

КОГЕРЕНТНЫЕ И НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНОВЫЕ ЯВЛЕНИЯ

Исследование продольной однородности волноводных структур, оптически индуцированных в кристалле ниобата лития с фоторефрактивным поверхностным слоем поточечным методом	
<i>А.Д. Безпальий, В.М. Шандаров</i>	4
Влияние магнитного поля на двумерные световые пучки в неоднородной среде углеродных нанотрубок	
<i>М.Б. Белоненко, И.С. Двужилов, Ю.В. Невзорова</i>	7
Определение показателя преломления волновода лазерного диода с использованием диаграммы направленности его излучения	
<i>В.В.Близнюк, О.И.Коваль, В.А.Паршин, А.Г.Ржанов, А.Е.Тарасов</i>	9
Особенности температурной зависимости спектральной характеристики лазерного диода с удвоителем частоты генерации	
<i>В.В. Близнюк, О.И. Коваль, В.А. Паршин, А.Г. Ржанов, А.Е. Тарасов</i>	11
Усиление экваториального эффекта Керра в магнитоплазмонных структурах с активным слоем	
<i>О.В. Боровкова, Г.А. Князев, П.О. Капралов, С.А. Дагесян, А.Н. Калиш, В.И. Белотелов</i>	14
Нелинейные волны в невырожденных бистабильных полимерных системах	
<i>А.Н. Бугай</i>	18
Стабилизация лазера резонатором с МШГ	
<i>Ю.А. Демченко</i>	20
Аномальная генерация высоких частот при нелинейном детектировании	
<i>Д.Ю. Загурский, И.Г. Захарова, В.А. Трофимов</i>	24
Распространение трехмерных оптических пучков в квадратично-нелинейных средах	
<i>А.А. Калинович, М.В. Комиссарова, И.Г. Захарова, С.В. Сазонов</i>	26
Импульсный режим генерации второй гармоники в планарном волноводе	
<i>А.А. Калинович, И.Г. Захарова, М.В. Комиссарова, С.В. Сазонов</i>	28
Планарные волновые пучки в конденсате Бозе-Эйнштейна	
<i>А.А.Калинович, М.В.Комиссарова, И.Г.Захарова, И.Ю.Полякова</i>	31

Формирование чирпированного солитона при прохождении фемтосекундным импульсом слоя с неоднородным показателем преломления в среде с кубичной нелинейностью	
<i>А.А. Калинович, И.Г. Захарова, В.А. Трофимов</i>	34
Фотонное эхо в ансамбле квантовых точек CdSe/CdS/ZnS	
<i>К.Р. Каримуллин, А.И. Аржанов, А.В. Наумов</i>	36
Волны в длинной линии с сегнетоэлектрическими конденсаторами с отрицательной ёмкостью	
<i>О.С. Костромина, А.А. Потапов, И.В. Ракуть, А. Э. Рассадин</i>	38
Модуляция света в жидкокристаллических сегнетоэлектриках с субволновым шагом спирали при квадратичном электрооптическом эффекте	
<i>С.П. Котова, А.М. Майорова, Е.П. Пожидаев, С.А. Самагин</i>	42
Генерация платиконов с учетом дисперсии высшего порядка	
<i>В.Е. Лобанов, А.Е. Шитиков, А.В. Черенков, Г.В. Лихачев, М.Л. Городецкий</i>	44
Направленные электромагнитные волны на границе раздела диэлектрика и топологического изолятора	
<i>А.И. Маймистов, Е.И. Ляшко</i>	48
Эффект синхронной накачки в ВКР-лазере, возбуждаемым спектрально-многомодовым излучением	
<i>В.Ю. Маркевич</i>	50
Формирование запутанных состояний света в оптическом параметрическом генераторе с частично когерентной накачкой	
<i>В.О. Мартынов, В.А. Миронов, Л.А. Смирнов</i>	54
Оптико-терагерцовая конверсия в структурированной металлической среде	
<i>И.В. Оладышкин, Д.А. Фадеев, В.А. Миронов</i>	57
Генерация двойных оптических гребенок на основе микрорезонатора	
<i>Н.Г. Павлов, Г.В. Лихачев, С.Н. Коптяев, Н.М. Кондратьев, М.Л. Городецкий</i>	59
Магнитоиндуцированная генерация оптических гармоник в диэлектриках и полупроводниках	
<i>В.В. Павлов</i>	63
Фотоиндуцированные волноводные структуры в сегнетоэлектрическом кристалле ниобата лития с пироэлектрическим механизмом нелинейного отклика	
<i>А.С. Перин, Т.Л. Григорян, Б.М. Будаев, В.М. Шандаров</i>	65

Об аналитических подходах в современной нелинейной оптике коротких импульсов	
<i>С.В. Сазонов.....</i>	69
Исследование эволюции профилей фазовых дифракционных структур при их формировании бесселе-подобными световыми пучками в фоторефрактивном ниобате лития	
<i>И.А. Трушников, П.К. Сафронова, А.В. Инюшов, А. Саркыт, В.М. Шандаров.....</i>	71
Динамика супергауссовых импульсов в диссипативной среде	
<i>В.А. Халяпин, А.Н. Бугай.....</i>	74
Генерация керровской частотной гребенки в оптическом микрорезонаторе в полосе рамановского рассеяния	
<i>А.В. Черенков, Г.В. Лихачев, Н.М. Кондратьев, В.Е. Лобанов, М.Л. Городецкий.</i>	76
Взаимодействие волн на периодических структурах в фоторефрактивных и нелинейных и сегнетоэлектрических кристаллах: физические явления и приложения	
<i>С.М. Шандаров, В.В. Шепелевич</i>	78
Локализация энергии чирпированного фемтосекундного светового импульса в нелинейной периодической слоистой диэлектрической структуре	
<i>И.Г. Захарова, В.А. Трофимов, П.Ю. Шестаков.....</i>	79
Унифицированный подход к моделированию генерации высокочастотных и низкочастотных компонент спектра при ионизации диэлектрической среды предельно коротким импульсом	
<i>С.А. Штумпф, А.А. Королев, С.А. Козлов.....</i>	83
Магнитоплазмонные структуры со сверхдлиннопробежными плазмонными модами	
<i>Д.О. Игнатьева, П.О. Капралов, Г.А. Князев, С.К. Секацкий, М. Нюр-Е-Алам, М. Васильев, К. Аламех, В.И. Белотелов</i>	86

Исследование продольной однородности волноводных структур, оптически индуцированных в кристалле ниобата лития с фоторефрактивным поверхностным слоем поточечным методом

А.Д. Беспалый, В.М. Шандаров

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники
[id_alex@list.ru](mailto:alex@list.ru), ShandarovVM@svch.rk.tusur.ru

Элементы локализации оптического излучения и управления световыми потоками на основе фоторефрактивных материалов, такие как фазовые дифракционные решетки и волноводные структуры, являются неотъемлемой частью интегрально-оптических схем, приборов и устройств фотоники [1]. Одним из способов формирования голографических фотонных элементов в фоторефрактивных электрооптических кристаллах является оптическое индуцирование [2, 3], которое позволяет задавать различную топологию структур и управлять ею в процессе формирования таких элементов. Фоторефрактивную чувствительность кристаллов ниобата лития (LiNbO_3), танталата лития (LiTaO_3), стронций-бариевого ниобата ($\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$) и некоторых других можно изменять на несколько порядков, варьируя концентрацией вводимых примесей при легировании образцов через поверхность или в процессе выращивания кристаллов [4, 5].

При легировании кристаллов в процессе их выращивания повышение концентрации вводимых примесей ограничено ухудшением механических свойств объемных образцов вследствие возрастания числа дефектов и возникновения упругих напряжений. Современные технологии твердотельной диффузии, ионного обмена и ионной имплантации позволяют значительно повысить степень легирования поверхностного слоя материала, дополнительно делая возможным введение разных примесей (или их комбинаций) в разные области поверхности образца [4 - 6]. Результатом является возможность варьирования физических свойств приповерхностной области материала в широких пределах.

Целью данной работы является экспериментальное исследование продольной однородности канальных волноводных структур, оптически индуцированных в кристалле ниобата лития с легированным медью приповерхностным слоем.

