центральной длиной волны  $\lambda = 780$  нм, пространственно-временными параметрами  $\rho = 10 \cdot \lambda$  и  $\tau = 30$  фс, пиковой интенсивностью  $I = 5 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> и коэффициентом фазовой модуляции  $\alpha = 0.005\omega_0$ , которые падают из воздуха на кварцевое стекло с временной задержкой  $\Delta t = 0$  фс.

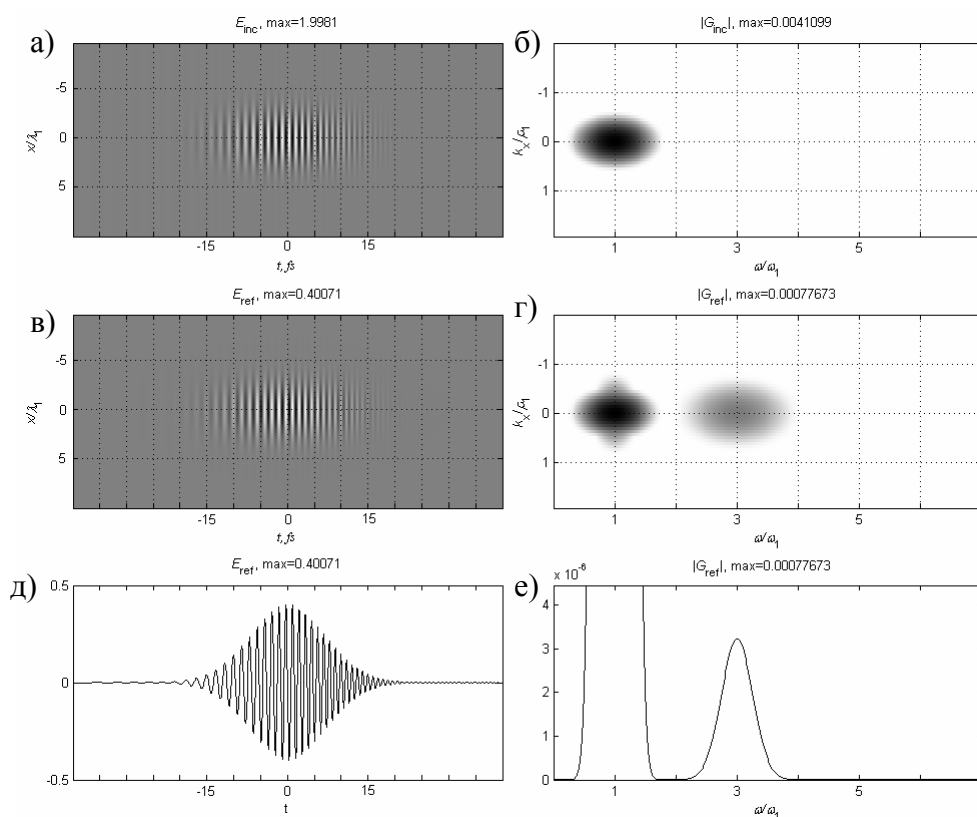


Рис. 1. Нормированное поле  $E_{inc}$  (а) и спектр  $G_{inc}$  (б, логарифмический масштаб) падающего излучения с пространственно-временными параметрами:  $\lambda = 780$  нм,  $\rho = 10 \cdot \lambda$  и  $\tau = 30$  фс,  $I = 5 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\alpha = 0.005\omega_0$ ,  $\Delta t = 0$  фс. Нормированное поле  $E_{ref}$  (в; д) и спектр  $G_{ref}$  (г, логарифмический масштаб; е, увеличенный масштаб) отраженного излучения.

На рис. 1(а) и 1(б) иллюстрированы зависимости электрического поля  $E_{inc}$  падающего излучения от координаты и времени и его спектра  $G_{inc}$  от пространственной и временной частот. В связи с цилиндрической симметрией пучка (4) на рисунке дана зависимость поля только от одной пространственной координаты. На рис. 1(в, д) и 1(г, е) иллюстрированы электрическое поле  $E_{ref}$  отраженного излучения и его спектр  $G_{ref}$ . Из

рисунков видно, что основным нелинейным эффектом является генерация импульсов на утроенной частоте.

Теперь увеличим задержку между импульсами  $\Delta t = 17$  фс. Как видно из рис.2 (б) при увеличении задержки между импульсами спектр падающего излучения становится квазидискретным. Излучение, отраженное на утроенной частоте (рис. 2 е), также имеет квазидискретный спектр причудливой формы.

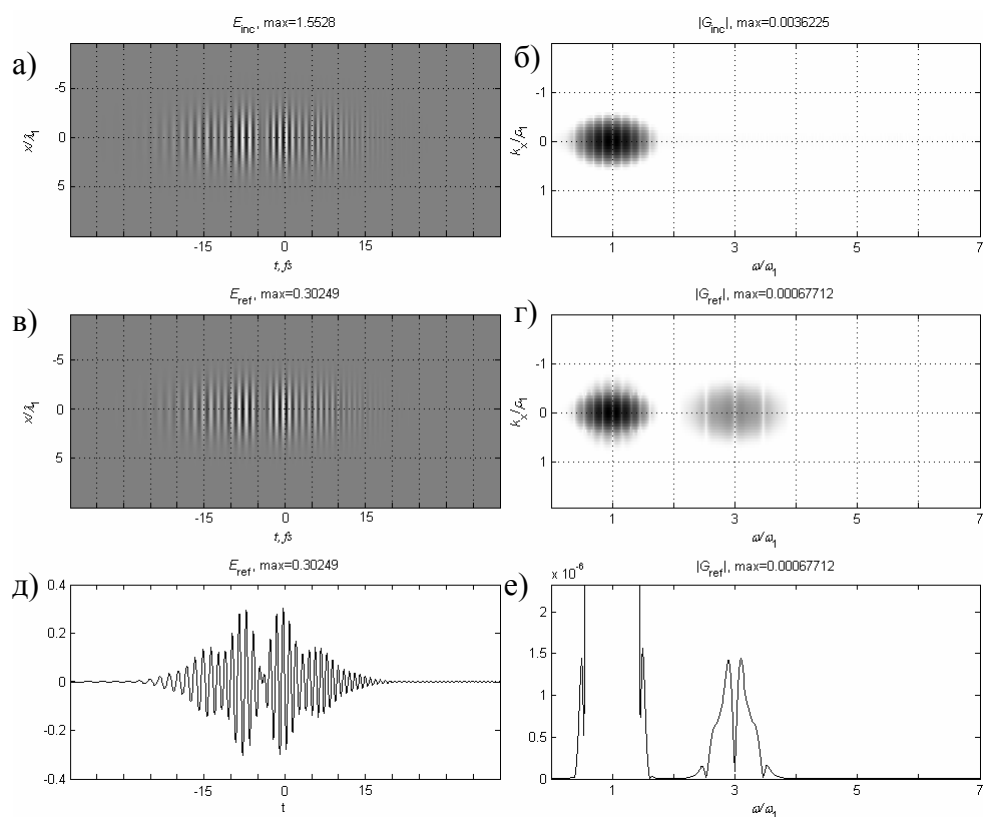


Рис. 2. Нормированные поле  $E_{inc}$  (а) и спектр  $G_{inc}$  (б, логарифмический масштаб) падающего излучения с пространственно-временными параметрами:  $\lambda = 780$  нм,  $\rho = 10 \cdot \lambda$  и  $\tau = 30$  фс,  $I = 5 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\alpha = 0.005\alpha_0$ ,  $\Delta t = 17$  фс. Нормированные поле  $E_{ref}$  (в; д) и спектр  $G_{ref}$  (г, логарифмический масштаб; е, увеличенный масштаб) отраженного излучения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. О.А. Мохнатова, С.А. Козлов. Нелинейное отражение фемтосекундного спектрального суперконтинуума // ЖЭТФ. 2008. Т. 133, вып. 2. С. 260.

ГЕНЕРАЦИЯ ВЫСШИХ ОПТИЧЕСКИХ ГАРМОНИК И  
ФОРМИРОВАНИЕ СУБФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ  
ИМПУЛЬСОВ В АПЕРИОДИЧЕСКОМ  
НЕЛИНЕЙНОМ ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ  $\text{LiNbO}_3$

И.В.Шутов, А.С.Чиркин

*Физический факультет, МГУ им. М.В. Ломоносова*

Генерация лазерных импульсов субфемтосекундной длительности представляет интерес для многих областей науки и техники. Современные предложения по формированию аттосекундных и субфемтосекундных импульсов сводятся преимущественно к задаче генерации и фазирования многих высших гармоник с эквидистантными частотами в газовых средах [1]. Существуют также предложения по генерации высших гармоник при помощи нескольких лазерных источников и нескольких нелинейных кристаллов [2]. Недавно авторами было показано, что существует возможность формирования субфемтосекундных импульсов с помощью одного лазера и одного апериодического нелинейного фотонного кристалла (АНФК) [3]. В работе обсуждается возможность генерации импульсов предельной субфемтосекундной длительности в широко используемом нелинейном кристалле ниобата лития.

Хорошо известно, что в нелинейных фотонных или в кристаллах с регулярной доменной структурой (РДС-кристаллах) (нелинейные характеристики которых меняются в пространстве) возможна реализация квазисинхронных нелинейных взаимодействий за счет подбора периода модуляции нелинейной восприимчивости  $\Lambda$ . В этом случае вектор обратной нелинейной решетки  $g = \frac{2\pi z}{\Lambda}$  компенсирует фазовую расстройку  $\Delta k = k_3 - k_2 - k_1$  взаимодействующих волн  $k_{1,2,3}$  для трехчастотного процесса  $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$ . Для одновременной реализации нескольких процессов генерации оптических гармоник необходимо удовлетворить условиям квазисинхронизма для нескольких подобных процессов. Это возможно в АНФК, которые могут быть созданы методом суперпозиции модуляции нелинейной восприимчивости [4]. Основная идея данного метода заключается в том, что пространственный спектр нелинейной структуры должен иметь набор векторов обратной нелинейной решетки для компенсации фазовых расстройек для всех рассматриваемых нелинейно-оптических процессов. В случае РДС-кристаллов функция, характеризующая поведение знака нелинейной восприимчивости, имеет следующий вид:

$$g(z) = \text{sign}\left(\sin \frac{2\pi z}{\Lambda}\right).$$

Обобщим данную формулу на случай  $N$  одновременно протекающих нелинейно-оптических процессов:

$$g(z) = \text{sign}\left(\sum_{i=1}^N a_i \sin \frac{2\pi z}{\Lambda_i}\right),$$

здесь  $\Lambda_i$  – период РДС-структуры для эффективного протекания  $i$ -го процесса,  $a_i$  – числовой коэффициент,  $z$  – пространственная координата.

Данный метод создания АНФК позволяет контролировать и изменять эффективный коэффициент нелинейной связи для любого выбранного нелинейного процесса за счет изменения  $a_i$ . Подавление или усиление  $i$ -го процесса осуществляется за счет уменьшения или увеличения  $a_i$  соответственно.

В работе рассмотрено два типа структуры АНФК ниобата лития, в зависимости от длины волны накачки: для 5 мкм and 2.7 мкм. В первом случае возможна генерация восьми гармоник, во втором случае – шести, длины волн которых лежат в пределах диапазона прозрачности кристалла. В качестве источников накачки с данными длинами волн можно использовать СО-лазер в первом случае и химический HF-лазер во втором случае. Были проведены расчеты структуры для данных возможных реализаций связанных многоволновых процессов, детально исследована динамика энергообмена между взаимодействующими волнами. Показано, что в рассматриваемых процессах возможна высокоэффективная генерация любой высшей гармоники, задействованной в связанном процессе, за счет возможности управления коэффициентами нелинейной связи. В качестве иллюстрации возможностей метода исследована генерация 5-ой и 7-ой гармоник при накачке кристалла излучением с длиной волны 5 мкм. Результат приведен на Рис. 1. Видно, что при определенном выборе коэффициентов  $a_i$  возможна перекачка значительной части энергии волны накачки в 5-ю или 7-ю гармонику.

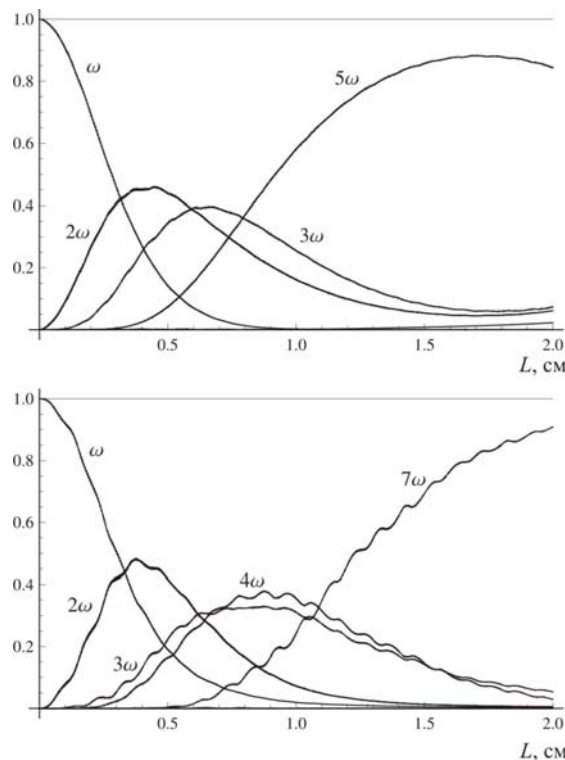


Рис. 1. Пространственная динамика интенсивностей, нормированных на интенсивность накачки, для процесса генерации 5-й (а) и 7-й (б) гармоник. Значения коэффициентов  $a_i$ : (а)  $a_1 = a_4 = 1$ ,  $a_2 = 1.2$ ,  $a_3 = a_5 = a_6 = a_7 = 0$ ; (б)  $a_1 = a_2 = a_3 = a_5 = 1$ ,  $a_4 = a_6 = a_7 = 0$ .

Для генерации субфемтосекундных импульсов нужно удовлетворить двум условиям: все гармоники должны иметь одинаковые амплитуды и фазы. В работе



показано, что возможно создание такой нелинейной структуры АНФК, для которой выполняются оба эти условия. Для кристалла  $\text{LiNbO}_3$  выполнены расчеты и продемонстрирована возможность генерации импульсов субфемтосекундной длительности. При этом фазировка высших гармоник происходит автоматически за счет дисперсионных свойств кристалла. На Рис. 2 приведен временной профиль мгновенной интенсивности  $I: A^2$  на выходе АНФК, нормированной на интенсивность волны накачки, для двух рассматриваемых случаев сложения 8-ми и 6-ти гармоник. Следует отметить, что сформированные импульсы являются «видеоимпульсами», то есть без несущей частоты. Вопрос регистрации таких импульсов сегодня активно исследуется, но выходит за рамки данной работы и здесь не рассматривается.

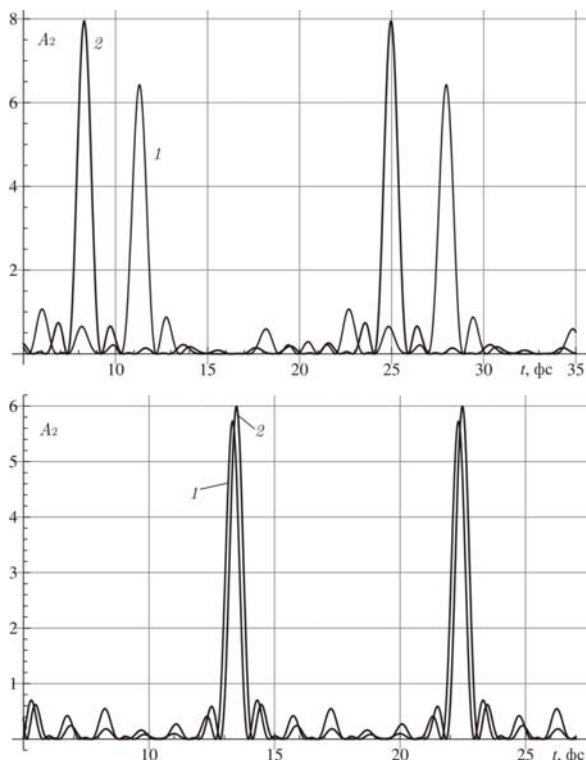


Рис. 2. Временной профиль «мгновенной интенсивности» на выходе кристалла (1). Также приведен теоретически рассчитанный временной профиль для идеальной фазировки (2)

- (а) – для случая сложения 8-ми гармоник,  
 (б) – для случая сложения 6-ти гармоник,

Длительность импульсов при этом составляет около 850 аттосекунд с периодом повторения 14 фемтосекунд в первом рассматриваемом случае и около 600 аттосекунд с периодом повторения 9 фемтосекунд во втором.

## ЛИТЕРАТУРА

1. P. Agostini and L.F. DiMauro // Rep. Prog. Phys. 2004.V. 67. P. 813
2. T. Händsch // Opt. Comm. 1990. V. 80. No. 71.
3. И.В. Шутов, А.А. Новиков, А.С. Чиркин // Квант. Электрон. 2008. Т. 38, № 3. С. 258.
4. А.А. Новиков, А.С. Чиркин // ЖЭТФ. 2008. Т. 133. С. 483

## МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕЖИМОВ ФОРМИРОВАНИЯ МНОГОИМПУЛЬСНОГО ФОТОННОГО ЭХА И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ В СПЕЦИАЛИЗИРОВАННЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ УСТРОЙСТВАХ

В.Т. Нигматуллина, М.Ю. Кокурин, И.И. Попов  
ГОУ ВПО «Марийский государственный университет»

В работах [1,2] была предложена схема построения оптического сопроцессора для решения трудоемких задач дискретного анализа, базирующаяся на технике многоимпульсного возбуждения и регистрации сигналов фотонного эха (ФЭ) в твердом теле. Одной из возможных областей применения сопроцессора является задача о рюкзаке [3], относящаяся к классу NP-полных проблем дискретного анализа. Основными функциональными элементами сопроцессора являются двухуровневая резонансная среда, облучаемая серией коротких лазерных импульсов, и детекторы, регистрирующие когерентные отклики этой среды (эхо-отклики). Принципиальным требованием, обуславливающим эффективное применение сопроцессора для решения данного класса проблем, является возможность регистрации всех эхо-откликов, возникающих после окончания действия последнего возбуждающего импульса (см. [4,с.58;5,с.146-147]). С этим требованием связано и основное отличие предлагаемого способа использования явления многоимпульсного ФЭ от большинства других экспериментальных и прикладных исследований, которые посвящены условиям формирования и свойствам лишь отдельных эхо-откликов, полагаемых наиболее информативными с точки зрения решаемых задач. Все прочие отклики в таких исследованиях обычно отождествляются с помехами и исключаются из рассмотрения. Существенным препятствием для регистрации всей совокупности эхо-откликов на последовательность из  $n$  коротких импульсов является экспоненциально большое число этих откликов, оцениваемое величиной  $O(3^n)$  ([5,с.147]). Как следствие, интенсивность отдельного эхо-отклика экспоненциально убывает с ростом  $n$ . Более того, энергия возбуждающих импульсов распределяется по эхо-откликам весьма неравномерно. Характер этого распределения зависит от параметров возбуждающих импульсов, в частности, от их площадей. Одной из целей данной работы является выбор оптимальной площади возбуждающих импульсов с точки зрения максимизации интенсивности наиболее слабых откликов. Другая цель заключается в оценке допустимого числа возбуждающих импульсов, при котором возможна регистрация всей совокупности откликов. Требование доступности для регистрации именно всех эхо-откликов диктуется комбинаторным характером задач, на решение которых нацелено применение сопроцессора. Как правило, каждый отдельный отклик ассоциируется с одним или несколькими объектами, упорядоченный перебор которых и приводит к решению задачи. Поэтому отсутствие возможности зарегистрировать те или иные эхо-отклики ведет к

исключению из процесса перебора ряда объектов, среди которых могут находиться и те, на которых реализуется решение. При надлежащей итеративной реализации конкретных комбинаторных алгоритмов данное жесткое требование может быть ослаблено за счет того, что на каждом шаге процесса информативными оказываются лишь эхо-отклики, излучаемые в некоторых фиксированных направлениях в определенные моменты времени. В данной работе приведен пример такого алгоритма, обеспечивающего быстрое решение троичной задачи о рюкзаке.

Считаем, что все лазерные импульсы, используемые для возбуждения двухуровневой резонансной среды, имеют одну и ту же площадь  $\theta$ . Как известно [4,с.58], интенсивность отдельного эхо-отклика определяется последовательностью величин  $\gamma_1, \dots, \gamma_{n-1}$ , кодирующих данный отклик и независимо принимающих значения из множества  $\{0, 1, -1\}$ . Пусть  $t_n$  - момент окончания излучения последнего возбуждающего импульса. В соответствии с принципом пространственно-временного синхронизма, при условии  $\sum_{m=1}^{n-1} \tau_m \gamma_m \leq 0$  отклик наблюдается в момент  $t = t_n - \sum_{m=1}^{n-1} \tau_m \gamma_m \geq t_n$ , волновой вектор

отклика есть  $k_0 = \sum_{m=1}^n (\gamma_m - \gamma_{m-1}) k_m$ . Здесь  $\gamma_0 = 0, \gamma_n = 1$ ;  $k_1, \dots, k_n$  - волновые

векторы возбуждающих импульсов,  $\tau_1, \dots, \tau_{n-1}$  - длительности промежутков времени между импульсами. Интенсивность наблюдаемого отклика пропорциональна произведению величин  $(A_{\gamma_{m-1}, \gamma_m}^{(m)})^2$ ,  $m = 1, 2, \dots, n$ . Здесь каждый из сомножителей  $A_{\gamma_{m-1}, \gamma_m}^{(m)}$  в зависимости от пары  $(\gamma_{m-1}, \gamma_m)$  принимает одно из пяти значений:  $0.5(1 - \cos \theta)$ ,  $0.5(1 + \cos \theta)$ ,  $0.5|\sin \theta|$ ,  $|\sin \theta|$ ,  $|\cos \theta|$ . Имея в виду максимизацию интенсивности наиболее слабых эхо-откликов, поставим задачу отыскания такой площади импульса  $\theta \in [0, \pi]$ , при которой наименьшая из перечисленных величин была бы возможно большей.

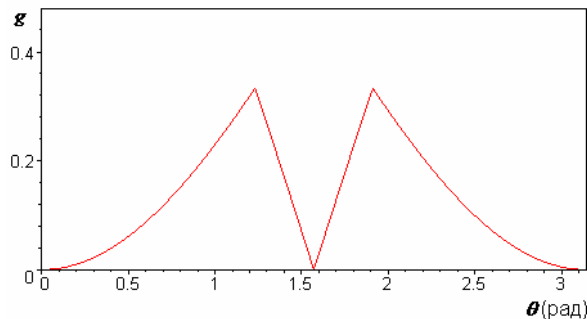
Обозначим  $g(\theta) = \min\{0.5(1 - \cos \theta), 0.5(1 + \cos \theta), 0.5|\sin \theta|, |\cos \theta|\}$ .

Как показывает анализ функции  $g = g(\theta)$ , ее максимум равен  $1/3$  и достигается при двух значениях площади импульсов:  $\theta_1^* = \arccos(1/3) \approx 70.5^\circ$  и  $\theta_2^* = \pi - \theta_1^* \approx 109.5^\circ$  (рис.1). В целом произведение величин  $(A_{\gamma_{m-1}, \gamma_m}^{(m)})^2$ ,  $m = 1, 2, \dots, n$  при такой площади импульсов оценивается снизу величиной  $9^{-n}$ , характеризующей скорость экспоненциального по  $n$  убывания интенсивности наиболее слабых эхо-сигналов.

Воспользуемся найденными оптимальными значениями площади возбуждающих импульсов  $\theta_1^*$ ,  $\theta_2^*$  для оценки допустимого числа  $n$  этих импульсов. В качестве числового критерия, характеризующего принципиальную возможность фиксации отдельного эхо-отклика, рассмотрим отношение интенсивности эхо-сигнала к интенсивности некогерентного спонтанного шума ([4,с.88])

$$\delta_0 = \frac{I_s}{I_{нк}} = \frac{1}{2} N \left( \frac{T_2^*}{\Delta t} \right) \left( \frac{3\lambda^2}{8\pi\epsilon S} \right) \quad (1)$$

Здесь  $N$  - полное число частиц в ансамбле,  $T_2^*$  - время поперечной обратимой релаксации,  $\Delta t$  - длительность возбуждающих импульсов,  $\lambda$  - длина волны излучаемого света,  $S$  - поперечное сечение возбуждающих лазерных пучков,  $\epsilon$  - диэлектрическая проницаемость. В [4,с.88] приведены результаты расчета с данными, характерными для экспериментов по световому эху в рубине ( $N = 10^{19}$ ,  $T_2^* = 10^{-10} c$ ,  $\Delta t = 10^{-8} c$ ,  $S = 5 \cdot 10^{-2} cm^2$ ). С этими данными было получено значение  $\delta_0 = 10^8$ . Считая, что все возбуждающие импульсы имеют площадь  $\theta = \theta_1^*$  или  $\theta = \theta_2^*$ , для отношения сигнал-шум каждого эхо-отклика имеем оценку  $\delta \geq \frac{\delta_0}{9^n}$ , где  $n$  - число возбуждающих импульсов. В современных экспериментальных установках потенциально достижимы значения  $\Delta t$  порядка  $10^{-14} c$ . Проведем качественную оценку допустимого количества импульсов длительности  $\Delta t = 10^{-14} c$ , считая для простоты прочие параметры эксперимента неизменными. Подстановка в (1) этого значения  $\Delta t$  увеличивает отношение  $\delta_0$  в  $10^6$  раз. Считая принципиально поддающимися регистрации эхо-отклики с отношением сигнал-шум  $\delta \geq 10^2$ , для определения  $n$  имеем условие  $\frac{10^6 \delta_0}{9^n} \geq 10^2$ , которое определяет следующий диапазон изменения количества импульсов  $n$ :  $3 \leq n \leq 10$ .

Рис.1. График функции  $g = g(\theta)$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. И.И. Попов, М.Ю. Кокурин, В.Т. Нигматуллина // Изв. РАН, сер. физ. 2008. Т. 72. №1. С. 58.
2. I.I. Popov, M.Yu. Kokurin, V.T. Nigmatullina // Proceedings of SPIE. 2008. V. 6959.
3. H. Kellere, U. Pferschy, D. Pisinger "Knapsack problems" Berlin: Springer, 2003.
4. Э.А. Маныкин, В.В. Самарцев "Оптическая эхо-спектроскопия" М.: Наука, 1984.
5. А.А. Калачев, В.В. Самарцев "Когерентные явления в оптике" Казань: Изд-во КГУ, 2003.

## ВЫСОКОСКОРОСТНОЕ ПОЛНОСТЬЮ ОПТИЧЕСКОЕ УПРАВЛЕНИЕ МНОГОКАНАЛЬНОЙ ПЕРЕДАЧЕЙ СИГНАЛОВ В ПАРАМЕТРИЧЕСКИ ВОЗБУЖДАЕМЫХ РЕШЕТКАХ

О.В. Боровкова, А.П. Сухоруков

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра радиофизики*

Тенденции развития современных телекоммуникационных систем предъявляют высокие требования к скорости передачи данных, а, значит, и к величине скорости переключения в таких системах. В современных каналах передачи данных используются электронные и оптоэлектронные управляющие устройства. Но все они не позволяют реализовать переключения с частотой несколько ТГц и выше. Такие сверхбыстрые переключения могут быть получены лишь при использовании полностью оптических переключателей. В качестве других достоинств таких устройств можно указать их миниатюрность и перестраиваемость.

В последнее время для управления лазерными пучками часто используются системы слабо связанных оптических волноводов. В них можно реализовать принципиально новые режимы распространения, несуществующие в однородных средах. Наиболее интересные из них основываются на явлении анизотропной дискретной дифракции, когда характер дифракции зависит от направления распространения пучка и глубины модуляции показателя преломления решетки. Системы связанных волноводов можно создавать в кристаллах при помощи литографии, модификации материала, внедрения других веществ и т.д.[1,2]. Но параметры таких структур фиксированы, что затрудняет работу с ними. На практике можно использовать периодические структуры, наведенные в нелинейных средах путем модуляции линейной или нелинейной части показателя преломления. Параметры таких индуцированных решеток можно легко регулировать с помощью изменения параметров опорного сигнала. В качестве нелинейной среды часто выбирают фоторефрактивные и жидкие кристаллы [3-5]. Однако они обладают достаточно большим временем релаксации и поэтому для реализации сверхбыстрых переключений оптических волн необходимы среды с электронной нелинейностью. К их числу относятся нецентросимметричные оптические кристаллы, обладающие квадратичной нелинейностью, например, ниобат лития и др. В квадратичных средах можно имитировать кубичную нелинейность с помощью каскадного взаимодействия трех волн разных частот: низкочастотной накачки, сигнала и суммарной волны.

В данной работе предложен новый метод генерации периодических решеток в квадратично-нелинейных средах и продемонстрирована возможность полностью оптического управления динамикой распространения лазерных пучков в таких структурах.

Формирование каскадно-индуцированной решетки происходит в два этапа. Сначала создается объемная решетка на основной частоте путем интерференции нескольких наклонных опорных волн. Затем в среду входит узкий сигнальный пучок, который возбуждает вместе с накачкой суммарную волну.

Модулированная волна накачки вместе с суммарной волной наводят решетку показателя преломления на сигнальной частоте

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + i D_{\perp} \Delta_{\perp} A_2 = i k_2 n_{nl} A_2, \quad n_{nl} = -[\gamma_2 \gamma_3 / (k_2 \Delta k)] |A_1(x, y, z)|^2, \quad (1)$$

где профиль неоднородности  $n_{nl}(x, y, z)$  повторяет распределение интенсивности накачки в нелинейной среде. В дефокусирующей среде расстройка  $\Delta k < 0$ , а в фокусирующей –  $\Delta k > 0$ . Суммарная волна локализована в области суперпозиции волн основной и сигнальной частот. Поэтому индуцированная решетка четко проявляется по мере расплывания сигнальной волны: чем шире становится дифрагирующий пучок, тем больший поперечный размер приобретает решетка.

При средней глубине модуляции каскадно-индуцированной решетки наблюдается дискретная дифракция пучка на сигнальной частоте (рис. 1а). При увеличении интенсивности накачки глубина модуляции решетки возрастает, и сигнальный пучок захватывается в волновод, стенками которого служат каналы с минимумами амплитуды накачки (рис. 1б), и распространяется, сохраняя свою форму.