Канальные оптические волноводы формировались методом поточечного экспонирования поверхности пластины LiNbO_3 Y-среза с размерами $30 \times 3 \times 15$ мм³ по осям X, Y, Z при смещении образца относительно светового пучка. Приповерхностная область пластины легирована ионами меди, толщина легированного слоя составляет около 100 мкм. Источниками света являлись YAG:Nd³⁺ лазер, работающий в непрерывном режиме, с длиной волны излучения $\lambda=532$ нм, а также полупроводниковый лазер ($\lambda=450$ нм). Поляризация экспонирующего излучения соответствовала обыкновенной волне кристалла, а его мощность составила $P=10$ мВт. Площадь поперечного сечения экспонируемой поверхности в разных экспериментах изменялась от ~300 до 2000 мкм².

Экспонированные области представляют собой 2 параллельные полосы, сформированные из 12 (Рис.1 а, б) и 25 (Рис.2 а, б) последовательно экспонированных точек с различным расстоянием между их центрами. Время экспонирования точки в разных экспериментах изменялось от 5 до 12 секунд, диаметр светового пучка по уровню половинной интенсивности составлял от 16 мкм.

Индуцированные в легированной поверхностной области LiNbO_3 неоднородности зондировались нефокусированным лазерным пучком с длиной волны излучения

$\lambda=633$ нм. Световые картины на выходной плоскости образца при зондировании нефокусированным пучком с диаметром 0,8 мм изучались с помощью анализатора лазерных пучков. Результаты оптического зондирования полученных канальных волноводных структур представлены на рис. 1.

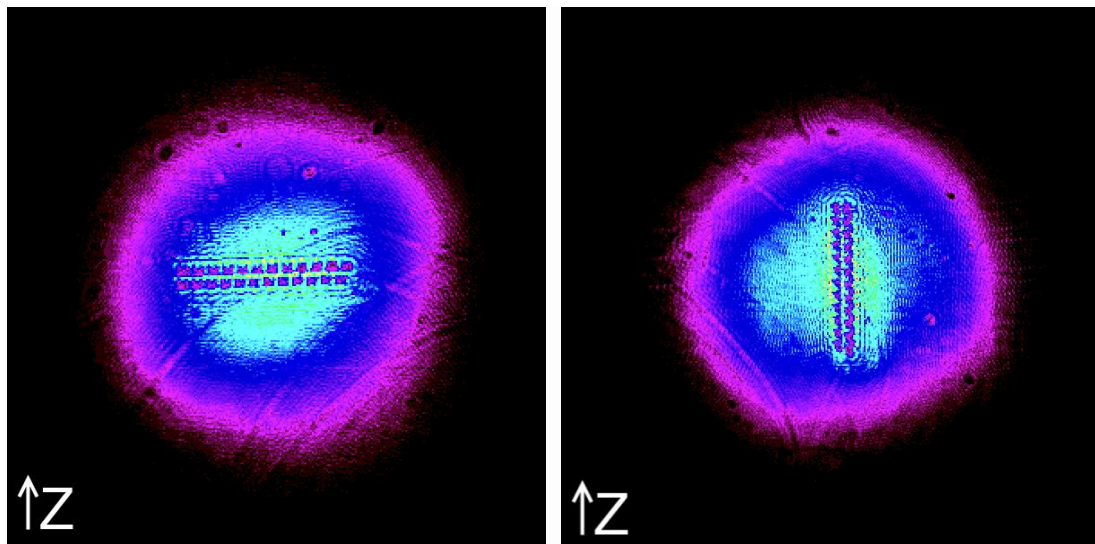


Рис. 1. Результат зондирования структуры, сформированной поточечным экспонированием с расстоянием между центрами точек 50 мкм

Рис. 1 иллюстрирует световые картины в ближней зоне, при зондировании образца параллельным пучком с диаметром 0,8 мм, $\lambda=633$ нм и $P \approx 1$ мВт. Рис. 1 а и б показывают картины световых полей при смещении экспонирующего светового пучка в направлениях, перпендикулярном оптической оси кристалла и вдоль этой оси. Две параллельные темные полосы с длиной ~ 575 мкм в центральной части соответствуют областям с продольно неоднородным пониженным показателем преломления. Расстояние между центрами полос оценивалось в 50 мкм. Промежуток, заключенный между ними – волноводная область.

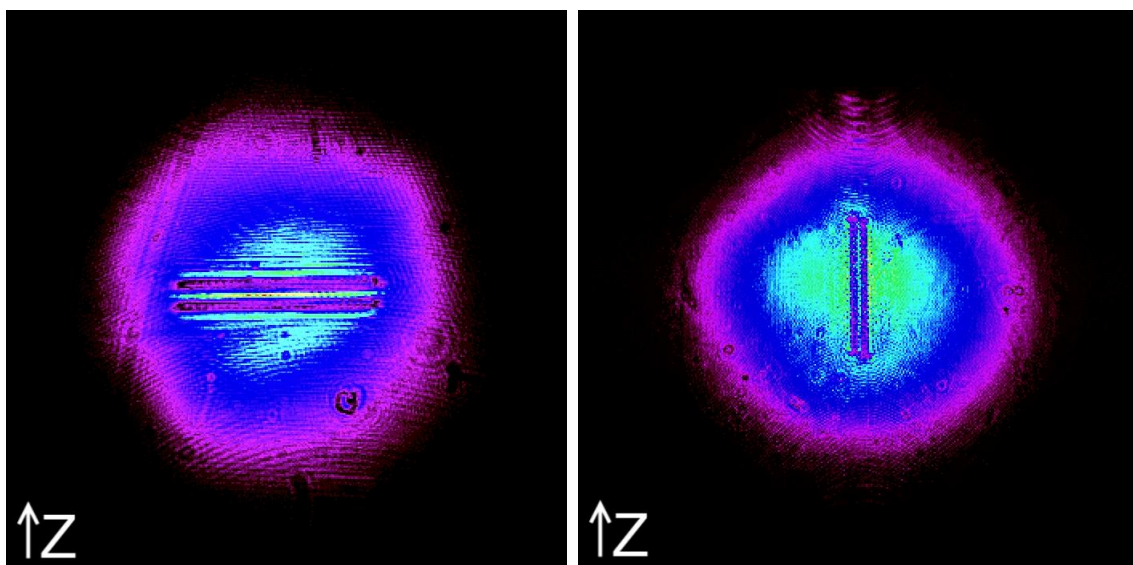


Рис. 2. Результат зондирования структуры, сформированной поточечным экспонированием с расстоянием между центрами точек 25 мкм

На рис. 2 а и б представлены световые картины, полученные при зондировании оптических неоднородностей, поточечно экспонированных перпендикулярно и вдоль оптической оси кристалла, соответственно. Расстояние между центрами точек составило 25 мкм. Продольные и поперечные размеры структуры в данном случае те же, что и в предыдущем случае (рисунок 1 а, б).

Как видно, при поточечном индуцировании образца с меньшим шагом, экспонированные области имеют более однородное в продольном направлении изменение показателя преломления, чем в случае, показанном на рисунке 1 а, б.

Также, при ориентации световой полоски вдоль оптической оси, формирование фоторефрактивных фазовых элементов считается запрещенным, однако поточечное экспонирование поверхности кристалла узким световым пучком показывает, что такая возможность появляется (рисунки 1б и 2 б).

Таким образом, продемонстрированы результаты влияния поточечного индуцирования канальных волноводных структур на их продольную однородность. Такие структуры допускают многократную оптическую реконфигурацию топологии, что представляет интерес в плане их использования в полностью оптических устройствах фотоники.

Работа выполнена в рамках проектной части Госзадания Минобрнауки РФ на 2017 – 2019 годы (проект по заявке 3.1110.2017/ПЧ).

ЛИТЕРАТУРА

1. М.П. Петров “Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике” СПб.: Наука. С.-Петербургское отд-ние, 1992.
2. П.А. Тренихин, В.М. Шандаров, Ф. Чен // Доклады ТУСУРа. Декабрь 2011. № 2 (24). Часть 2. С. 131-134.
3. A. Kanshu et al. // Appl. Phys. B. 2009. Vol. 95. № 3. P. 537–543.
4. D. Kip // Appl. Phys. B. 1998. V. 67. P. 131.
5. F. Chen // Appl. Phys. 2009. V. 106. N. 8. P. 081101.
6. B.K. Das // Optics Letters. 2004. V. 29. P. 165.