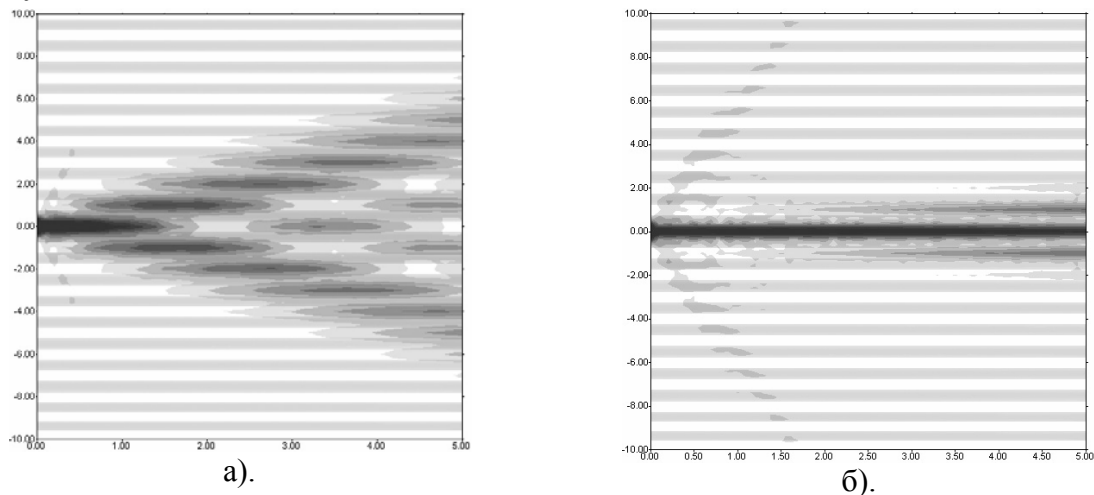


Рис. 1. Переход от дискретной дифракции (а) к волноводному распространению (б) сигнального гауссова пучка при увеличении нелинейности в четыре раза.

Как и в фиксированных одномерных решетках в каскадно-индуцированной периодической структуре существует режим бездифракционного распространения пучка с определенным наклоном. Если в кристалл пучок входит под углом  $\theta$ , его амплитуда задается формулой

$$A_2(x, z = 0) = A_{20} \exp[-(x/a_2)^2 + ik_2 \theta x]. \quad (2)$$

Так как решетка является анизотропной, то коэффициент дифракции зависит от направления распространения сигнальной волны:

$$D = \partial^2 k_z / \partial k_x^2 \sim \cos(k_2 \theta \Lambda). \quad (3)$$

Анализируя формулу (3), получим, что если угол наклона

$$\theta = \pm \pi / (2k_2 \Lambda), \quad (4)$$

то коэффициент дискретной дифракции (3) обращается в нуль,  $D=0$ . Это означает бездифракционное распространение наклонного сигнального пучка на частоте  $\omega_2$ , когда его ширина не меняется с расстоянием.

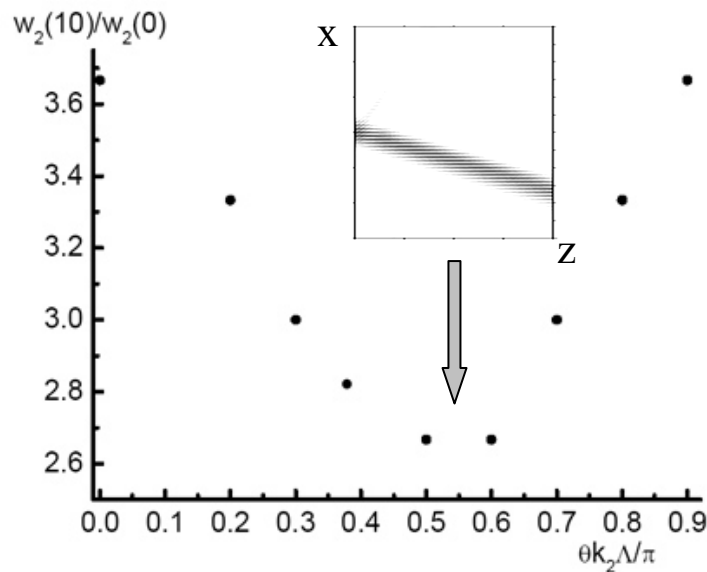


Рис. 2. График зависимости величины дифракционного расплывания сигнального пучка от угла наклона волнового фронта на входе в среду. Во врезке показано бездифракционное распространение оптического пучка.

В данной работе предложен новый метод генерации периодических решеток в квадратично-нелинейных средах. Преимущества каскадно-индуцированной решетки состоят в ее устойчивости, возможности быстрой перестройки ее параметров путем варьирования амплитуды и угла наклона опорных волн. Оценки показывают, что скорость переключения ограничивается временем прохождения света через нелинейный кристалл и может достигать несколько терагерц – рекордный показатель для элементов связи. Показано, что в таких периодических структурах реализуется полностью оптическое управление характером распространения лазерных пучков. Например, используя явление дискретной дифракции можно мультиплексировать сигнал в системах оптической обработки и передачи информации.

Развитый метод предлагается также перенести на управление временными решетками, генерируемыми при наложении двух опорных импульсов с близкими частотами. Тогда короткий сигнал будет возбуждать периодическую последовательность коротких импульсов (дискретное расплывание). Число импульсов в пуце можно регулировать, подбором интенсивности опорных волн, а период следования импульсов - путем изменения сдвига частот двух компонент.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. H.E. Eisenberg, Y. Silberberg et al // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 3383.
2. J.W. Fleische, M. Segev et al // Nature. 2003. V. 422. P. 147.
3. V.A. Tolmachev, T.S. Perova et al // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 90. P. 011908.
4. J.W. Fleischer, G. Bartal et al // Optics Express, 2005. V. 13, № 6. P. 1780.
5. В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков // Изв. РАН, сер. физ. 2005. Т. 69. С. 1775.

## ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ УСИЛЕНИЕ В ПОЛЕ НИЗКОЧАСТОТНОЙ НАКАЧКИ ПРИ КВАЗИСИНХРОННЫХ СВЯЗАННЫХ НЕЛИНЕЙНО- ОПТИЧЕСКИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

М.Ю. Сайгин, И.В. Шутов, А.С. Чиркин

Физический факультет, МГУ им. М.В. Ломоносова

Параметрические волновые взаимодействия играют важную роль в нелинейной и квантовой оптике. Наиболее широко используется процесс параметрического усиления при высокочастотной накачке, в котором сигнальные и холостые волны с частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$  удовлетворяют соотношению  $\omega_p = \omega_1 + \omega_2$ , где  $\omega_p$  – частота интенсивной волны накачки.

Для реализации параметрических взаимодействий применяют как однородные нелинейно-оптические кристаллы, так и нелинейные фотонные кристаллы (НФК) с пространственной периодической модуляцией квадратичной восприимчивости (их называют также кристаллами с регулярной доменной структурой (РДС) кристаллами). В таких кристаллах реализуются квазисинхронные взаимодействия, в которых волновая расстройка взаимодействующих волн компенсируется вектором обратной «нелинейной» решетки. Путем подбора периода «нелинейной» решетки и порядка квазисинхронизма можно также удовлетворить условию квазисинхронизма в одном НФК одновременно для двух связанных процессов [1,2]. Таким способом, можно осуществить коллинеарное параметрическое усиление одной волны с частотой выше, чем частота волны накачки.

Более широкие возможности для квазисинхронных волновых взаимодействий представляют аперидические НФК, формируемые методом суперпозиции модуляции нелинейной восприимчивости, предложенным в работе [3]. В аперидических НФК можно сравнительно просто одновременно удовлетворить условиям квазисинхронизма, например, для трех связанных нелинейно-оптических процессов, имеющих общую интенсивную волну накачки, и таким образом осуществить невырожденное параметрическое усиление в поле низкочастотной накачки.

В работе рассматриваются связанные параметрические взаимодействия, включающие традиционный процесс параметрического усиления при высокочастотной накачке и два процесса генерации суммарных частот, протекающих одновременно:  $\omega_p = \omega_1 + \omega_2$ ,  $\omega_3 = \omega_1 + \omega_p$ ,  $\omega_4 = \omega_p + \omega_2$ . В коллинеарной геометрии рассматриваемые процессы в приближении заданного поля накачки описываются следующей системой уравнений для комплексных амплитуд взаимодействующих волн (ср. с [4]):

$$\begin{aligned}i \frac{dA_1}{dz} &= \gamma_1^{(1)} g(z) A_2^* e^{i\Delta_1 z} + \gamma_1^{(2)} g(z) A_3 e^{i\Delta_2 z}, \\i \frac{dA_2}{dz} &= \gamma_2^{(1)} g(z) A_1^* e^{i\Delta_1 z} + \gamma_2^{(3)} g(z) A_4 e^{i\Delta_3 z}, \\i \frac{dA_3}{dz} &= \gamma_2^{(3)} g(z) A_1 e^{-i\Delta_2 z}, \\i \frac{dA_4}{dz} &= \gamma_4^{(3)} g(z) A_2 e^{-i\Delta_3 z}\end{aligned}$$



Здесь  $A_j$  – амплитуда волны с частотой  $\omega_j$ , а  $\gamma_j^{(m)} : d_{\text{eff}}^{(m)} A_p$  – коэффициент нелинейной связи волн, пропорциональный нелинейной восприимчивости кристалла и амплитуде волны накачки,  $\Delta_j$  – фазовая расстройка для  $j$ -го процесса.

Функция модуляции нелинейной восприимчивости  $g(z)$  в аperiodическом НФК задаётся выражением:

$$g(z) = \text{sign} \left( \sum_{m=1}^3 a_m \sin \frac{2\pi}{\Lambda_m} z \right),$$

где  $\Lambda_j = \frac{2\pi}{|\Delta k_j|}$  – период модуляции для компенсации фазовой расстройки  $j$ -го процесса в первом порядке квазисинхронизма. Если характерная длина нелинейного взаимодействия много больше любого из периодов  $\Lambda_j$ , то в рассматриваемых уравнениях можно осуществить замену [5].

$$g(\Delta_m) = \frac{1}{L} \int_0^L g(z) e^{i\Delta_m z} dz \rightarrow g_m.$$

С указанной заменой уравнения принимают следующий вид:

$$\begin{aligned} i \frac{dA_1}{dz} &= g_1 \gamma_1^{(1)} A_2^* + g_2 \gamma_1^{(2)} A_3, \\ i \frac{dA_2}{dz} &= g_1 \gamma_2^{(1)} A_1^* + g_3 \gamma_2^{(3)} A_4, \\ i \frac{dA_3}{dz} &= g_2^* \gamma_3^{(2)} A_1, \\ i \frac{dA_4}{dz} &= g_3^* \gamma_4^{(3)} A_2 \end{aligned}$$

и допускают аналитическое решение:

$$A_j = C_{j1} \text{ch } \Gamma_{1,2} z + C_{j2} \text{ch } \Gamma_{2,2} z + C_{j3} \text{sh } \Gamma_{1,2} z + C_{j4} \text{sh } \Gamma_{2,2} z,$$

где коэффициенты  $C_{ji}$  определяются начальными условиями и параметр  $\Gamma_{1,2}$  равен

$$\Gamma_{1,2} = \sqrt{\frac{\gamma_1 \gamma_2}{2}} \left\{ \left[ |g_1|^2 - \left( |g_2| \sqrt{\gamma_3 / \gamma_2} + |g_3| \sqrt{\gamma_4 / \gamma_1} \right)^2 \right]^{1/2} \pm \left[ |g_1|^2 - \left( |g_2| \sqrt{\gamma_3 / \gamma_2} - |g_3| \sqrt{\gamma_4 / \gamma_1} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}$$

при условии  $\gamma_3 = \gamma_3^{(2)}$ ,  $\gamma_4 = \gamma_4^{(3)}$ ,  $\gamma_1 = \gamma_1^{(1)} = \gamma_1^{(2)}$ ,  $\gamma_2 = \gamma_2^{(1)} = \gamma_2^{(3)}$ .

При всех  $|g_j| = 1$  выражение для  $\Gamma_{1,2}$  соответствует синхронным коллинеарным взаимодействиям в гипотетическом однородном нелинейно-оптическом кристалле и значение  $\Gamma_{1,2}$  комплексно. Такие взаимодействия, однако, невозможно реализовать в реальных однородных кристаллах.

Вместе с тем при определенном выборе коэффициентов  $|g_1|$ ,  $|g_2|$  и  $|g_3|$  в аperiodическом НФК значения  $\Gamma_{1,2}$  действительны, и имеет место монотонный рост интенсивностей взаимодействующих волн, аналогичный росту в традиционном процессе параметрического усиления при низкочастотной накачке.

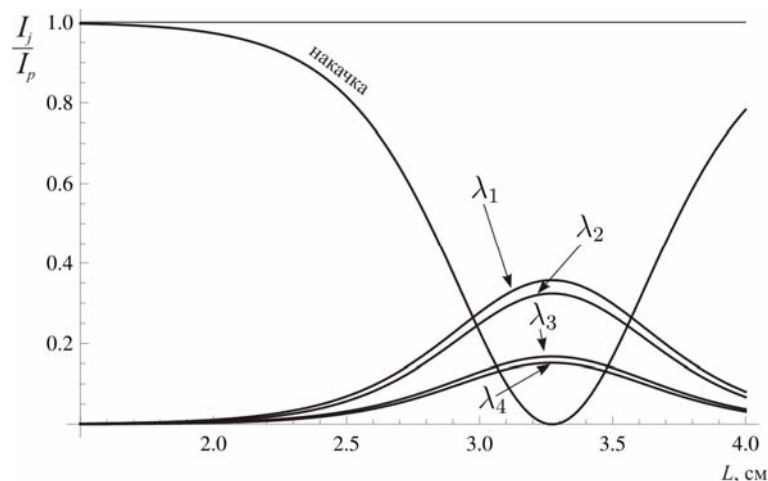


Рисунок иллюстрирует динамику взаимодействующих волн в аперiodическом НФК  $\text{LiNbO}_3$  при накачке лазерным излучением с длиной волны 1.064 мкм. Сигнальным и холостым частотам соответствовали  $\lambda_1 = 1,500$  мкм,  $\lambda_2 = 3,661$  мкм. Модуляционная функция  $g(z)$  формировалась для  $a_1 = 2$ ,  $a_2 = a_3 = 1$ . Из рисунка видно, что в рассматриваемом случае имеет место эффективное преобразование энергии накачки в частоты как выше, так и ниже частоты накачки. Таким образом, существует возможность осуществления процесса невырожденного ПУ при низкочастотной накачке. Диапазон перестройки длин волн в области высоких частот определяется полосой прозрачности нелинейного кристалла и длиной волны накачки. Следовательно, при использовании подходящих нелинейных кристаллов можно реализовать перестройку в УФ диапазоне длин волн при накачке с длиной волны, относящейся к видимому диапазону.

Рассмотренный процесс может представлять интерес для различных приложений, связанных с применением многочастотными источниками когерентного излучения и генерацией четырехчастотных квантовых перепутанных состояний.

Работа выполнена в рамках проектов РФФИ 07-02-00128 и гранта INTAS №1000008-7904.

## ЛИТЕРАТУРА

1. A.L. Aleksandrovski, A.S. Chirkin, V.V. Volkov // J. Russian Laser Research. 1997. V. 18. P. 101
2. O. Pfister at al // Opt. Letters. 1997. V. 22. P. 1211.
3. А.А. Новиков, А.С. Чиркин // ЖЭТФ. 2008. Т. 133. С.483
4. С.А. Ахманов, Р.В. Хохлов "Проблемы нелинейной оптики" М.:ВИНИТИ, 1964.
5. А.С. Чиркин, И.В. Шутов // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 86. С. 803.

## ДИНАМИКА СИЛЬНЫХ ПОЛЕЙ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СРЕДАХ

С.А. Штумпф, А.А. Королев

*Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики*

В последнее десятилетие достигнут значительный прогресс в развитии лазеров, генерирующих фемтосекундные световые импульсы из малого числа колебаний. Интенсивность таких предельно коротких (по числу колебаний) импульсов (ПКИ) при фокусировке может лежать в тера- и петаваттном диапазоне ( $10^{12} \div 10^{15} \text{ Вт/см}^2$ ) при относительно небольшой общей энергии.

Понятие огибающей для ПКИ теряет свое физическое содержание, а спектр таких импульсов является очень широким. Поэтому при теоретическом изучении закономерностей их распространения в оптических средах применимость традиционного для нелинейной оптики метода медленно меняющейся огибающей, строго обоснованного для квазимонохроматических импульсов, становится дискуссионной. В 1990-е годы появилось значительное число работ, в которых самовоздействие ПКИ рассматривалось на основе уравнений динамики не огибающей, а непосредственно электрического поля светового импульса (например, [2]). Однако к началу настоящей работы не были получены полевые уравнения, учитывающие инерционность основного малоинерционного механизма нелинейности диэлектрической среды – нерезонансного электронного. Соответственно, не было проанализировано влияние на характер самовоздействия ПКИ в диэлектриках дисперсии коэффициента нелинейного показателя преломления диэлектрика, обусловленной этой инерционностью.

Для ПКИ видимого и ближнего ИК диапазонов спектра интенсивность излучения, при которой за чрезвычайно короткое время прохождения импульса еще не происходит оптический пробой диэлектрической среды, может превышать  $10^{13} \text{ Вт/см}^2$ . В этой ситуации необходим анализ новых инерционных электронных механизмов нелинейности вещества, таких, как, например, плазменная нелинейность, не наблюдавшихся в поле «длинных» импульсов столь высокой интенсивности из-за разрушения оптической среды. В известных на момент начала настоящей работы уравнениях динамики поля ПКИ эти эффекты не учитывались. В многочисленных статьях по теоретическому изучению влияния многофотонной ионизации и плазменной нелинейности на распространение фемтосекундного излучения использованы уравнения, записанные для огибающих квазимонохроматических импульсов, т.е. неприменимые для ПКИ. Существовало также много публикаций, в

которых рассматривалась динамика отдельного атома или молекулы в сильном световом поле, в том числе, их ионизация. Но в таких работах поле излучения обычно предполагалось заданным, уравнения его динамики не получали и самовоздействие светового импульса в среде не рассчитывали.

В рамках настоящей работы показано, что инерционность кубичного по полю поляризационного отклика изотропной диэлектрической среды электронной природы в поле световых импульсов из малого числа колебаний определяется двумя основными факторами: параметрической связью поляризации среды, обусловленной разрешенными в электродипольном приближении переходами, с электрическим полем излучения посредством возбуждения колебаний на запрещенных в электродипольном приближении электронных переходах, и изменением населенностей высоковозбужденных состояний. Также получено волновое уравнение, описывающее динамику сильного поля светового импульса из малого числа колебаний в изотропной диэлектрической среде с учетом инерционности кубичного по полю нелинейного электронного поляризационного отклика, инерционного заселения высоковозбужденных состояний и взаимодействия квазисвободных электронов в высоковозбужденном состоянии с полем излучения. Показано, что оно является обобщением известных уравнений, записанных для огибающих квазимонохроматических импульсов и учитывающих плазменные явления в диэлектрической среде, на случай импульсов с континуумным спектром [3].

Установлено, что инерционность кубичной электронной нелинейности при сверхуширении спектра импульса из малого числа колебаний в диэлектрической среде приводит к его дополнительному уширению как в «красную», так и в «фиолетовую» область, и смещению максимума спектра импульса в «красную» область [4].

Аналитическое исследование представленной модели показывает, что относительное влияние плазменной нелинейности диэлектрических сред, связанное с появлением квазисвободных электронов в высоковозбужденных состояниях, усиливается пропорционально кубу центральной длины волны излучения и квадрату длительности импульса. В результате численного моделирования распространения ПКИ установлено, что плазменная нелинейность диэлектрической среды приводит к смещению максимума сверхуширяющегося спектра излучения в «синюю» область спектра и снижает эффективность генерации спектрального суперконтинуума в «красной» области. Она препятствует эффекту нелинейного самоукручения переднего фронта импульса и снижает эффективность генерации высокочастотных компонент на заднем фронте импульса [5].

Далее настоящая работа рассматривает результаты численного моделирования. Блок результатов анализирует вклад инерционной составляющей нелинейного поляризационного отклика в изменение формы и спектра выходного импульса при распространении его через тонкую диэлектрическую пластину. Следующая группа результатов численного исследования модельных уравнений посвящена исследованию характерных режимов изменения спектра ПКИ высокой интенсивности при его распространении в диэлектрической среде для выделения роли плазменной нелинейности. Выявлены характерные эффекты смещения максимума спектральной плотности излучения в высокочастотную область (проиллюстрирован на рис. 1), укручения заднего и сглаживания переднего фронта импульса, обусловленные генерацией плазменной нелинейности.

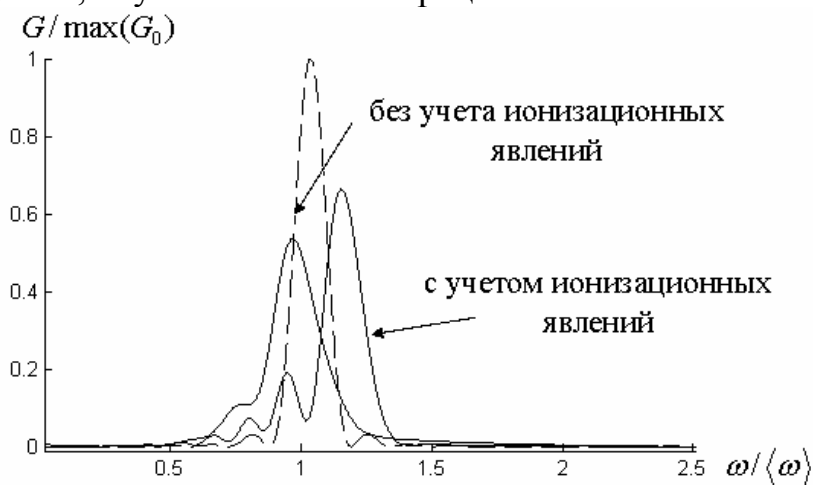


Рис. 1. Спектр выходного импульса при моделировании взаимодействия ПКИ супергауссовского профиля с диэлектрической средой при учете плазменной нелинейности

#### ЛИТЕРАТУРА

1. P.M. Paul, E.S. Toma et al // Science. 2001. V. 292. P. 1689.
2. V.G. Bespalov, S.A. Kozlov, Yu.A. Shpolyansky, Walmsley I.A. // Phys. Rev. A. 2002. V. 66. 0138111.
3. С.А. Штумпф, А.А. Королев, С.А. Козлов // Изв. РАН, серия физическая, 2007, Т. 71. № 2. С. 158.
4. С.А. Штумпф, А.А. Королев, С.А. Козлов // Опт. журн. 2004. №6, С. 72.
5. С.А. Штумпф, А.А. Королев, С.А. Козлов // Опт. журн. 2007, Т.74. № 11. С. 3.

## РЕЗОНАНС ЗАХАРОВА – БЕННИ В ОПТИКЕ, АКУСТИКЕ И ОПТО-АКУСТИКЕ

С.В. Сазонов

*Российский научный центр "Курчатовский институт"*

Резонанс Захарова – Бенни (РЗБ) есть предельный случай трехволнового взаимодействия, когда частота  $\omega_3$  одной из волн значительно ниже частот  $\omega_1$  и  $\omega_2$  двух других. Трехволновое взаимодействие осуществляется в квадратично-нелинейной среде.

Если длительность  $\tau$  подаваемого на среду импульса достаточно коротка, так что его спектральная ширина  $\delta\omega \sim 1/\tau \sim |\omega_1 - \omega_2|$ , то две высокочастотные фурье-компоненты уже содержатся в этом импульсе. Законы сохранения энергии и импульса для элементарных актов рассеяния при данном взаимодействии имеют вид

$$\omega_1 = \omega_2 + \omega_3, \quad k_1 = k_2 + k_3, \quad (1)$$

где  $k_j$  - волновое число, соответствующее частоте  $\omega_j$ .

Отсюда, учитывая неравенства  $\omega_3 \ll \omega_1, \omega_2$  и  $k_3 \ll k_1, k_2$ , найдем

$$\frac{\omega_1 - \omega_2}{k_1 - k_2} \approx \frac{d\omega}{dk} = v_g(\omega) = \frac{\omega_3}{k_3} = v_{ph}(\omega_3), \quad (2)$$

где  $\omega \approx (\omega_1 + \omega_2)/2$ .

Таким образом, условие РЗБ заключается в равенстве групповой скорости  $v_g$  высокочастотной волны фазовой скорости  $v_{ph}$  низкочастотной. При этом условии в среде за счет нелинейности низкочастотный импульс может эффективно породиться высокочастотным. Данный процесс сопровождается смещением частоты входного высокочастотного импульса в красную область. Данное смещение увеличивается с ростом интенсивности импульса. Можно сказать, что каждый квант входного импульса в результате актов рассеяния типа (1) отдает часть своей энергии в низкочастотный сигнал. Возможны ситуации, когда высокочастотный и низкочастотный сигналы образуют связанное состояние, распространяясь в солитонном режиме [1].

Оптический РЗБ может быть реализован в одноосных кристаллах В этом случае длительность входного импульса составляет десятки или сотни фемтосекунд, а спектр низкочастотного сигнала лежит в терагерцовом диапазоне [2, 3]. Данный диапазон на сегодня считается наименее изученным в смысле взаимодействия с веществом. С другой стороны, он находит широкие приложения в технике формирования

изображений и в системах безопасности. Относительный частотный сдвиг входного оптического в красную область может достигать 10 процентов [1].

Акустический РЗБ способен обнаружить себя в низкотемпературных парамагнитных кристаллах, помещенных в магнитное поле. Изменением последнего можно добиться выполнения условия (2). При этом длительность входного гигагерцового импульса составляет наносекунды, а спектр порождаемого акустического сигнала лежит в мегагерцовом диапазоне.

Опто-акустический РЗБ можно реализовать, замедлив групповую скорость света в среде до скорости звука. Это возможно сделать, например, в режиме электромагнитно-индуцированной прозрачности. При этом дисперсия среды имеет гигантский характер, т.к. фазовая скорость (при столь низкой групповой скорости) равна скорости света вакууме. В таких условиях становится возможным мандельштам-бриллюэновское рассеяние вперед [4], запрещенное в средах со слабой дисперсией. Здесь наносекундный оптический импульс порождает уединенный импульс деформации и сам же затем рассеивается на нем, что сопровождается его «покраснением». Относительная величина данного частотного сдвига пропорциональна интенсивности оптического импульса и достигает значений  $10^{-4} - 10^{-5}$  [5].

Таким образом, резонанс Захарова – Бенни позволяет генерировать в нелинейной среде низкочастотное излучение с помощью высокочастотных сигналов и одновременно сдвигать вниз несущую частоту последних пропорционально их интенсивности.

## ЛИТЕРАТУРА

1. С.В. Сазонов, А.Ф. Соболевский // Квант. электрон. 2005. Т. 35. № 11. С. 1019.
2. А.Г. Степанов, А.А. Мельников, В.О. Компанец, С.В. Чекалин // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 85. С. 279.
3. А.Н. Бугай, С.В. Сазонов // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 87. № 8. С. 470.
4. A.V. Matsko, Yu.V. Rostovtsev, M. Fleishhauer and M.O. Scully // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. P. 2006.
5. С.В. Сазонов // ЖЭТФ. 2005. Т. 128. №12. С. 1123.

## ДВУХВОЛНОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НА ОТРАЖАТЕЛЬНЫХ ДИНАМИЧЕСКИХ РЕШЕТКАХ В КРИСТАЛЛАХ СИЛЛЕНИТОВ ПРИ ФАЗОВОЙ МОДУЛЯЦИИ СИГНАЛЬНОГО ПУЧКА

С.М. Шандаров<sup>1</sup>, А.А. Колегов<sup>1</sup>, Н.И. Буримов<sup>1</sup>, В.И. Быков<sup>1</sup>,  
В.М. Петров<sup>2</sup>, Ю.Ф. Каргин<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

<sup>2</sup>Санкт-Петербургский государственный технический университет

<sup>3</sup>Институт металлургии и материаловедения РАН

Взаимодействие световых пучков на отражательных динамических голограммах в кристаллах силленитов характеризуется высокой эффективностью [1] и является перспективным для реализации фазовой демодуляции в адаптивных интерферометрах [2, 3]. В настоящем докладе представлены результаты теоретического анализа и экспериментальных исследований фазовой демодуляции при встречном взаимодействии сильного светового пучка накачки, имеющего круговую поляризацию, с модулированным по фазе слабым сигнальным пучком, на формируемой ими отражательной голограмме в кубических фоторефрактивных кристаллах титаната и силиката висмута.

При теоретическом анализе принималось, что отражательная голограмма может иметь как фазовую, так и амплитудную составляющие, имеющие произвольные пространственные сдвиги относительно интерференционной картины. Когда на входную грань  $x = 0$  кристалла падает сигнальная волна, в общем случае имеющая произвольную поляризацию, интенсивность этой волны после взаимодействия на отражательной решетке на его выходной грани, при  $x = -d$ , имеет вид

$$I_S(-d, t) \sim M^{(0)}(-d) + M^{(1)}(-d) \sin \Omega t + M^{(2)}(-d) \cos 2\Omega t + \dots, \quad (1)$$

где относительные амплитуды гармоник зависят от ориентации образца относительно кристаллографических осей.

Используя подход, развитый в работе [1], мы получили в приближении неистощимой волны накачки с правой круговой поляризацией соотношения для векторной амплитуды сигнальной волны, справедливые при произвольной ориентации образца. С использованием этих соотношений относительные амплитуды гармоник для сигнальной волны с левой круговой поляризацией в образцах среза (111) могут быть получены в виде

$$M^{(0)}(-d, \varphi_m) = 1 - J_0^2(\varphi_m) \left\{ 1 - \exp \left[ (\Gamma'_E - \Gamma'_a) d \right] \right\}, \quad (2)$$



$$M^{(1)}(-d, \varphi_m) = 4J_0(\varphi_m)J_1(\varphi_m) \exp\left(\frac{\Gamma'_E - \Gamma'_a}{2}d\right) \sin\left(\frac{\Gamma''_E - \Gamma''_a}{2}d\right), \quad (3)$$

$$M^{(2)}(-d, \varphi_m) = 4J_0(\varphi_m)J_2(\varphi_m) \left[ \exp\left(\frac{\Gamma'_E - \Gamma'_a}{2}d\right) \cos\left(\frac{\Gamma''_E - \Gamma''_a}{2}d\right) - 1 \right], \quad (4)$$

где  $J_n(\varphi_m)$  - функция Бесселя  $n$ -го порядка от амплитуды фазовой модуляции  $\varphi_m$ , а коэффициенты  $\Gamma_E = \Gamma'_E + i\Gamma''_E$  и  $\Gamma_a = \Gamma'_a + i\Gamma''_a$  характеризуют вклады во встречное взаимодействие внутримодовых процессов (без изменения собственного показателя преломления), обусловленные фазовой и амплитудной составляющими отражательной решетки, соответственно. Следует отметить, что соотношения (2)-(4) могут использоваться и для образцов среза (110), где  $\Gamma_E = 0$ , и внутримодовые процессы взаимодействия возможны только на амплитудной решетке [1].