Влияние магнитного поля на двумерные световые пули в неоднородной среде углеродных нанотрубок

М.Б. Белоненко^{1,2}, И.С. Двужилов¹, Ю.В. Невзорова¹

¹Волгоградский государственный университет

²Волгоградский институт бизнеса

dvuzhilov.ilya@volsu.ru

Основная задача современной оптики – создание сред, с помощью которых можно образовывать и управлять оптическими сигналами. В качестве такой среды, в последнее время, использовали углеродные нанотрубки (УНТ). Внимание исследователей привлекла их важность в современной наноэлектронике, а также возможность использования в качестве среды для образования световых пульс. Световые пули представляют собой локализованные в пространстве импульсы электрического поля, вся энергия которых сосредоточена в ограниченной области пространства. В рамках данной статьи остается спорным вопрос, связанный с влиянием внешнего магнитного поля на динамику распространения двумерных предельно коротких оптических импульсов, а именно, то, что постоянное магнитное поле может сильно менять одноэлектронный спектр УНТ.

Повышенный интерес к такого рода импульсам во внешнем магнитном поле обусловлен очень широким спектром практических приложений, таких как, микроскопия сверхвысокого разрешения, передача информации по волоконно-оптическим линиям связи, манипуляции микро- и наночастицами, разработка устройств для обработки оптической информации и т.д. [1 – 4].

Рассмотрено распространение двумерных электромагнитных импульсов в массиве углеродных нанотрубок, причем постоянное магнитное поле параллельно переменному электрическому полю направлены вдоль оси нанотрубок.

Исследование электронной структуры УНТ, как правило, проводится в приближении сильной связи в рамках анализа динамики π -электронов. Радиус УНТ считается много меньшим по сравнению с характерным размером световой пули, что позволяет пренебречь пространственной неоднородностью поля в трубках.

Закон дисперсии электронов в присутствии магнитного поля параллельного оси нанотрубки есть [5]:

$$\varepsilon_s(k_x, k_y, H) = \pm \gamma \sqrt{1 + 4 \cos\left(ap_z \frac{3ak_z}{2}\right) \cos\left(\frac{\sqrt{3}ak_x}{2}\right) + 4 \cos^2\left(\frac{\sqrt{3}ak_x}{2}\right)} \quad (1)$$

где $a=1.4 \text{ \AA}$, k_z – волновой вектор вдоль оси трубки, $k_x = \frac{2\pi}{\sqrt{3}aM_0} \left(s + \frac{\Phi}{\Phi_0}\right)$, Φ – магнитный поток через поперечное сечение трубки, $\Phi_0 = \frac{\hbar c}{e}$, $s = 1, 2, \dots, M_0$, M_0 – количество гексагонов по периметру нанотрубки.

Уравнения Максвелла для случая немагнитных диэлектрических сред, в которую они помещены, и с учетом калибровки Кулона $\mathbf{E} = -1/c \cdot \partial \mathbf{A} / \partial t$ приводятся к виду:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial y^2} - \frac{n^2(x, y)}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} = 0 \quad (2)$$

где E – электрическое поле световой волны, j – плотность электрического тока, обусловленный своим появлением воздействию электрического поля импульса на электроны в зоне проводимости углеродных нанотрубок, t – время, c – скорость света в среде.

Выражение для плотности тока представлено в виде:

$$j = e \sum_{ps} v_s \left(p - \frac{e}{c} A(t) - \frac{e}{c} A_0(t) \right) \langle a_{ps}^+ a_{ps} \rangle \quad (3)$$

в котором $v_s(p) = \partial \varepsilon_s(p) / \partial p$, и угловые скобки означают усреднение с неравновесной матрицей плотности $\rho(t)$: $\langle B \rangle = Sp(B(0)\rho(t))$. Учитывая, что $[a_{ps}^+ a_{ps}, H] = 0$, из уравнений движения для матрицы плотности получаем, что $\langle a_{ps}^+ a_{ps} \rangle = \langle a_{ps}^+ a_{ps} \rangle_0$, где $\langle B \rangle_0 = Sp(B(0)\rho(0))$.

Начальное условие для вектор-потенциала электрического поля световой пули выбиралось в гауссовой форме. Шаги по времени и координате определялись из стандартных условий устойчивости, и уменьшались до тех пор, пока решение не изменялось в восьмом значащем знаке. Как показали результаты численных расчетов, распространение двумерной световой пули в присутствии магнитного поля является, а также удалось установить влияние периода неоднородности среды на скорость распространения предельно короткого оптического импульса, а именно при увеличении периода решетки предельно короткий импульс распространяется быстрее.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.V. Zhukov et al. // J. Appl. Phys. 2013. V. 114. P. 143106.
2. N. Bozinovic et al. // Science, 2013. Vol. 340. P. 1545.
3. E. Abramochkin et al. // Laser Physics, 2006. V. 16. P. 842-848.
4. M.B. Belonenko et al. // Modern Phys. Let. B. 2016, V. 30, No. 28. P. 1650345.
5. М.Б. Белоненко и др. // Письма в ЖЭТФ. 2010. Т. 91. Вып. 9. С 506-510.

Определение показателя преломления волновода лазерного диода с использованием диаграммы направленности его излучения

В.В.Близнюк¹, О.И.Коваль¹, В.А.Паршин¹, А.Г.Ржанов², А.Е.Тарасов¹

¹Национальный исследовательский университет «МЭИ»,

²Физический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова
40595141@mail.ru, olgaivanovna_koval@yandex.ru, rjanov@mail.ru

При диагностике лазерных диодов большое внимание уделяется анализу диаграммы направленности их излучения в свободное пространство. Эффективность этого анализа возрастает, если удастся найти в явном виде функцию $f(\theta)$, описывающую эту диаграмму.

Ранее [1] было установлено, что в случае генерации лазерного диода на фундаментальной моде во всем диапазоне значений полярного угла θ выполняется условие:

$$f(\theta) = G^2(\theta) \exp(-A^2 \sin^2 \theta) \quad (1)$$

где $G^2(\theta)$ - квадрат углового фактора Гюйгенса, который в случае генерации на фундаментальной моде TE_0 определяется по формуле [2]:

$$G^2(\theta) = \left(\frac{1 + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}}{\cos \theta + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}} \cos \theta \right)^2, \quad (2)$$

где n - показатель преломления материала, из которого выполнен волновод;

$$A^2 = \frac{\ln[2G^2(\theta_{1/2})]}{\sin^2 \theta_{1/2}}, \quad (3)$$

$\theta_{1/2}$ - значение полярного угла θ , при котором функция $f(\theta)$ равна 0,5, то есть половина полного угла расходимости излучения лазерного диода.

Из (2) следует, что вид функции полностью определяется показателем преломления материала, из которого сделан волновод. Этот параметр известен не всегда, особенно в тех случаях, когда лазерные диоды произведены за рубежом. Это затрудняет их начальный контроль.

В данной работе предлагается простой метод определения показателя преломления n активного слоя лазера. Он основан на использовании массива чисел, полученного при экспериментальном определении диаграммы направленности диагностируемого лазерного диода (рис. 1). Если θ_i - значение полярного угла, при котором функция $f(\theta)$ равна некоторому числу F_i , то из (1) - (3) следует, что

$$f(\theta_i) = F_i = G^2(\theta_i) \exp \left[- \left(\frac{\ln[2G^2(\theta_{1/2})]}{\sin^2 \theta_{1/2}} \sin^2 \theta_i \right) \right]. \quad (4)$$

Тогда, используя (2) и (4), находим, что

$$G^2(\theta_i) = F_i \exp \left[+ \left(\frac{\ln[2G^2(\theta_{1/2})]}{\sin^2 \theta_{1/2}} \sin^2 \theta_i \right) \right] = F_i (2G^2(\theta_{1/2}))^{\frac{\sin^2 \theta_i}{\sin^2 \theta_{1/2}}}. \quad (5)$$

Отсюда, используя следующую формулу,

$$G(\theta_{1/2}) = \frac{1 + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_{1/2}}}{\cos \theta_{1/2} + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_{1/2}}} \cos \theta_{1/2}, \quad (6)$$

находим, что

$$G(\theta_i) = \frac{1 + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_i}}{\cos \theta_i + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_i}} \cos \theta_i = \sqrt{F_i} (\sqrt{2} \frac{1 + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_{1/2}}}{\cos \theta_{1/2} + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_{1/2}}} \cos \frac{\theta_{1/2}}{2})^{\frac{\sin^2 \theta_i}{\sin^2 \theta_{1/2}}}. \quad (7)$$

Задавая значение функции $f(\theta)$, равное F_i , из экспериментально найденного массива чисел находим значение θ_i . Задавая значение функции $f(\theta)$, равное $1/2$, из того же массива чисел находим значение $\theta_{1/2}$. Подставляя θ_i и $\theta_{1/2}$ в (7), находим n .