Для образцов с ориентацией (100) вклад во встречное взаимодействие фазовой решетки максимален [1]. В пренебрежение амплитудной составляющей решетки, здесь возможны только межмодовые процессы взаимодействия. В этом приближении, при линейной поляризации сигнальной волны в плоскости, составляющей угол  $\theta_{s0}$  с кристаллографическим направлением [010], относительные амплитуды гармоник определяются как

$$M^{(0)}(-d, \varphi_m) = 1 + J_0^2(\varphi_m) \frac{\Gamma_I}{2\rho} \sin(\rho d) \left[ \sin(\rho d - 2\theta_{s0}) + \frac{\Gamma_I}{4\rho} \sin(\rho d) \right], \quad (5)$$

$$M^{(1)}(-d, \varphi_m) = J_0(\varphi_m)J_1(\varphi_m) \frac{\Gamma_I}{\rho} \sin(\rho d) \cos(\rho d - 2\theta_{s0}), \quad (6)$$

$$M^{(2)}(-d, \varphi_m) = J_0(\varphi_m)J_2(\varphi_m) \frac{\Gamma_I}{\rho} \sin(\rho d) \sin(\rho d - 2\theta_{s0}), \quad (8)$$

где коэффициент  $\Gamma_I$  характеризует эффективность межмодового взаимодействия и  $\rho$  - удельное оптическое вращение кристалла. Отметим, что амплитуда модуляции интенсивности на первой и второй гармониках информационного сигнала зависит от входной поляризации сигнального пучка, что связано с анизотропным характером дифракции на отражательной голограмме в кристаллах среза (100) [3]. Это иллюстрируется рис. 1, где представлены зависимости относительных амплитуд гармоник  $M^{(1)}(-d, \varphi_m)$  и  $M^{(2)}(-d, \varphi_m)$  для кристалла титаната висмута с параметрами  $\Gamma_I = 4 \text{ см}^{-1}$ ,  $\rho = 9 \text{ град}\cdot\text{мм}$  и толщиной  $d = 1,2 \text{ мм}$ , при углах  $\theta_{s0} = 0^\circ, 30^\circ$  и  $60^\circ$ .

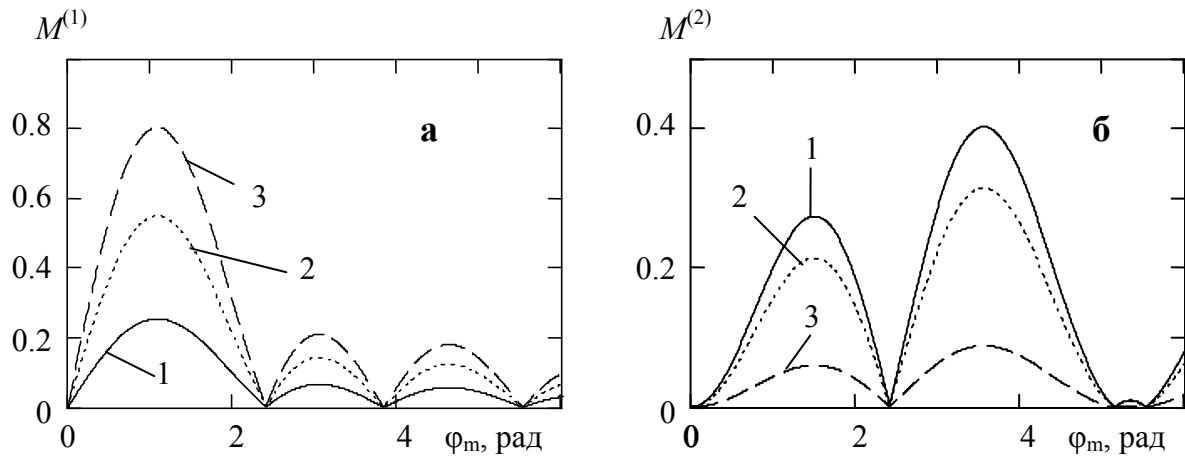


Рис. 1. Зависимости относительной амплитуды первой (а) и второй (б) гармоник в спектре модуляции интенсивности линейно поляризованного сигнального пучка от амплитуды фазовой модуляции в кристалле титаната висмута среза (100). Значения поляризационного угла на входной грани кристалла:  $\theta_{s0} = 0^\circ$  (1),  $30^\circ$  (2) и  $60^\circ$  (3).

В экспериментах использовались легированные и нелегированные кристаллы силиката и титаната висмута срезов (111), (110) и (100). Зависимости относительных амплитуд гармоник  $M^{(0)}$ ,  $M^{(1)}$  и  $M^{(2)}$  от амплитуды фазовой модуляции изучались на экспериментальной установке, схема которой аналогична описанной в работе [3], без приложения к образцам внешнего электрического поля. Эксперименты показали наличие сигнала фазовой демодуляции на первой гармонике в большинстве исследованных кристаллов, имеющих ориентацию (110) и (111). Из полученных экспериментальных данных на основе соотношений (2)-(4) были оценены коэффициенты связи  $\Gamma_E$  и  $\Gamma_a$  для исследованных образцов.

Таким образом, теоретически и экспериментально изучена фазовая демодуляция сигнального пучка, взаимодействующего на отрагательной голограмме с пучком накачки, имеющим круговую поляризацию, в кристаллах класса силленитов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 06-02-81040\_Бел\_а и 08-02-99023-р\_офи) и программы “Развитие научного потенциала высшей школы (2006-2008 годы)”.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А.М. Плесовских, С.М. Шандаров, А.Г. Мартьянов и др. // Квантовая электроника. 2005. № 2. С. 163.
2. Р.В. Ромашко, С.М. Шандаров, Ю.Н. Кульчин и др. // Изв. РАН. Серия физическая. 2005. Т. 69. № 8. С. 1143.
3. Р.В. Ромашко, Ю.Н. Кульчин, А.А. Камшилин // Изв. РАН. Серия физическая. 2006. Т. 70. № 9. С. 1296.

## ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ В НЕЦЕНТРОСИММЕТРИЧНЫХ СРЕДАХ

Н.Н. Рубцова, Г.А. Русецкий, О.Х. Хасанов

*Институт физики полупроводников, СО РАН, 630090, Новосибирск, пр-кт Академика Лаврентьев, e-mail: [rubtsova@isp.nsc.ru](mailto:rubtsova@isp.nsc.ru)*

*ГО НПЦ НАН Беларуси по материаловедению,  
22072, Минск, ул. П. Бровки 17; e-mail: [grischika@tut.by](mailto:grischika@tut.by)*

Большое внимание исследователей в настоящее время привлекают нецентросимметричные среды и нелинейно-оптические явления в них. В последнее время интерес к ним связан с перспективами генерации аттосекундных электромагнитных импульсов. Характерной чертой этих сред является неинвариантность основного гамильтониана по отношению к преобразованию инверсии. Это свидетельствует о наличии постоянного дипольного момента (ПДМ) частиц. Оптический импульс при распространении в среде с ПДМ не только вызывает квантовые переходы между стационарными состояниями, но и сдвигает частоту перехода за счет линейного эффекта Штарка. Поэтому иногда такие среды называют штарковскими. Отмеченное свойство влияет на процесс формирования в штарковской среде импульсов. В частности, было обнаружено, что при прохождении двухкомпонентных лазерных импульсов через такую среду возможен режим резонансной прозрачности, отличающийся от самоиндуцированной прозрачности. Было установлено существование ненулевого бризера – устойчивого сигнала, временная площадь которого отлична от нуля. Эффектам распространения резонансных ультракоротких импульсов света в нецентросимметричных кристаллах на примере двухуровневой модели была посвящена работа.

В настоящей работе последовательно разрабатывается подход, показывающий что процесс взаимодействия нецентросимметричной среды с резонансным полем можно описать в рамках векторной модели при одновременном участии одно- и многоквантовых переходов. Рассматриваются особенности таких переходных процессов, как осцилляций Раби, затухания свободной поляризации и первичного фотонного эхо при штарковском переключении уровней, а также при неколлинеарной схеме возбуждения среды. Предположим, что ансамбль атомов, находящихся в сильном постоянном электрическом поле  $\vec{E}_0$ , направленном вдоль оси  $[010]$ , возбуждается перпендикулярно  $\vec{E}_0$  ультракоротким импульсом света  $\vec{E}(z,t)$ , резонансным выделенному спектроскопическому переходу  $1 \leftrightarrow 2$ . Тогда гамильтониан задачи с учетом

ПДМ и произвольного промежуточного состояния  $|n\rangle$  можно представить в виде:

$$H = \begin{pmatrix} \hbar\Omega_1 - p_{11}E & -p_{12}E & -p_{1n}E \\ -p_{21}E & \hbar\Omega_2 + p_{11}E & -p_{2n}E \\ -p_{n1}E & -p_{n2}E & \hbar\Omega_n \end{pmatrix} \quad (1)$$

Здесь  $\hbar\Omega_i$  - собственные значения  $i$ -го состояния,  $p_{ij}$  - дипольный момент перехода  $i \leftrightarrow j$ ,  $p_{ii}$  - постоянный дипольный момент. В гамильтониане (1) член  $p_{11}E$  описывает взаимодействие ПДМ с полем импульса  $E$ .

Осуществляя унитарное преобразование

$$L_I = \begin{pmatrix} \exp(i\lambda) & 0 & 0 \\ 0 & \exp(-i\lambda) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2)$$

где  $\lambda = \frac{p_{11}}{\hbar} \int E dt = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{p_{11}E}{\hbar\omega} \sin \varphi(z, t)$ ,  $\varphi(z, t) = (\omega t - kz)$ , приходим к следующему гамильтониану

$$H' = \begin{pmatrix} \hbar\Omega_1 & -p_{12} \sum_{m,s} \bar{E}_{m,s} e^{i\varphi_{m,-s}} & -p_{1n} \sum_{m,s} \bar{E}_{m,s} e^{i\varphi_{m,-s}} \\ -p_{21} \sum_{m,s} \bar{E}_{m,s} e^{i\varphi_{m,s}} & \hbar\Omega_2 & -p_{2n} \sum_{m,s} \bar{E}_{m,s} e^{i\varphi_{m,s}} \\ -p_{n1} \sum_{m,s} \bar{E}_{m,s} e^{i\varphi_{m,s}} & -p_{n2} \sum_{m,s} \bar{E}_{m,s} e^{i\varphi_{m,s}} & \hbar\Omega_n \end{pmatrix} \quad (3)$$

Здесь  $E_{m,s} = E_m J_s(a)$ ,  $\bar{E}_{m,s} = E_m J_s(2a)$ ,  $\varphi_{m,\pm s} = \varphi_m \pm s\varphi_1$ ,  $a = \frac{p_{11}E_1}{\hbar\omega_1}$ ,  $J_s(a)$  - функция Бесселя 1-го рода  $s$ -го порядка.

Из вида гамильтониана (3) следует, что внешнее возмущение содержит кратные гармоники. Поэтому между состояниями  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$  возможны как одно, так и многофотонные переходы. на комбинационных частотах между состояниями  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$ . Ограничиваясь рассмотрением резонансов первого и второго порядков, можно показать, что путем преобразования:

$$L_2 = \exp(-iS) = 1 - iS - \frac{1}{2}SS + \dots \quad (4)$$

легко перейти к эффективному гамильтониану, описывающему обобщенную двухуровневую систему:

$$H'' = \begin{pmatrix} H''_{11} & H''_{12} \\ H''_{21} & H''_{22} \end{pmatrix}, \quad (5)$$

где

$$H''_{12} = -p_{12} \sum_{m=-\infty}^{\infty} E_{m,m-1} e^{i\theta_m} e^{i\varphi_1} - \frac{p_{1n} p_{n2}}{2\hbar} \sum_{m,s,k,p} E_{m,s} E_{k,p} \frac{\Omega_{n1} - \dot{\varphi}_{m,-s} + \Omega_{n2} - \dot{\varphi}_{k,p}}{(\Omega_{n1} - \dot{\varphi}_{m,-s})(\Omega_{n2} - \dot{\varphi}_{k,p})} e^{i(\varphi_{m,-s} - \varphi_{k,p})}, \quad (6)$$

$$H''_{11} = \hbar\Omega_1 + \Delta E_1, \quad H''_{22} = \hbar\Omega_2 + \Delta E_2,$$

$\Delta E_i$  - штарковский сдвиг  $i$ -ого уровня.

На основании гамильтониана (5) была получена модифицированная система уравнений Блоха и проанализированы особенности переходных процессов в среде с ПДМ.

Остановимся вкратце на особенностях оптической нутации, которая, как известно, является эффективным методом определения дипольных моментов перехода. Согласно проведенных расчетов временная зависимость сигнала нутации в случае широкой неоднородно уширенной спектральной линии имеет вид

$$R_2(t) = -\frac{\Omega_{ef}\sigma}{2(\Omega_{ef}^2 + \sigma^2)} \cdot \left\{ J_0(\Omega_{ef}t) + \left( \frac{\Omega_{ef}}{\sigma} \sin \Omega_S t - \cos \Omega_S t \right) \left( J_0(\Omega_{ef}t) + \Omega_{ef}t J_1(\Omega_{ef}t) \right) e^{-\sigma t} \right\}, \quad (7)$$

где  $\Omega_{ef} = \frac{2E}{\hbar} \left[ p_{12}(J_0 + J_2) - \frac{\tau_{21}}{2}(J_1 + J_3)E \right]$ ,  $\Omega_S$  - динамический

штарковский сдвиг уровней,  $\sigma$  - неоднородная ширина линии. Как следует из приведенного выражения, в случае ПДМ частота Раби  $\Omega_{ef}$  не пропорциональна амплитуде действующего поля, а имеет более сложную нелинейную зависимость, так как аргументы функций Бесселя также зависят от  $E$ . Более того в начальный момент времени сигнал нутации содержит осцилляции на частотах  $\Omega_{ef}$  и  $\Omega_S$ , затухающие с течением

времени. В условиях узкой спектральной линии затухающие осцилляции происходят с частотой  $\sqrt{\Omega_{ef}^2 + \Omega_s^2}$ . Если в первом случае затухание сугубо не экспоненциальное, то во втором спад сигнала происходит по экспоненте со скоростью  $\frac{\Omega_s \sigma}{\sqrt{\Omega_{ef}^2 + \Omega_s^2}}$ .

В условиях штарковского переключения уровней система атомов находится в поле непрерывного нерезонансного лазерного излучения. В резонанс система вводится под действием импульса электростатического поля. Поэтому при отключении импульса электрического поля логично предположить, что помимо затухания свободной поляризации, должен наблюдаться сигнал нутации, возбуждаемый нерезонансной волной. Расчеты практически подтверждают высказанное предположение. Действительно, наблюдаемое излучение содержит резонансную и нерезонансную составляющие. Первая компонента подобно сигналу свободной поляризации в среде с широкой неоднородной линией осциллирует и затухает по закону  $J_0(\Omega_{ef}t)$ , а вторая будет содержать биения на частотах  $\Omega_{ef} \pm (\delta + \Omega_s)$ , где  $\delta$  - отстройка от резонанса. Скорость затухания нерезонансной компоненты преимущественным образом определяется неоднородной шириной линии.

В работе детально анализируются условия пространственного синхронизма и время наблюдения сигналов первичного фотонного эхо при неколлинеарной схеме их возбуждения. Показано, что наличие ПДМ атомов приводит к генерации множественных эхо-откликов на кратных частотах, наиболее интенсивные из которых на резонансной частоте. Условия пространственного синхронизма для сигналов на разных частотах существенно различаются. Анализируются условия экспериментальной реализации рассмотренных эффектов.

## ЭФФЕКТ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ОТРАЖЕНИЯ В КВАДРАТИЧНЫХ ОДНООСНЫХ КРИСТАЛЛАХ С ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЕМ

В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков

*Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, кафедра радиофизики*

В работах [1-3] нами предложен и описан принципиально новый параметрический механизм переключения оптических пучков без изменения частоты, основанный на несинхронном неколлинеарном трехволновом взаимодействии. Суть этого метода, базирующегося на явлении рефракции и эффекте полного внутреннего отражения в квадратичной среде, заключается в том, что при несинхронном параметрическом взаимодействии мощная опорная волна вместе с каскадно-возбужденной суммарной волной создают на сигнальной частоте эффективную поперечную неоднородность, повторяющую профиль интенсивности опорной волны. При прохождении сигнала через индуцированную неоднородность возникает своеобразная рефракция. В результате этого траектория искривляется и может произойти нелинейное полное внутреннее отражение сигнальной волны от опорного пучка. Ранее эти явления рассматривались только в изотропных средах, однако в анизотропных средах, например, в квадратично-нелинейных одноосных кристаллах, они приобретают новые свойства.

Рассматривая распространение поля излучения в анизотропной среде, необходимо учитывать два разных направления: направление волнового вектора  $\vec{k}$  (направление нормали к волновому фронту) и направление вектора плотности мощности  $\vec{S}$  (направление распространения энергии волны) [4, 5]. Угол  $\beta$  между направлениями волнового вектора  $\vec{k}$  и лучевого вектора  $\vec{S}$  (иначе говоря, угол между вектором напряженности электрического поля  $\vec{E}$  и вектором электрической индукции  $\vec{D}$ ) называется углом анизотропии. В изотропной среде этот угол равен нулю. Он также равен нулю в одноосных кристаллах для обыкновенных волн. Для необыкновенной волны, распространяющейся под углом  $\psi$  к оптической оси кристалла (имеется в виду направление волнового вектора), угол анизотропии  $\beta$  определяется соотношением

$$\operatorname{tg}\beta = \frac{\operatorname{tg}\psi(\xi^2 - 1)}{\xi^2 + \operatorname{tg}^2\psi},$$

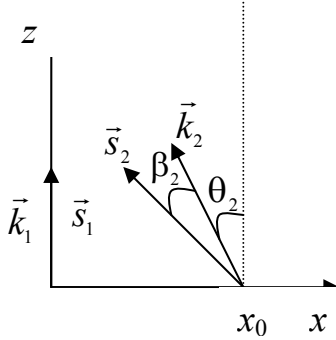
где  $\xi = n_e/n_o$ .

Рассмотрим теперь трехчастотное взаимодействие  $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$  в квадратично-нелинейной среде с учетом анизотропии. Предположим, что мощная опорная волна на частоте  $\omega_1$  имеет обыкновенную поляризацию, то есть на основной частоте снос энергии отсутствует. В этом случае уравнения для медленно меняющихся амплитуд имеют вид

$$\begin{aligned}\frac{\partial A_1}{\partial z} + i D_1 \frac{\partial^2 A_1}{\partial x^2} &= -i \gamma_1 A_3 A_2^*, \\ \frac{\partial A_2}{\partial z} - \beta_2 \frac{\partial A_2}{\partial x} + i D_2 \frac{\partial^2 A_2}{\partial x^2} &= -i \gamma_2 A_3 A_1^*, \\ \frac{\partial A_3}{\partial z} - \beta_3 \frac{\partial A_3}{\partial x} + i D_3 \frac{\partial^2 A_3}{\partial x^2} &= i \Delta k_3 A_3 - i \gamma_3 A_1 A_2,\end{aligned}$$

где  $D_j = 1/2k_j$  – коэффициент дифракции,  $\beta_j$  – угол анизотропии,  $\Delta k_3 = k_1 + k_2 - k_3$  – дисперсионная расстройка волновых векторов в коллинеарной геометрии,  $\gamma_j = 2\pi \vec{e}_1 \hat{\chi}^{(2)} \vec{e}_2 \vec{e}_3 \omega_j / (c n_j)$  – коэффициент нелинейности,  $\hat{\chi}^{(2)}$  – тензор квадратично нелинейной восприимчивости,  $n_j$  – линейный коэффициент преломления,  $c$  – скорость света. Пусть мощный опорный пучок распространяется вдоль оси  $z$ ,

$$A_1(z=0) = \exp(-x^2/a_1^2),$$



волновой вектор сигнальной волны наклонен по отношению к ней на угол  $\theta_2$

$$A_2(z=0) = \exp(-x^2/a_2^2 + i k_2 \theta_2 x),$$

а волна на суммарной частоте на входе в среду отсутствует.

Получим значение эффективной дисперсионной расстройки  $\Delta k_{eff}$  для такого неколлинеарного взаимодействия, используя подстановку  $A_2 \sim \exp(-iq_2 z + ik_2 \theta_2 x)$ ,  $A_3 \sim \exp(-iq_3 z + ik_3 \theta_3 x)$  и учитывая, что  $k_2 \theta_2 = k_3 \theta_3$ . Тогда

$$\Delta k_{eff} = q_2 - q_3 = \Delta k_3 - k_2 (k_1 - \Delta k_3) \theta_2^2 / 2k_3 + (\beta_3 - \beta_2) k_2 \theta_2.$$

Воспользовавшись результатами, полученными в [1-3], запишем уравнение для сигнальной волны

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} - \beta_2 \frac{\partial A_2}{\partial x} + i D_2 \frac{\partial^2 A_2}{\partial x^2} = i k_2 n_{nl}(x) A_2, \quad n_{nl} = -\gamma_2 \gamma_3 |A_1|^2 / \Delta k_{eff} k_2.$$

Используя приближение геометрической оптики, получим уравнение траектории сигнала.

$$\frac{dx}{dz} = \pm \sqrt{(\theta_2 + \beta_2)^2 - 2(n_{nl}(x) - n_{nl}(x_0))}.$$

Из уравнения видно, что отражение произойдет при выполнении условия

$$(\theta_2 + \beta_2)^2 \leq 2 \max\{n_{nl}(x) - n_{nl}(x_0)\}.$$

Для этого необходима, чтобы каскадная нелинейность была дефокусирующей, а, следовательно, эффективная расстройка отрицательной:



$$\Delta k_{eff} = \Delta k_3 - k_2(k_1 - \Delta k_3)\theta_2^2/2k_3 + (\beta_3 - \beta_2)k_2\theta_2 < 0.$$

Рассмотрим специфические черты взаимодействий различного типа.

При "оое" взаимодействии имеем  $\beta_2 = 0$ ,  $\beta_3 \neq 0$ . Так как снос энергии происходит место только на суммарной частоте, то модифицируются лишь дисперсионные соотношения. Пусть  $\Delta k_3 = 0$ , тогда  $\Delta k_{eff} = -k_2k_1\theta_2^2/2k_3 + \beta_3k_2\theta_2$ . Если  $\beta_3 > k_1\theta_2/2k_3$ , то эффективная расстройка меняет знак, каскадная нелинейность становится фокусирующей и отражение становится невозможным.

Для "оео" взаимодействия снос энергии происходит на сигнальной частоте:  $\beta_2 \neq 0$ ,  $\beta_3 = 0$ . Здесь изменяются дисперсионные соотношения, а начальный угол наклона сигнала  $\theta_2$  заменяется углом наклона лучевого вектора ( $\theta_2 + \beta_2$ ). Если  $\beta_2 < -k_1\theta_2/2k_3$ , то отражение исчезает.

При реализации "оее" взаимодействия с  $\beta_2 \neq 0$ ,  $\beta_3 \neq 0$  модифицируются дисперсионные соотношения, а начальный угол наклона сигнала заменяется углом наклона лучевого вектора. Заметим, что если величины углов анизотропии на сигнальной и суммарной частотах одинаковы, то дисперсионные соотношения остаются такими же, как и для изотропной среды, однако траектория сигнала меняется.

Работа выполнена при поддержке грантами «Ведущие научные школы» НШ-671.2008.2, РФФИ № 08-02-00717, 06-02-16801. В.Е. Лобанов также благодарит за финансовую поддержку Программу Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых - грант МК-1496.2007.2 и Фонд некоммерческих программ «Династия».

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков // Изв. РАН. Сер. физ. 2005. Т. 69. № 12. С. 1775.
2. A.P. Sukhorukov, V.E. Lobanov, S.V. Ermakova // Proc. of SPIE. 2006. V. 6181. 61810S.
3. В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков, А.Ж. Цырендоржиев, А.А. Калинович // Изв. РАН. Сер. физ. 2006. Т. 70, № 12. С. 1731.
4. М.Б. Виноградова, О.В. Руденко, А.П. Сухоруков "Теория волн" М.: Наука, 1990, 432 с.
5. В.Г. Дмитриев, Л.В. Тарасов "Прикладная нелинейная оптика" М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004. 512 с.

## ДИФРАКЦИЯ ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА УЛЬТРАЗВУКЕ В КРИСТАЛЛАХ ТЕЛЛУРА

Г.А. Князев, В.Б. Волошинов

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Явление дифракции света на акустических волнах широко используется для контроля характеристик оптического излучения [1]. Акустооптические приборы успешно работают в ультрафиолетовом, видимом, ближнем и среднем инфракрасном диапазонах оптического спектра. Однако разработка эффективных акустооптических устройств, предназначенных для применений в среднем и дальнем инфракрасном диапазонах с длинами волн  $\lambda > 5$  мкм, остается нерешенной задачей акустооптики. Основные трудности связаны с обратно пропорциональной зависимостью эффективности дифракции от квадрата длины волны света. Расчет показывает, что для работы в среднем и дальнем инфракрасном диапазоне с такой же высокой эффективностью, какую в видимом свете обеспечивает кристалл парателлуриата, необходимы материалы с коэффициентом акустооптического качества не менее  $M_2 = 100 \cdot 10^{-15} \text{ с}^3/\text{г}$ .

На сегодняшний день список акустооптических кристаллов, пригодных для использования в дальнем инфракрасном диапазоне, ограничен кристаллами германия (*Ge*), *TAS* ( $Tl_3AsSe_3$ ), каломели ( $Hg_2Cl_2$ ), бромида ртути ( $Hg_2Br_2$ ) и теллура (*Te*). Все эти материалы, кроме теллура, характеризуются относительно низким акустооптическим качеством  $M_2 \leq 4.5 \cdot 10^{-15} \text{ с}^3/\text{г}$ . Более того, только монокристаллы *TAS* и каломели были использованы в акустооптических приборах для спектральной фильтрации излучения и обработки изображений в дальней инфракрасной области спектра. Применение этих кристаллов в дальнем инфракрасном диапазоне оказалось менее успешным, чем парателлуриата в видимом и ближнем инфракрасном свете. Главная причина этого недостатка - малая величина коэффициента акустооптического качества инфракрасных кристаллов.

Анализ литературных данных показал, что в качестве среды взаимодействия света и звука в инфракрасном диапазоне перспективно применение кристаллов теллура. Интерес к теллуру объясняется чрезвычайно большой величиной его коэффициента акустооптического качества  $M_2 > 100 \cdot 10^{-15} \text{ с}^3/\text{г}$ . Однако возможность применения теллура в акустооптических устройствах остается не доказанной.

Известно, что в акустооптических устройствах сканирования и фильтрации света целесообразно применение анизотропной дифракции Брэгга [1]. Поэтому основной целью настоящей работы являлось изучение оптических, акустических и акустооптических свойств теллура в режиме анизотропной дифракции света.

Монокристаллический теллур является полупроводниковым кристаллом с достаточно малой шириной запрещенной зоны 0,3 эВ, которой определяется диапазон его прозрачности  $\lambda = 4 - 25$  мкм. Как показали проведенные исследования, основным недостатком теллура является высокое поглощение энергии необыкновенной световой волны.

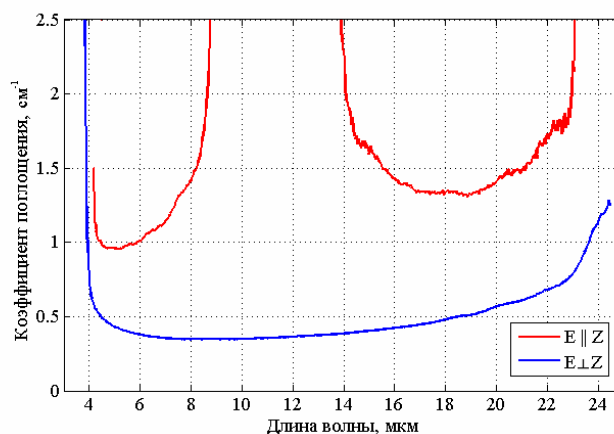


Рис. 1. Зависимость коэффициента поглощения теллура от длины волны света

На рисунке 1 показана измеренная зависимость коэффициента поглощения теллура от длины волны света. Из рисунка видно, что в полосе  $\lambda = 8 - 14$  мкм коэффициент поглощения материала превышает  $4 \text{ см}^{-1}$ . С другой стороны, проведенные расчеты доказывают, что коэффициент качества кристалла принимает большие значения, если свет распространяется вдали от оптической оси. Поэтому при разработке фильтров необходим выбор оптимального соотношения между эффективностью дифракции и поглощением света в материале.

Для исследования кристалла была выбрана следующая геометрия ячейки: плоскость акустооптического взаимодействия совпадала с плоскостью  $YZ$ , а ультразвук распространялся под углом  $80^\circ$  к оси  $Z$ . На рисунке 2 показана схема акустооптического фильтра, использующего данную геометрию взаимодействия. Как видно, падающий свет с обыкновенной поляризацией распространялся под углом  $22^\circ$  к оптической оси. При этом угол между прошедшим и дифрагировавшим лучами превышал  $12^\circ$ , а дифрагировавший свет испытывал полное внутреннее отражение в кристалле. Таким образом, данный фильтр мог использоваться только в заграждающем режиме работы.

В результате измерений было обнаружено, что коэффициент акустооптического качества теллура достигал величины  $M_2 = 16 \cdot 10^{-15} \text{ с}^3/\text{Г}$ . Это доказывает, что максимальная эффективность дифракции в данном фильтре может быть достигнута при мощности ультразвуковой волны  $P < 1 \text{ Вт}$ . Эксперимент также показал, что дифракция света с длиной волны  $\lambda = 10,6$  мкм наблюдалась в полосе частот ультразвука  $180 < f < 182 \text{ МГц}$ .

При изучении кристалла были определены и другие характеристики ячейки. На рисунке 3 показана зависимость угла Брэгга от частоты звука,

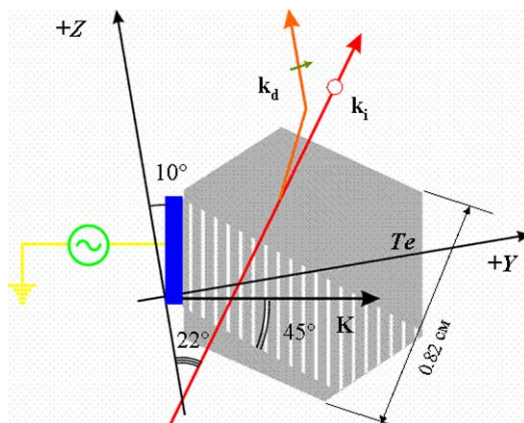


Рис. 2. Схема широкоапертурного фильтра на кристалле теллура

измеренная с помощью разработанной ячейки на теллуре. Точками на графике отмечены результаты эксперимента. Как следует из формы углочастотной зависимости, данный фильтр, действительно, является широкоапертурным. Дифракция света в ячейке наблюдалась в диапазоне

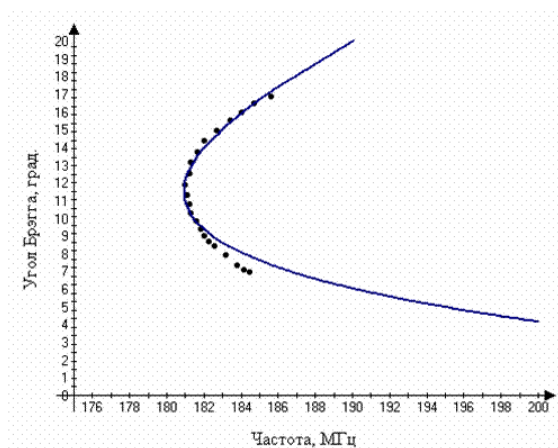


Рис. 3. Зависимость угла Брэгга от акустической частоты

углов Брэгга  $\Delta\theta = 26^\circ$ . Таким образом, экспериментально доказана возможность создания широкоапертурного фильтра на теллуре.