Зная n , можно легко проверить, что при одномодовом режиме генерации (7) превращается в тождество при любом значении параметра F_i (рис. 1). Это является подтверждением корректности предложенной методики определения показателя преломления материала, из которого изготовлен волновод лазерного диода.

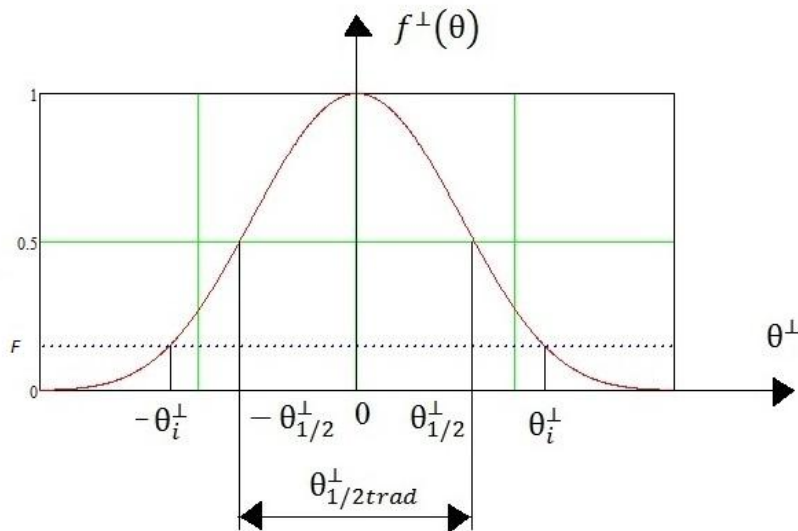


Рис. 1. Диаграмма направленности излучения лазерного диода в плоскости, перпендикулярной р-п-переходу. $\theta_{1/2}^{\perp \text{град}} = 2\theta_{1/2}^{\perp}$

ЛИТЕРАТУРА

1. В.В. Близнюк и др. // Ученые записки физического факультета. 2016, Т. 5. С.165302 -165303.
2. G.H.V. Thompson at al. // Physics of semiconductor laser devices. 1980. P. 185.

Особенности температурной зависимости спектральной характеристики лазерного диода с удвоителем частоты генерации

В.В. Близнюк¹, О.И. Коваль¹, В.А. Паршин¹, А.Г. Ржанов², А.Е. Тарасов¹

¹Национальный исследовательский университет «МЭИ»,

²Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова

4059541@mail.ru, olgaiivanovnakoval@yandex.ru, rjanov@mail.ru

В современной практике использования лазерных диодов (ЛД) для получения нужной длины волны излучения широко применяется метод удвоения частоты излучения в нелинейном кристалле.

Особый интерес представляют ЛД, излучающие в зелёной области спектра (532 нм), так как они широко используются в системах оптической записи информации, дисплеях, спектроскопии, медицине [1].

В последнее десятилетие активно ведутся исследования возможности получения первой гармоники с длиной волны 530-532 нм в ЛД с квантово-размерным активным слоем (“истинно” зелёные лазеры) на основе селенида цинка и нитрида галлия [2, 3]. Однако технология получения таких слоёв ещё не до конца отработана, что не позволяет наладить производство таких лазеров в промышленных масштабах. Сообщается о генерации второй гармоники в инфракрасных лазерах с квантовыми ямами на основе арсенида галлия с вертикальным резонатором [4], лазерах InGaAs/GaAs/InGaAs/InGaP [5], лазерах с двойными квантовыми ямами при выполнении условия резонанса, когда энергетические уровни в яме расположены эквидистантно, и разность энергий их уровней кратна энергии фотона первичного излучения [6]. Уровень мощности и КПД таких лазеров очень низки.

Можно сказать, что в настоящее время лазеры, генерирующие излучение на длине волны 532 нм с использованием удвоителя частоты на нелинейных кристаллах, остаются вне конкуренции. Стандартная двухступенчатая схема таких приборов включает в себя ЛД с длиной волны излучения 808 нм; неодимовый лазер, преобразующий излучение ЛД в излучение с длиной волны 1064 нм; удвоитель частоты – нелинейный кристалл, в котором формируется излучение с длиной волны 532 нм [7]. Хорошее согласование пиковой длины волны излучения ЛД с полосой поглощения неодимового лазера из-за ее малой ширины выполняется только в узком диапазоне температур активной области ЛД, когда температурным смещением пиковой длины волны можно пренебречь. Даже незначительное (не более чем на 15К) повышение температуры активной области приводит к длинноволновому сдвигу спектра излучения ЛД и, как следствие, к значительному уменьшению сечения поглощения излучения ЛД рабочим веществом неодимового лазера. Этим объясняется как сильная температурная зависимость мощности излучения на длине волны 1064 нм, так и невозможность создания мощных источников излучения на длине волны 532 нм, работающих по стандартной схеме. При этом необходимо отметить, что длина волны излучения неодимового лазера от температуры окружающей среды практически не зависит, что обеспечивает постоянство частоты излучения и на выходе нелинейного кристалла. Еще одной причиной ограничения мощности генерации таких приборов является их малый КПД, что обусловлено двойным частотным преобразованием излучения. Требуются десятки ватт электрической мощности для того, чтобы получить 5-10 мВт излучения с длиной волны 532 нм.

Поэтому были разработаны системы, в которых непосредственно ИК излучение ЛД с длиной волны 1064 нм преобразуется в зелёное [8]. Это позволило на порядок повысить КПД таких преобразователей.

В связи с этим большой практический интерес представляет изучение температурных зависимостей мощности и спектра излучения таких систем, чему и посвящена данная работа.

Для экспериментов были взяты лазерные модули KLM-532-15-5 с длиной волны излучения 532 нм и выходной мощностью 10-15 мВт, собранные по схеме прямого преобразования излучения ЛД с длиной волны 1064 нм, и лазерные модули KLM-1064-150-5 мощностью 150 мВт, которые использовались в качестве источников первичного излучения. В качестве нелинейного кристалла использовался кристалл КТР.

На рис. 1 и 2 изображены спектры излучения лазерного модуля KLM-532-15-5 и лазерного модуля KLM-1064-150-5 при двух значениях температуры окружающей среды: 300К и 315К и одинаковых токах накачки – 1,3 порогового тока.

На рис.1 видно, что пиковая длина волны излучения лазерного модуля типа KLM-532-15-5 при повышении температуры окружающей среды на 15К не смещается, как и удаленная от нее на 3 нм линия излучения меньшей интенсивности. При этом происходит перераспределение энергии между второй и третьей линиями излучения, в результате чего третья линия исчезает, а интегральная интенсивность излучения не изменяется.

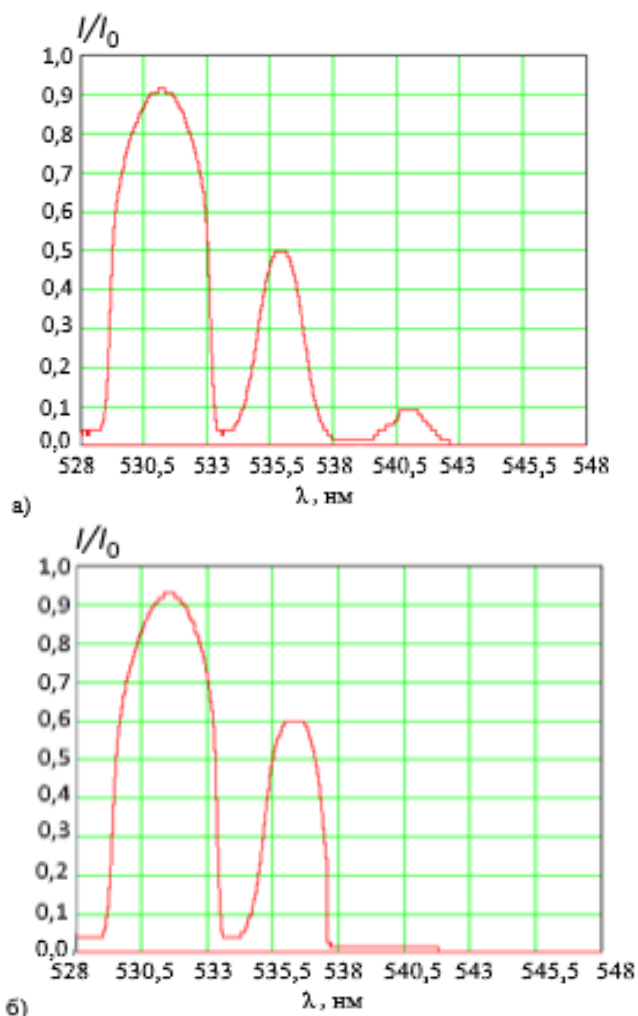


Рис. 1. Спектры излучения лазерного модуля KLM-532-15-5 при температурах: а) – 300; б) – 315 К.

В отличие от источников зеленого излучения с использованием неодимового лазера, мощность излучения лазерного модуля KLM-532-15-5 при увеличении температуры окружающей среды на 15К изменяется на порядок меньше. Это явление связано с антистоксовым сдвигом частоты излучения в нелинейном кристалле, который

имеет очень малую температурную зависимость энергии основного уровня, соответствующего частоте генерации.

Картина, наблюдаемая на рис.2, отражает классическое длинноволновое смещение линии прямого излучения ЛД при повышении температуры лазера. Смещение основной спектральной линии ЛД1 при изменении температуры на 15К составило 3,5 нм, что соответствует теоретическому значению. При этом характерно, что мощность излучения ЛД практически не изменилась.

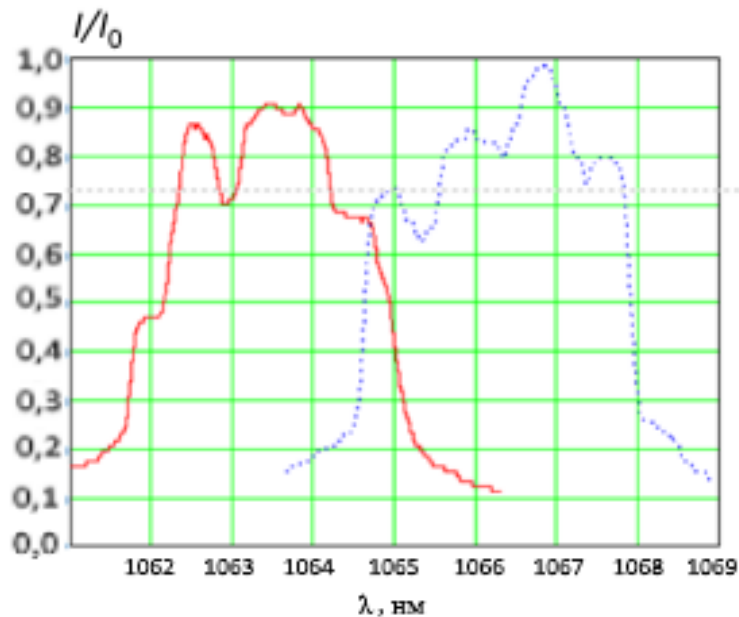


Рис. 2. Спектры излучения лазерного модуля KLM-1064-150-5 при температурах: 300 К – сплошная линия; 315 К – пунктирная линия.

Анализ результатов эксперимента говорит о том, в кристалле КТР, кроме удвоения частоты (двухфотонного поглощения), происходят процессы релаксации, вызывающие антистоксовый сдвиг частоты излучения, который компенсирует тепловой уход частоты лазерного модуля KLM-1064-150-5. Этот эффект является определяющим в достижении температурной стабильности частоты и мощности "зелёных" лазеров, выполненных по одноступенчатой схеме.

ЛИТЕРАТУРА

1. K.Yamamoto et al. // Appl. Phys. Lett. 1993. V. 62. P. 2599.
2. T. Yokogawa et al. Jap. J. Appl. Phys. 1995. V.34. P. L751.
3. Y. Enya et al. // Appl. Phys. Express. 2009. P. 082101-1.
4. Y. Kaneco et al. // J. Appl. Phys. 2000. V. 87. P. 1957.
5. Н.В. Байдусь и др. // ФТП. 2004. Т. 38. С. 365.
6. А.Ж. Хачатрян и др. // ФТП. 2007. Т. 41. С. 67.
7. A.V. Shchegrov et al. // Proc. SPIE. 2003. V. 4994. P. 197.
8. A.V. Shchegrov et al. // Proc. SPIE. 2004. V. 5332. P. 151.

Усиление экваториального эффекта Керра в магнитоплазмонных структурах с активным слоем

О.В. Боровкова¹, Г.А. Князев^{1,2}, П.О. Капралов¹, С.А. Дагесян², А.Н. Калиш^{1,2},
В.И. Белотелов^{1,2}

¹Российский квантовый центр

²Физический факультет Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова
o.borovkova@rqc.ru

Магнитооптические (МО) эффекты проявляются в виде вращения плоскости поляризации света или изменения интенсивности света при его отражении от материала или его прохождении через среду в зависимости от намагниченности. Ферромагнитные металлы имеют самый значительный магнитооптический отклик, но они непрозрачны и обладают сильным поглощением. В то же время пленки ферромагнитных диэлектриков прозрачны, но МО эффекты в них слишком слабы [1]. Ранее было показано, что возбуждение поверхностных плазмонных поляритонов (ППП) на поверхности ферромагнитной пленки значительно усиливает МО резонансы в ней [2]. Поверхностная плазмонная волна увеличивает эффективную длину взаимодействия падающего света с ферромагнитным материалом, что приводит к усилению МО эффектов. Еще большее усиление МО эффектов может быть получено в магнитоплазмонных (МП) кристаллах, состоящих из ферромагнитного диэлектрика, покрытого субволновой решеткой из благородного металла [3]. Эта структура сочетает сильный магнитный отклик с высоким коэффициентом пропускания света на длинах волн, превышающих 650 нм.

Хотя ферромагнитные диэлектрики обладают меньшим поглощением, чем ферромагнитные металлы, потери в них все же велики из-за присутствия ионов железа. Кроме того, ППП испытывают диссипативные потери в металлической составляющей плазмонной структуры [4]. Таким образом, в МП наноструктурах ППП страдают от сильной диссипации как в пленке благородного металла, так и в ферромагнитном диэлектрике, и добротность МО резонанса уменьшается. Компенсация потерь и усиление ППП были подробно исследованы в активных немагнитных материалах [5]. Но усиление ППП в магнитных материалах еще не изучалось. В этой работе теоретически исследуется усиление экваториального магнитооптического эффекта Керра (ТМОКЕ) в магнитоплазмонном кристалле с ферромагнитным материалом, легированным активными центрами. Показан спектр пропускания и усиление МО эффекта для различных значений параметра усиления и типа легирующих примесей. Также показано, что компенсация потерь приводит к увеличению добротности магнитоплазмонного резонанса.