Работа выполнена при частичной поддержке грантом НШ-671.2008.2.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В.И. Балакший, В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков, “Физические основы акустооптики” М.: Радио и связь, 1985.
2. В.И. Балакший, В.Б. Волошинов, Г.А. Князев, Л.А. Кулакова // ЖТФ. 2008. №10. (в печати).

## АКУСТООПТИЧЕСКАЯ ДИФРАКЦИЯ В УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ПОЛЯХ, ВОЗБУЖДЕННЫХ КЛИНОВИДНЫМИ ПЬЕЗОПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯМИ НА ТРЕТЬЕЙ ГАРМОНИКЕ

А.В. Ревенко, В.И. Балакший

*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
физический факультет*

Работа посвящена теоретическому исследованию акустооптического (АО) взаимодействия в неоднородном акустическом поле, создаваемом пьезопреобразователем клиновидной формы. Рассчитаны электрические, акустические и АО характеристики ячеек с такими преобразователями. Основное внимание уделено особенностям работы ячеек при возбуждении пьезоэлектрической пластинки на ее третьей гармонике.

Известны работы [1,2], в которых преобразователи клиновидной формы исследовались в контексте решения проблемы расширения полосы рабочих частот преобразователя или создания акустического пучка со сканирующей диаграммой направленности. Однако применение таких преобразователей в акустооптике имеет ряд особенностей. Здесь знание интегральных характеристик преобразователя, таких как полоса частот и коэффициент преобразования электрической мощности в акустическую, недостаточно для оценки качества и пригодности преобразователя для решения АО задач. Важно также знать структуру акустического поля в АО ячейке и ее изменение с частотой ультразвука. В связи с этим задача решалась в два этапа: сначала были рассчитаны электрические и акустические характеристики пьезопреобразователя, а затем рассчитывались характеристики АО дифракции.

Показано, что клиновидные преобразователи позволяют существенно расширить полосу возбуждаемых акустических частот без заметного ухудшения эффективности преобразования электрической мощности в акустическую. Возбуждаемый акустический пучок имеет сложную структуру, характеризуемую как амплитудной, так и фазовой неоднородностью. Важно, что эта структура меняется при изменении частоты ультразвука. Поэтому характеристики акустооптического взаимодействия заметно отличаются от характеристик акустооптических ячеек с однородными по толщине преобразователями [3,4].

Обычно пьезопреобразователи работают на частотах вблизи их наименьшей собственной частоты. Однако известно, что они могут возбуждаться также и на нечетных гармониках. Но применяется это редко, поскольку с увеличением номера гармоники происходит сужение полосы генерируемых частот и уменьшение коэффициента преобразования электрической мощности в акустическую. Наши исследования показали, что при использовании клиновидных преобразователей эти негативные

особенности могут быть в значительной степени устранены.

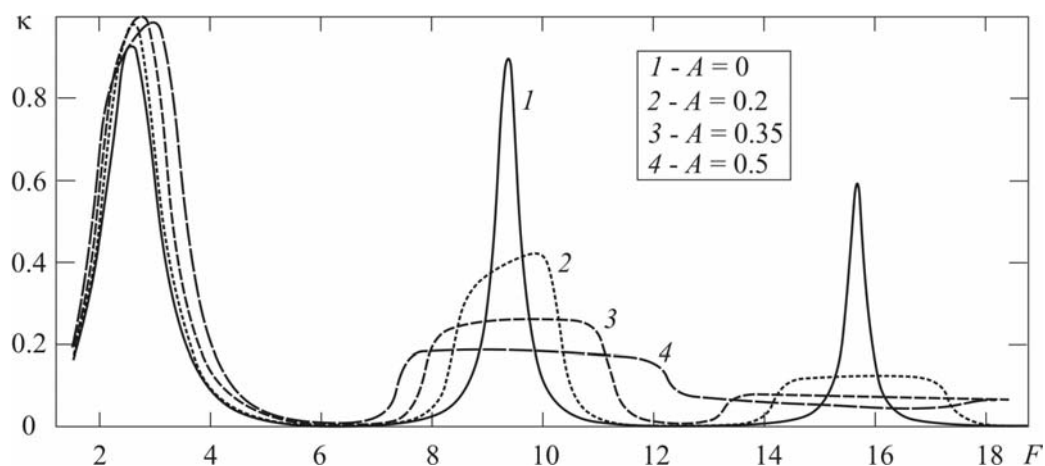


Рис.1. Частотная зависимость коэффициента преобразования

На рис. 1 представлены зависимости коэффициента преобразования электрической энергии в акустическую  $\kappa$  от нормированной частоты  $F = \Omega h_0 / V$  для разных значений нормированного угла клина преобразователя  $A = \alpha l / h_0$  ( $\Omega$  – циклическая частота,  $V$  – скорость звука,  $\alpha$  – угол клина,  $l$  – длина пластинки преобразователя в направлении распространения света,  $h_0$  – толщина пластинки в центре при  $x = l/2$ ). Показаны три области возбуждения преобразователя: на основной частоте, третьей и пятой гармониках. Случай  $A = 0$  соответствует однородному преобразователю толщиной  $h_0$ . Видно, что увеличение угла клина сопровождается расширением полосы частот преобразователя. Однако на третьей гармонике это расширение существенно больше, чем на основной. Например, для кривой 4 ( $\alpha = 0.24^\circ$ ) оно составляет 10.2 раза против 1.6 раза на основной частоте. Более того, на третьей гармонике полоса получается в 2.8 раза шире, чем для того же значения угла клина на основной частоте, а форма частотной характеристики приближается к П-образной. Такое заметное расширение полосы рабочих частот объясняется тем, что в клиновидном преобразователе на разных частотах эффективно возбуждаются различные участки пластинки. Это хорошо видно на рис. 2, где показано распределение амплитуды  $a(x)$  и фазы  $\varphi(x)$  вдоль поверхности пластинки на третьей гармонике. Разные кривые соответствуют разным частотам  $F$ . При увеличении частоты максимум возбуждения смещается влево к более тонкому концу пластинки.

Из рис. 1 следует, что расширение полосы частот сопровождается уменьшением коэффициента преобразования  $\kappa$ . Однако этот эффект может быть устранен путем подключения к преобразователю индуктивности такой величины, чтобы вместе с емкостью пьезопластины образовался колебательный контур, настроенный на третью гармонику.

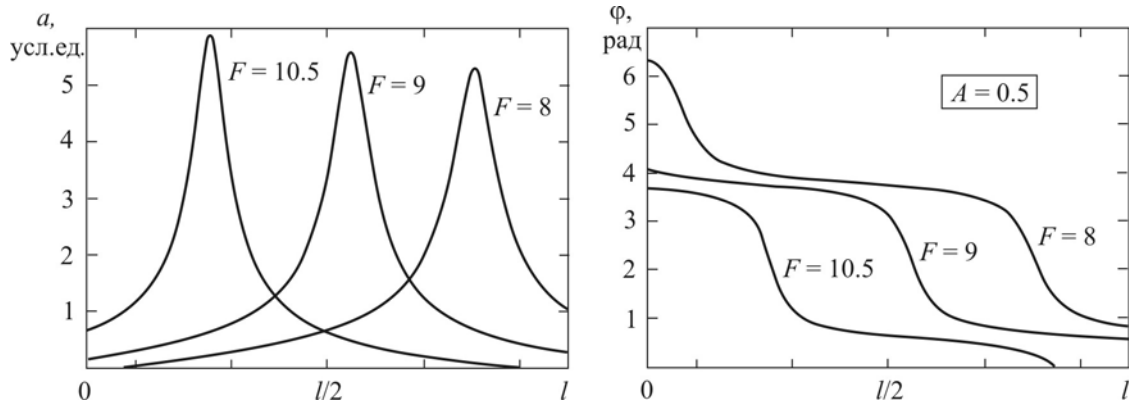


Рис. 2. Распределение амплитуды  $a$  и фазы  $\varphi$  акустической волны вдоль поверхности преобразователя

Это позволяет получить значения коэффициента преобразования, близкие к 100% (рис. 3).

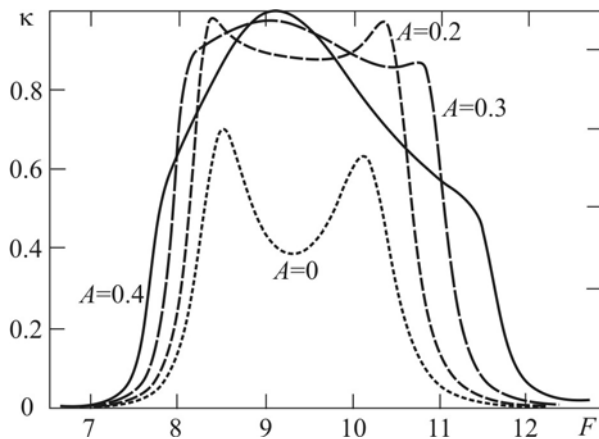


Рис. 3. Частотные характеристики преобразователя с индуктивностью

Амплитудная и фазовая неоднородность акустического поля существенно меняет закономерности АО дифракции. В работе исследованы амплитудные, частотные и угловые АО характеристики ячейки с преобразователем, работающим на третьей гармонике. Показано, что, несмотря на заметную фазовую расстройку, эффективность дифракции может достигать 100%. Но для этого требуется большая акустическая

мощность, чем в случае однородного преобразователя.

Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, гранты 06-07-89309 и 08-07-00498.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. M.A. Breazeale, G. Du, and D. Joharapurkar // J. Acoust. Soc. Amer. 1990. V. 88. P. S167.
2. L. German and J.D.N. Cheeke // IEEE Trans. 1993. UFFC-40. P. 140.
3. V.I. Balakshy // Proc. 5 World Congress on Ultrasonics WCU-2003, Paris, 2003. P. 573.
4. V.I. Balakshy, B.B. Linde, A.N. Vostrikova, // Molec. & Quant. Acoustics. V. 27. P. 7.

## ДИФРАКЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН НА НЕОДНОРОДНОСТЯХ, ИНДУЦИРОВАННЫХ В НЕЛИНЕЙНЫХ СРЕДАХ

А.К. Сухорукова<sup>1</sup>, А.П. Сухоруков<sup>2</sup>, В.Е. Лобанов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Российский государственный геологоразведочный университет

<sup>2</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

В работе впервые исследуется дифракция оптических пучков друг на друге в нелинейных средах. Анализ трехволнового взаимодействия  $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$  с большой расстройкой волновых векторов показывает, что благодаря каскадному механизму среда становится оптически неоднородной для сигнала. Нами было выведено следующее уравнение для огибающей сигнальной волны [1]:

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + i \Delta_{\perp} D_2 A_2 = -i(\gamma_2 \gamma_3 / \Delta k) |A_1|^2 A_2, \quad (1)$$

где  $\Delta k = k_{1z} + k_{2z} - k_{3z}$  - расстройка волновых векторов вдоль оси  $z$ ,  $\gamma_j = 2\pi \vec{e}_1 \hat{\chi}^{(2)} \vec{e}_2 \vec{e}_3 \omega_j / (cn_j)$  - коэффициент нелинейности,  $D_2 = 1/(2k_2)$  - коэффициент дифракции,  $a$  - ширина пучка,  $A_1(x, y, z)$  - огибающая пучка накачки.

$$A_2(x, y, 0) = E_2(x - d_s, y) \exp(i\theta x), \quad (2)$$

где  $\theta$  - начальный угол наклона пучка, и сигнальный пучок смещен относительно пучка накачки на величину  $d_s \gg a_1$ .

Численное моделирование дифракционных эффектов в среде с индуцированными неоднородностями выполнено для гауссовых пучков с огибающими вида  $A_j(x, y) = A_{j0} \exp(-[(x-d_j)^2 + y^2]/a_j^2) \exp(-i\theta x)$  при следующих условиях:  $A_{10}=1$ ,  $A_{20}=0.01$ ,  $A_{30}=0$ ;  $D_1=0.05$ ,  $D_2 = 0.05/2$ ,  $D_3 = 0.05/3$ ;  $\gamma_1 = 30$ ,  $\gamma_2 = 60$ ,  $\gamma_3 = 90$ . В разных вариантах менялись ширины пучков, расстояние между ними, угол наклона сигнального пучка.

Рассмотрим сначала дифракцию сигнального пучка на отталкивающей неоднородности, созданной пучком накачки благодаря дефокусирующей каскадной нелинейности при несинхронном трехчастотном взаимодействии в квадратичной среде. На рис. 1 представлена динамика дифракции узкого и широкого сигнального пучка.



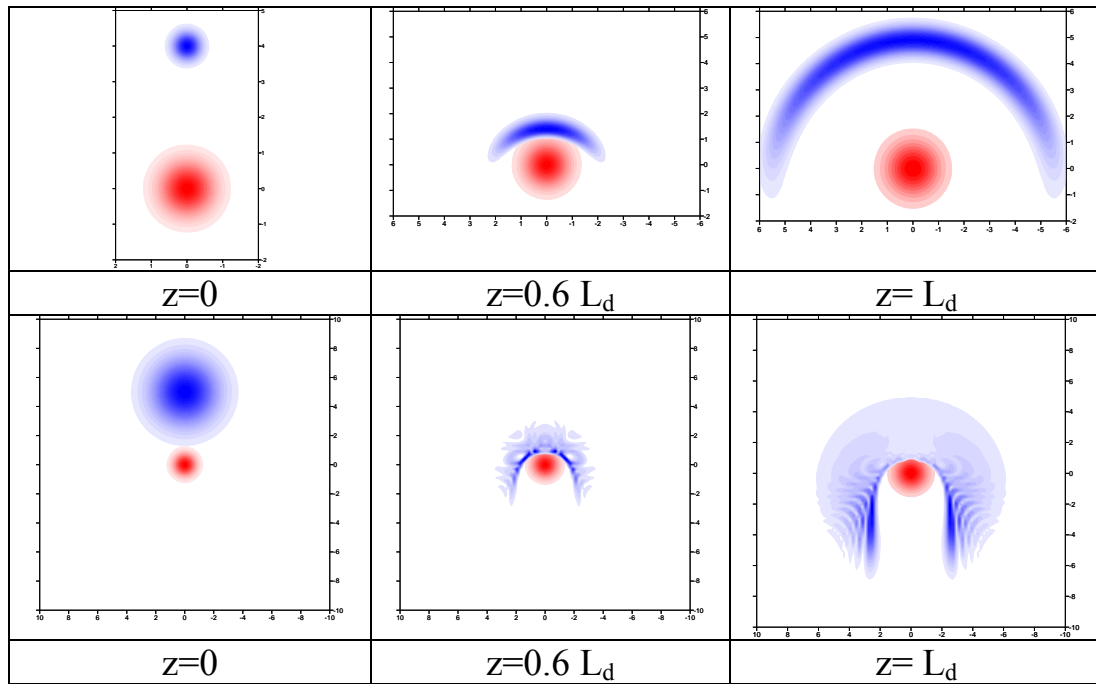


Рис. 1. Дифракция узкого (верхний ряд для  $a_1 = 1$ ,  $a_2 = 0.5$ ,  $d = 5$ ) и широкого (нижний ряд для  $a_1 = 1$ ,  $a_2 = 3$ ,  $d = 5$ ) сигнального пучка (синий цвет) на неоднородности, индуцированной пучком накачки (красный цвет). Показаны сечения пучков на разных расстояниях, пройденных в квадратичной среде. Наклон сигнального пучка  $\varphi_2 = 35$ .