Рассматривается магнитоплазмонный кристалл с решеткой из золота, нанесенной на легированный магнитный диэлектрик – железо-висмутовый гранат (BIG), выращенный на подложке из немагнитного гадолиний галлиевого граната (GGG). Мы используем геометрию Фохта, когда плоскость падающего p -поляризованного света перпендикулярна намагниченности M , параллельной щелям в золотом слое. Обозначим диэлектрическую функцию золота ϵ_1 . Свойства BIG описываются тензором диэлектрической проницаемости, диагональные элементы которого обозначим ϵ_2 , а недиагональные, то есть гирацию, $g = \alpha M$ [1]. Коэффициент усиления в пленке определяется мнимой частью диэлектрической функции $\epsilon_2 = \epsilon_2' + i\epsilon_2''$, где $\epsilon_2'' < 0$. Ширина линии излучения и центральная длина волны зависит от рассматриваемых примесных ионов. Пучок накачки освещает структуру снизу, проникает через подложку с низким коэффициентом поглощения на длине волны накачки и возбуждает примеси внутри

ферромагнитной пленки. Частота накачки соответствует длине волны поглощения легирующих примесей. В то же время наклонный сигнальный луч сверху возбуждает ППП-волну вдоль границы раздела металл/диэлектрик. Изменяя угол падения луча сигнала и параметры решетки, можно согласовать длину волны ППП и длину волны излучения легирующих примесей. Вынужденное излучение активных центров усиливает поверхностную волну и увеличивает добротность плазменного резонанса.

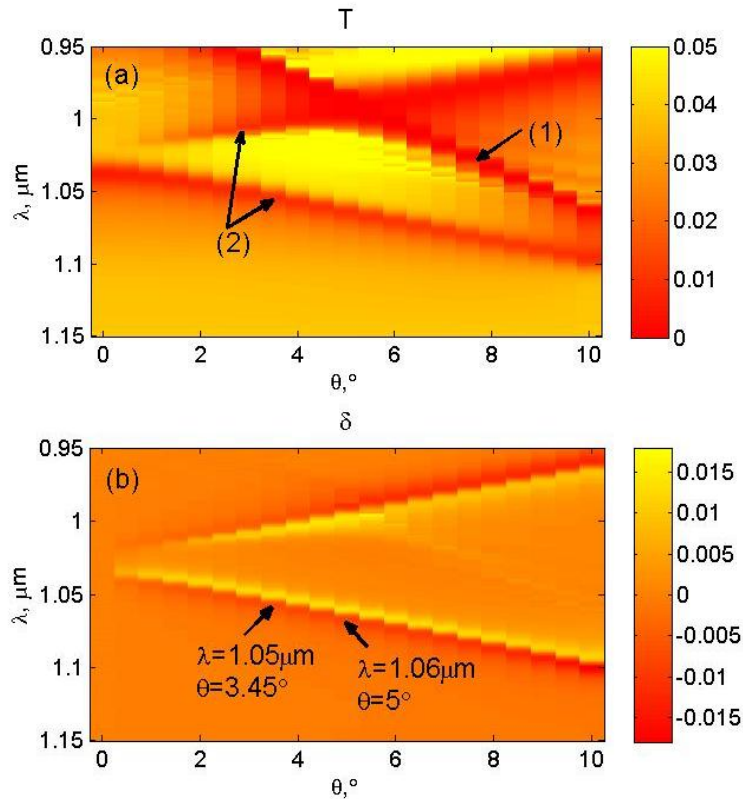


Рис. 1. (а). Спектр пропускания через МП структуру в зависимости от длины волны и угла падения. (б). Зависимость МО параметра δ от длины волны и угла падения.

На основе метода связанных мод в пространстве Фурье (RCWA) [6,7] рассчитан спектр пропускания рассматриваемой плазмонной структуры (рис. 1(a)). Резонанс в пропускании (1) связан с ППП волнами на границе раздела воздух/золото. В данной работе интерес представляют резонансы Фано (2), относящиеся к ППП волне на границе раздела золото/железо-иттриевый гранат. Величина МО эффекта характеризуется параметром $\delta = (I(M) - I(-M)) / I(0)$, где I - интенсивность проходящего света, $I(0)$ означает интенсивность света, прошедшего через среду без намагниченности. Рассчитанный параметр δ показан на рис. 1(b). Чтобы обеспечить эффективное усиление ППП волны, пики эмиссии должны совпадать с центральными длинами волн резонансов Фано. В качестве легирующих примесей мы выбираем ионы Yb и Nd, они имеют длины волн излучения 1,05 мкм и 1,06 мкм соответственно. Плазмонный резонанс на границе золото/железо-иттриевый гранат в исследуемой структуре составляет 1,05 мкм, если угол падения 3,45°, а резонанс - 1,06 мкм - при 5° (см. рис. 1(b)). В высоколегированном BIG можно легко получить коэффициент усиления до 270 см^{-1} , что соответствует $\epsilon_2'' = -0,01$. Мы анализируем интенсивность света в пропускании при различных значениях коэффициента усиления вплоть до $|\epsilon_2''| = 0,01$.

Численное моделирование показывало, что в активной плазменной структуре МО эффект может быть увеличен почти в 1,5 раза по сравнению с эффектом в МП кристалле без усиления. На рис. 2 можно видеть спектры пропускания и зависимости МО параметра δ при различных значениях коэффициента усиления. На каждой панели есть две группы кривых. Левые группы относятся к ферромагнитному слою, легированному ионами Yb, а правые группы относятся к пленке BIG, легированной ионами Nd. Видно, что МО эффект увеличивается почти в 1,5 раза при увеличении усиления до $|\varepsilon_2''| = 0,01$ по сравнению с плазменной структурой без усиления (см. рис. 2(b)).

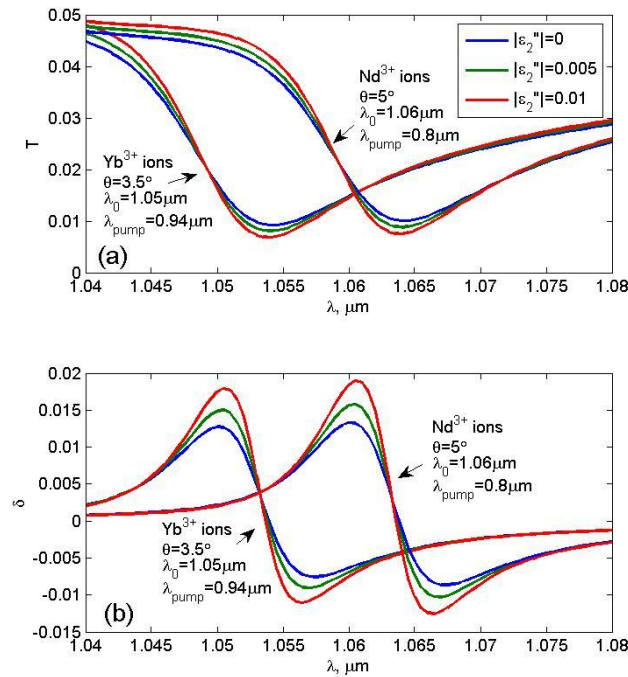


Рис. 2. (а). Спектр пропускания МП структуры в зависимости от длины волны при различных уровнях усиления. (б). Зависимость МО параметра δ от длины волны при трех значениях параметра усиления. На обеих панелях левая группа кривых соответствует резонансу плазменной структуры, легированной ионами Yb, а правая группа относится к плазменной структуре, легированной ионами Nd.

Таким образом, усиление в пленке ферромагнитного диэлектрика позволяет компенсировать затухание ППП волны, увеличить ее длину распространения и сделать более узким магнитооптический резонанс. Это сужение резонанса в пропускании с ростом усиления (рис.2 (а)) говорит о повышении добротности этих резонансов. Кроме того, численное моделирование показывает, что при одном и том же уровне усиления добротность резонанса спектра пропускания растет всего на 10%, а добротность МО эффекта повышается на 30%.

Железо-висмутовый гранат, легированный ионами, можно выращивать на подходящей подложке с помощью стандартного изотермического жидкофазного эпитаксиального метода или методом RF-распыления. Для подтверждения экспериментальных результатов мы собираемся проанализировать спектр пропускания магнитооптических наноструктур с усилением.

В качестве первого шага мы уже продемонстрировали усиление ППП в плазменных структурах с немагнитным гранатом в качестве слоя усиления. Структура

состоит из гранатовой пленки гадолиний галлиевого граната, допированной ионами хрома, с золотой решеткой поверх нее. На рис. 3 можно видеть спектр пропускания этой структуры с оптической накачкой (черная кривая) и без нее (красная кривая). Резонанс активной структуры острее и имеет более высокую добротность, чем у структуры без накачки.

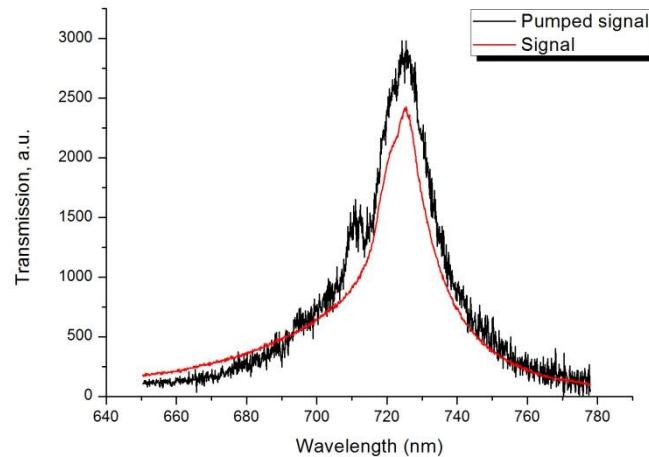


Рис. 3. Спектры пропускания в пассивной (красной) и активной (черной) немагнитной плазмонной структуре с пленкой гадолиний галлиевого граната, допированного ионами хрома.

В заключение, в работе показано усиление магнитооптического эффекта в магнитоплазмонной структуре с активным слоем для двух типов легирующих примесей, ионов неодима и иттербия. Теоретически показано, что экваториальный эффект Керра может увеличиваться в 1,5 раза в активной магнитоплазмонной структуре из-за вынужденного излучения редкоземельных ионов. Экспериментально продемонстрировано усиление ППП волны в плазмонных структурах с немагнитным гранатом, легированным ионами хрома. Следующий шаг - изготовить магнитоплазмонную структуру с активным слоем и экспериментально продемонстрировать усиление ТМОКЕ.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта 16-32-60135 мол_а_дк и 16-32-00642 мол_а.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.K. Zvezdin, and V. Kotov “Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials”, 1st ed., Bristol, UK: IOP Publishing Ltd., 1997.
2. N. Bonod et al. // J. Opt. Soc. Am. B. 2004. V. 21. P. 791.
3. V.I. Belotelov et al. // Nature Nanotech. 2011. V. 6. P. 370.
4. K. Leosson. // J. of Nanophotonics. 2012. V. 6. P. 061801.
5. P. Berini, and I. De Leon, “Surface plasmon-polariton amplifiers and lasers”, Nature Photon., vol. 6, p. 16-24, 2012.
6. M.G. Moharam et al. // J. Opt. Soc. Am. A. 1995. V. 12. P. 1068.
7. L. Li // J. Opt. A Pure Appl. Opt. 2003. V. 5. P. 345.

Нелинейные волны в невырожденных бистабильных полимерных системах

А.Н. Бугай

Объединенный институт ядерных исследований
bugay_aleksandr@mail.ru

В последние годы наметилась устойчивая тенденция применения хорошо отработанных в теории нелинейных волн методов для исследования живых систем. В связи с развитием молекулярной электроники внимание исследователей привлекают нелинейные процессы переноса сигналов в структурах цитоскелета, таких как актин и микротрубочки. Недавние эксперименты демонстрируют возможность создания транзисторов [1] и молекулярной памяти на данных полимерах [2]. Микротрубочки представляют собой длинные неразветвленные тонкие цилиндры с наружным диаметром около 25 нм и внутренним — 15 нм. Наиболее протяженные микротрубочки, входящие в состав аксонов нервных клеток могут достигать нескольких миллиметров в длину. Наиболее устойчивая структура образована, как правило, 13 нитями полимера, называемых протофиламентами. Каждый протофиламент состоит из субъединиц, соединенных в линейном порядке, а каждая субъединица является димером, содержащим α - и β -молекулы белка тубулина. Микротрубочки играют ключевую роль при клеточном делении, секреции, межклеточной транспортировке веществ.

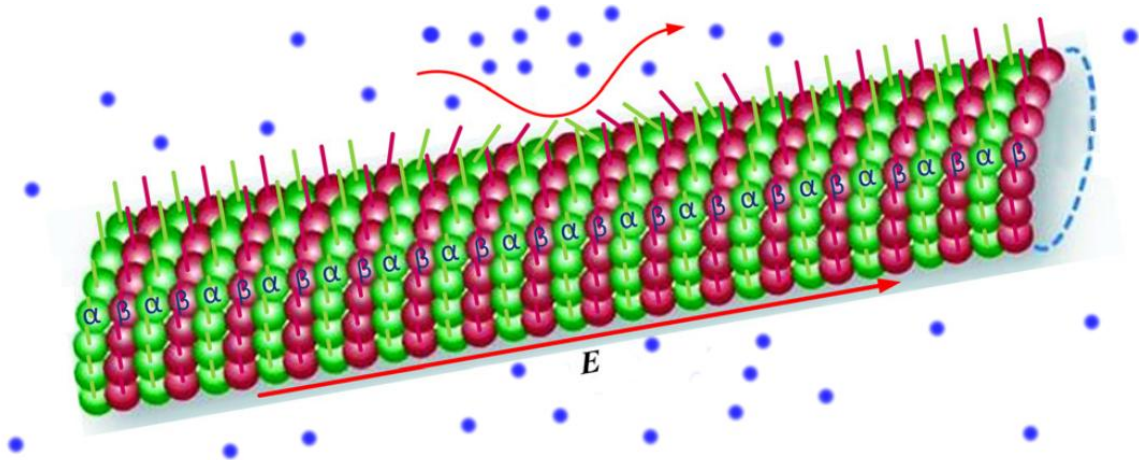


Рис. 1. Схема сегнетоэлектрической модели микротрубочки. Концы карбоксильных групп обозначены стержнями. Микротрубочка обладает коллективным электрическим полем E . Локализованная электро-механическая сигнальная волна, взаимодействующая с ионами электролита (точки), обозначена фигурной линией.

Процессы переноса сигналов и энергии различными структурными возмущениями микротрубочек интенсивно исследовались для простых однокомпонентных моделей. В настоящей работе предпринята попытка обобщения данных результатов путем построения модели, учитывающей несколько компонент различной природы.

Применяемый модельный подход использует усредненное описание динамики микротрубочки, когда влияние удаленных соседей учитывается эффективным потенциалом, формируемым коллективным молекулярным полем. Каждый ' n '-й димер тубулина вдоль цепи протофиламента обладает дипольным моментом, состоящим из

двух основных компонент, продольной и радиальной. Первая образована смещением мобильного заряда во внутренней гидрофобной области тубулина. Заряд в такой системе находится в эффективном двухямном несимметричном потенциале и может испытывать туннелирование между устойчивыми положениями равновесия. Описание динамики туннелирующего заряда, взаимодействующего с деформациями микротрубочки и возмущениями электрического поля, ведется в полуклассическом описании на основе псевдоспинового формализма по аналогии с сегнетоэлектрическими системами [3]. Вторая компонента дипольного момента образована гибкими заряженными хвостами карбоксильных групп (C-termini) тубулинов, которые ориентированы радиально по отношению к поверхности микротрубочки. Уравнения для угловых колебаний концов карбоксильных групп записаны с использованием аналогии с жидкими кристаллами [4]. Здесь также возможно существование двух устойчивых положений равновесия. Кроме того, модель учитывает распространение токов зарядовой плотности из противоионов электролита, сконденсированных на поверхности микротрубочки [5].

Анализ соответствующих уравнений движения в континуальном приближении выявил наличие нескольких типов солитоноподобных решений. Полученные решения связывают распространение электрических и упругих возбуждений вдоль поверхности микротрубочки. Скорости и другие свойства данных солитонов сильно зависят от электрического поля микротрубочки, снимающего вырождение в различных структурных состояниях димеров тубулина. Можно выделить два основных типа возбуждений: быстрые и медленные. Быстрые сигналы обусловлены взаимодействием продольной компоненты деформации с туннелирующими зарядами. Их скорости сопоставимы со скоростями продольного звука в полимере. Медленные же сигналы формируются радиальными колебаниями карбоксильных хвостовых групп, взаимодействующими с ионными токами. Их скорости на порядки меньше. Принципиально допустима возможность и связанного распространения обоих типов сигналов, что требует, однако, приложения достаточно сильной деформации.