На рис. 1 видно, что узкий пучок отражается от пучка накачки как от выпуклого параметрического зеркала (см. верхний ряд). Широкий пучок (нижний ряд) обтекает препятствие - пучок накачки; причем за ним образуется обширная область тени, которая не замывается дифракцией. В результате сигнальная волна как бы разрезается пучком накачки на две части.

Чрезвычайно интересные явления возникают при взаимодействии сигнального пучка с двумя пучками накачки, между которыми образуется щель. Характер дифракции сигнальной волны зависит от соотношения между шириной щели  $d_g = (d - 2a_1)$  и диаметром падающего пучка  $2a_2$ , т.е. от параметра щели  $g = (d - 2a_1) / 2a_2$ . Если щель широкая,  $g \geq 1$ , то пучок целиком проходит через щель без отражения, см. рис. 2 в случае  $g=1$ . На рис. 2 можно видеть, что сигнальный пучок сначала сжимается в щели и непосредственно за ней, а затем расширяется из-за дифракции в свободном пространстве. На расстоянии  $z = 0.6 L_d$  пучки накачки смыкаются из-за дифракционного расплывания и щель при  $z = L_d$  замыкается.

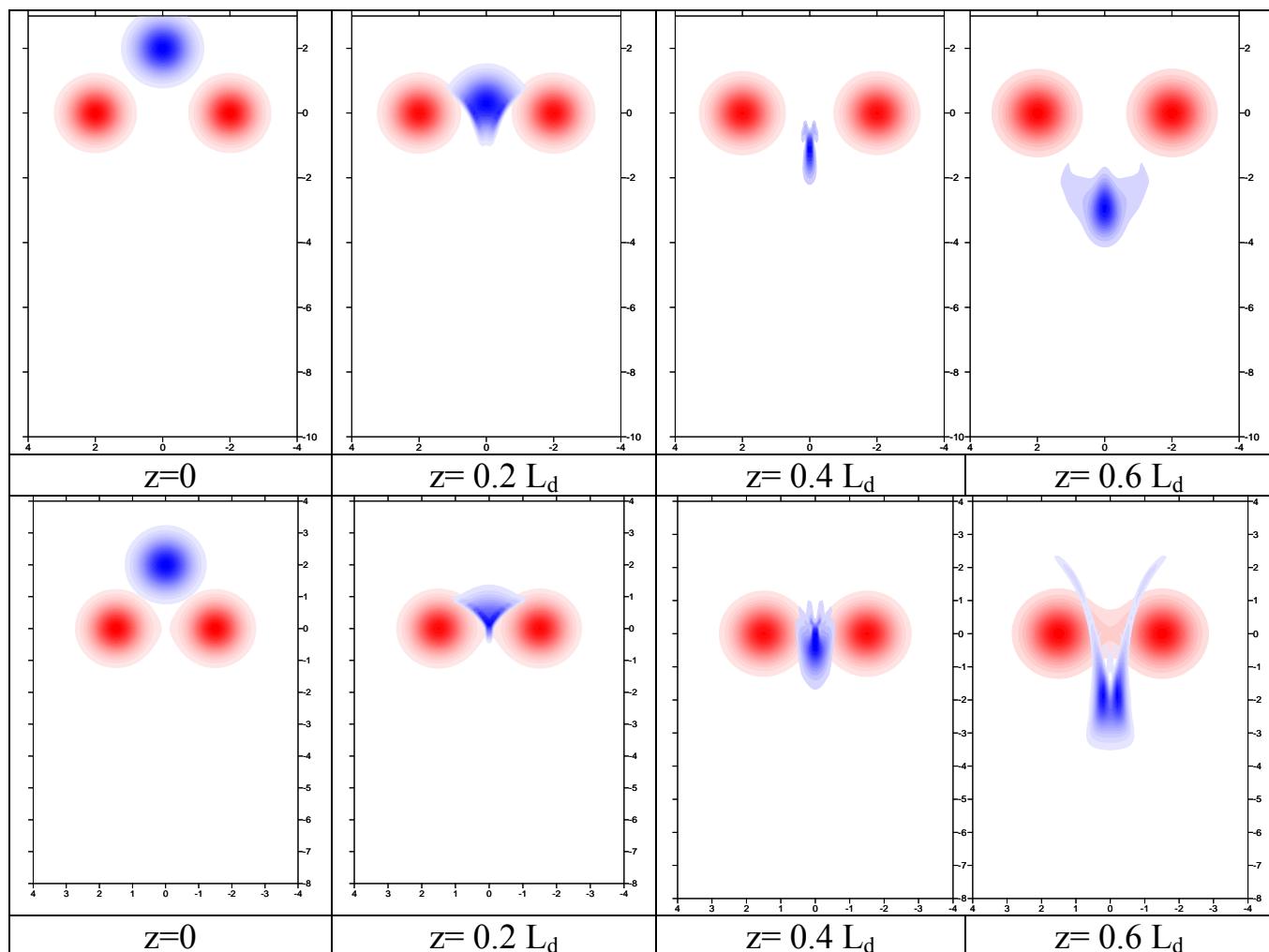


Рис. 2. Дифракция сигнального пучка на широкой (верхний ряд для  $g = 1$ ) и узкой (нижний ряд для  $g = 0.5$ ) щели, расположенной между двумя пучками накачки. Наклон сигнального пучка  $\varphi_2 = 35$ .

Нами также исследована дифракция в фоторефрактивном кристалле, когда лазерный пучок создает цилиндрическую неоднородность и на ней дифрагирует сигнальная волна. При распространении сигнальной волны перпендикулярно оси цилиндра неоднородность почти прозрачна, а при полном внутреннем отражении становится непрозрачной. Здесь также можно реализовать полное внутренне отражение, создать нелинейное выпуклое зеркало, образовать щель между двумя лазерными пучками и т.д.

В заключение отметим, что применение нелинейно-оптических взаимодействий волновых пучков позволяет имитировать дифракционные явления на прозрачных и непрозрачных телах разнообразной формы. Причем границы тел могут быть размытыми.

Работа выполнена при поддержке грантами «Ведущие научные школы» НШ-671.2008.2, РФФИ № 08-02-00717, 06-02-16801.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков // Изв. РАН. Сер. физ. 2005. Т. 69. № 12. С. 1775.

## О КОМПРЕССИИ ФАЗОМОДУЛИРОВАННЫХ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ В ДИСПЕРГИРУЮЩЕЙ СРЕДЕ

О.И. Пасека, В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков

*Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, кафедра радиоп физики*

Предельно короткие оптические импульсы (ПКИ), содержащие несколько колебаний электромагнитного поля, находят все более широкое применение в нелинейной оптике, медицине, спектроскопии и диагностике сверхбыстрых процессов и материалов, в лазерной физике при изучении взаимодействия света с веществом и других областях [5-7]. Особый интерес привлекает возможность применения их в телекоммуникационных системах, т.к. с укорочением длительности импульсов возрастает плотность информации. Однако эффективному взаимодействию импульсов и передаче таких сигналов на достаточно большие расстояния препятствуют дисперсионное расплывание. В обычных условиях однопериодный оптический импульс значительно уширяется на весьма малых расстояниях.

Для описания динамики распространения предельно коротких импульсов будем использовать метод медленно меняющегося профиля электрического поля [1,2,4,8], который позволяет свести анализ уравнений

Максвелла  $\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P_{\text{инт.}}}{\partial t^2}$  к решению уравнения

$$\frac{\partial E}{\partial z} - D \frac{\partial^3 E}{\partial \tau^3} = 0 \quad (1)$$

Зададим на входе в среду гауссов импульс с квадратичной фазовой модуляцией с косинусоидальными осцилляциями поля

$$E(z=0, \tau) = E_0 \exp(-\tau^2 / T_0^2) \cos(\omega_0 \tau - \beta \tau^2 / 2) \quad (2)$$

или с синусоидальными осцилляциями

$$E(z=0, \tau) = E_0 \exp(-\tau^2 / T_0^2) \sin(\omega_0 \tau - \beta \tau^2 / 2), \quad (3)$$

где  $\beta$  - параметр чирпа частоты. Если импульс (2) описывается четной функцией и имеет конечную величину площади  $I_2 = \int E(z, \tau) d\tau$ , то второй импульс задается нечетной функцией с нулевой площадью. Задача (1-3) решалась численно. При численном моделировании контролировалось постоянство интегралов движения

$$I_1 = \int E^2(z, \tau) d\tau, \quad I_2 = \int E(z, \tau) d\tau, \quad I_3 = \int \left( \frac{\partial E(z, \tau)}{\partial \tau} \right)^2 d\tau. \quad \text{Среднеквадратичная}$$

длительность импульса определялась согласно [3] с помощью интегрального выражения

$$T^2(z) = \frac{\int [\tau - \tau_c(z)]^2 E^2(z) d\tau}{\int E^2(z) d\tau}, \quad (4)$$

где  $\tau_c(z) = \frac{\int \tau E^2(z) d\tau}{\int E^2(z) d\tau}$  - положение центра диспергирующего импульса.

Результаты численного моделирования компрессии сигнала типа (2) для параметров  $D=0.01$ ,  $T_0=10$ ,  $\omega_0=1$ ,  $\beta=0.05$  показаны на рис. 1, 2.

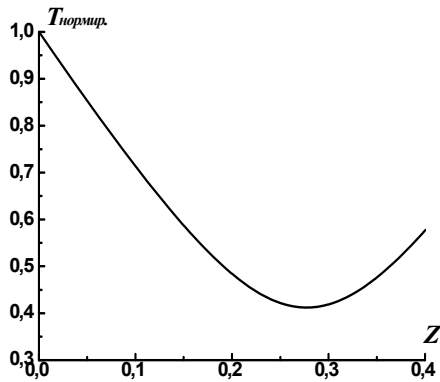


Рис. 1. Изменение длительности ФМ импульса с расстоянием.

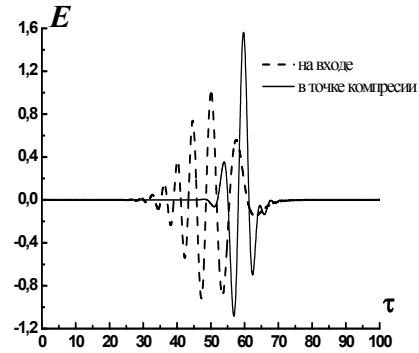


Рис. 2. Динамика компрессии импульса с квадратичной модуляцией фазы.

Весьма важный вопрос при осуществлении компрессии состоит в том, до какой предельно малой длительности можно сжать импульс и какой индекс модуляции  $\beta$  надо внести в импульс. На рис. 3 показана зависимость минимальной длительности от параметра  $\beta$  при компрессии импульса типа (2) длительностью  $T_0=10$  и частотой осцилляций  $\omega_0=1$  (треугольники) и типа (3) с теми же параметрами (темные кружки) в среде с  $D = 0.01$ .

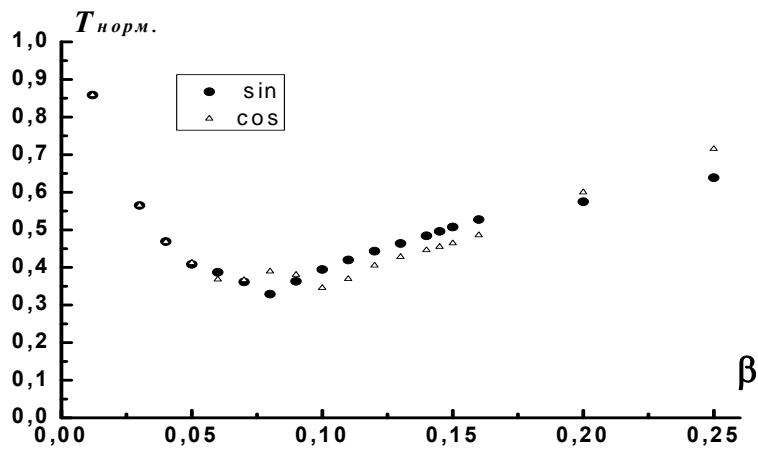


Рис.3. Динамика изменения длительности импульса от  $\beta$  для сигналов (2), (3).

Как видим, существует оптимальное значение  $\beta_{opt} \approx 0.1$ , при котором достигается минимальная длительность импульса  $T_c \approx 0.3T_0$ . При дальнейшем увеличении индекса модуляции импульс в точке компрессии сильно искажается, в результате чего его эффективная длительность увеличивается. Оптимальную величину параметра  $\beta$  можно оценить следующим образом. Как известно, в ходе компрессии ширина спектра не меняется. На входе в среду спектральная ширина ФМ импульса (2), (3) равна  $\Delta\omega_\beta = \frac{2}{T_0} \sqrt{1 + \beta^2 T_0^4 / 4}$  [3]. При сильной модуляции ширина  $\Delta\omega_\beta = \beta T_0$ .

В точке компрессии фазовой модуляцией импульса можно пренебречь, и ширина спектра будет определяться длительностью одного периода  $T_{osc} = 2\pi/\omega_0$ , а именно  $\Delta\omega_{osc} = 2\pi/\omega_0$ . Приравнявая эти две ширины  $\Delta\omega_\beta = \Delta\omega_{osc}$ , получим соотношение  $\beta_{opt} \approx \omega_0/T_0$ . Для  $T_0=10, \omega_0=1$  находим  $\omega_0/T_0 \approx 0.1$ , что согласуется с полученной выше величиной на рис. 3. Величина  $\beta_{opt}$  накладывает ограничение сверху на индекс модуляции частоты: при  $\beta > \beta_{opt}$  импульс не укорачивается, а наоборот – удлиняется. Таким образом сжатие импульса до одного периода исходных осцилляций поля можно получить при оптимальной компрессии с  $\beta = \beta_{opt}$ .

В заключение отметим, что в работе развита теория укорочения импульса с квадратичной фазовой модуляцией. Найдена оптимальная величина индекса модуляции для достижения максимального сжатия.

Работа выполнена при поддержке грантами «Ведущие научные школы» НШ-671.2008.2, РФФИ № 06-02-16801, 08-02-00717. В.Е. Лобанов также благодарит за финансовую поддержку Программу Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых - грант МК-1496.2007.2 и фонд «Династия».

#### ЛИТЕРАТУРА

1. С.А. Козлов "Спектральные уравнения в фемтосекундной нелинейной оптике"// в кн. "Проблемы когерентной и нелинейной оптики" СПб, СПбГУ ИТМО, 2000. С. 143.
2. С.А. Ахманов, В.А. Вислоух, А.С. Чиркин "Оптика фемтосекундных лазерных импульсов" М.: Наука, 1988.
3. М.Б. Виноградова, О.В. Руденко, А.П. Сухоруков "Теория волн" М.: Наука, 1990.
4. С.А. Козлов, С.В. Сазонов // ЖЭТФ. 1997. Том 111. Вып. 2. С. 404.
5. T. Brabec, F. Krausz // Phys Rev. Lett. 1997. V 78. P. 3282.
6. T. Brabec, F. Krausz // Rev. Mod. Phys. 2000. V 72. P. 545.
7. M.A. Porras // Phys. Rev. A. 1999. V. 60. P. 5069.
8. С.А. Козлов, В.В. Самарцев "Оптика фемтосекундных лазерных импульсов" СПб, СПбГУ ИТМО, 2007.