Различные формы и режимы распространения рассмотренных нелинейных волн можно рассматривать как возможный механизм передачи и обработки внутриклеточных сигналов микротрубочками. Потенциальным свидетельством, указывающим на справедливость такого предположения, является соответствие характерных величин скоростей солитонов в микротрубочках и скоростей электрических импульсов в нервных клетках.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 16-02-00453а), РФФИ (грант № 17-11-01157) и Проектом по программе сотрудничества между Объединенным институтом ядерных исследований, Россия и Министерством науки, образования и технологического развития Сербии.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Priel et al // *Biophys. J.* 2006. V.90. P.4639.
2. S. Sahu et al. // *Appl. Phys. Lett.* 2013. V.102. P.123701
3. J.A. Tuszyński et al // *J. Theor. Biol.* 1995. V. 174. P. 371.
4. D.L. Sekulic et al // *Chaos.* 2016. V.26. P.073119.
5. A.N. Bugay // *Nonlin. Phen. Compl. Syst.* 2015. V.18. No. 2. P. 236.

Стабилизация лазера резонатором с МШГ

Ю.А. Демченко¹

¹МГУ им. Ломоносова, физический факультет
wanderblum@mail.ru

Стабилизация лазерных диодов с помощью оптических микрорезонаторов носит важный прикладной характер для задач спектроскопии, телекоммуникации, фотоники. Размер собранного устройства может быть уменьшен вплоть до нескольких единиц кубических сантиметров, причем стабильность такой системы может быть достаточно высокой [1]. На сегодняшний день не существует простой аналитической теории затягивания лазера резонатором МШГ, позволяющей одновременно получить выражения для ширины полосы затягивания и стабильности затянутого лазера. Эти выражения представляют не только фундаментальный интерес, но и могут играть важную роль для численных симуляций генерации оптических гребенок в МШГ [2].

Для стабилизации диодного лазера с помощью резонатора с МШГ используется стандартная схема: лазер, РШГ и элемент связи с ним. Стабилизация диодного лазера с помощью РШГ описывается системой четырех уравнений[3]: уравнение медленно меняющейся амплитуды (ММА) для моды лазера, 2 уравнения ММА для прямой и обратной мод резонатора, связанных друг с другом за счет Релеевского рассеяния, и также уравнение для концентрации носителей среды лазера. Данная модель учитывает множество эффектов, в частности, динамику инверсной населенности среды лазера, но при этом не является тривиальной и достаточно ресурсоемкая для численного анализа ее динамики. В настоящей работе система лазер-резонатор описывается более просто, с использованием меньшего количества параметров лазера. За счет более простого описания получено аналитическое выражение для ширины полосы затягивания, которое в дальнейшем может использоваться для оценки параметров схем генерации оптических гребенок на РШГ.

Для описания воздействия обратной волны резонатора на лазер используется полученное в работе [4] выражение для отраженной волны, зависящее только от параметров падающего на резонатор излучения, параметров резонатора и коэффициента связи прямой и обратной моды $\tilde{\beta}$. Рассеяние в обратную моду определяется многими факторами, в частности оно может быть вызвано Рамановским рассеянием, шероховатостями поверхности [4], наличием диэлектрических тел вблизи поверхности резонатора [5]. Комплексная амплитуда отраженного излучения как функция частоты и падающей амплитуды поля определяется как:

$$B_r = -\tilde{A} \frac{2i\tilde{\delta}_c\tilde{\beta}}{(\delta_0 + \tilde{\delta}_c)^2 + \tilde{\beta}^2 - \Delta\omega^2 + 2i\Delta\omega(\delta_0 + \tilde{\delta}_c)},$$

где \tilde{A} – амплитуда, $\Delta\omega = \tilde{\Omega} - \omega_r$, ω_r – собственная частота резонатора с МШГ, $\tilde{\Omega}$ – генерируемая стабилизированным лазером частота, δ_0 и $\tilde{\delta}_c$ – собственный декремент затухания резонатора и декремент затухания за счет потерь на связь. Использование этого выражения позволяет существенно упростить систему, считая пришедшее в лазер поле от РШГ известным.

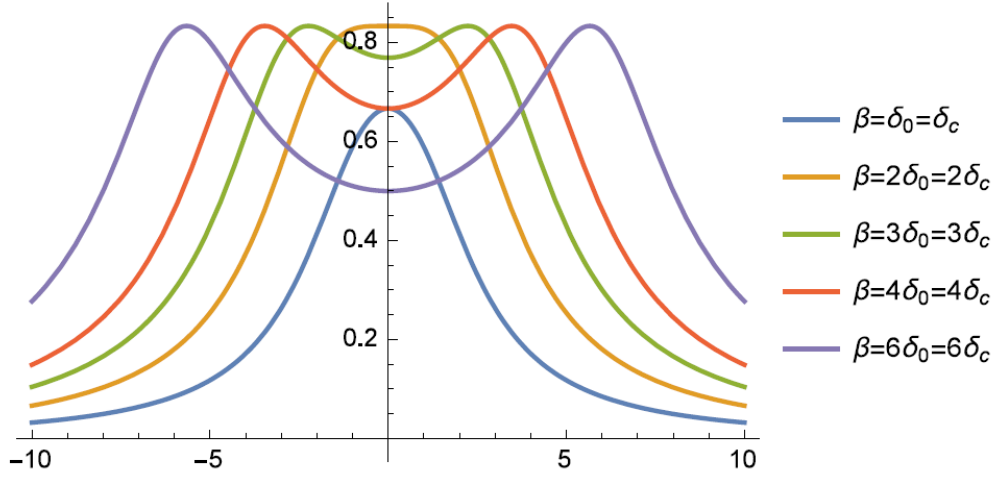


Рис. 1 Зависимость амплитуды отраженного поля от частоты

При описании процессов в лазере пренебрежем сложной зависимостью показателя преломления и усиления среды лазера, предполагая их зависящими только от интенсивности поля, и изменением амплитуды поля за время прохождения до резонатора и обратно в лазер. Укороченное уравнение амплитуды поля лазера:

$$\frac{d\tilde{A}}{dt} + \left(i\Delta\omega_l(\tilde{A}) + \tilde{\delta}_l - G(\tilde{A}) \right) \tilde{A} = i\tilde{T}B_r e^{-i\tilde{\Omega}\tau_d},$$

$$G(\tilde{A}) = G_0(1 - g\tilde{A}^2), \quad \omega_l(\tilde{A}) = \omega_{l0}(1 - h\tilde{A}^2),$$

$$\Delta\omega_l(\tilde{A}) = \tilde{\Omega} - \omega_l(\tilde{A}),$$

где g и h - коэффициент нелинейности усиления среды и нелинейности частоты в зависимости от амплитуды поля, G_0 и ω_{l0} коэффициент усиления среды и собственная частота холодного лазера, $\tilde{\Omega}$ - генерируемая частота и $\tilde{\delta}_l$ - потери в резонаторе лазера. Рассматривая стационарный случай, можно получить 2 уравнения для действительной и мнимой части. Перейдем к безразмерным величинам:

$$\delta_0 t = \tau, \quad \frac{\tilde{\Omega} - \omega_{l0}}{\delta_0} = \Omega, \quad \frac{G_0 - \tilde{\delta}_l}{\delta_0} = G, \quad \frac{\omega_{l0} h}{g \delta_0} = a_i, \quad \frac{\omega_r - \omega_{l0}}{\delta_0} = \Delta_\omega,$$

$$\sqrt{g} \tilde{A} = A, \quad \frac{\tilde{\delta}_c}{\delta_0} = \delta_c, \quad \frac{\tilde{\beta}}{\delta_0} = \beta, \quad \frac{\tilde{T}}{\delta_0} = T, \quad \frac{G_0}{\delta_0} = \alpha_i.$$

Из полученной системы уравнений выражается безразмерная амплитуда поля лазера A от безразмерной генерируемой частоты Ω , что позволяет получить уравнение для генерируемой частоты $F(\Delta_\omega, \Omega) = 0$. Характерный вид решений уравнения с затягиванием можно увидеть на рисунке 1.

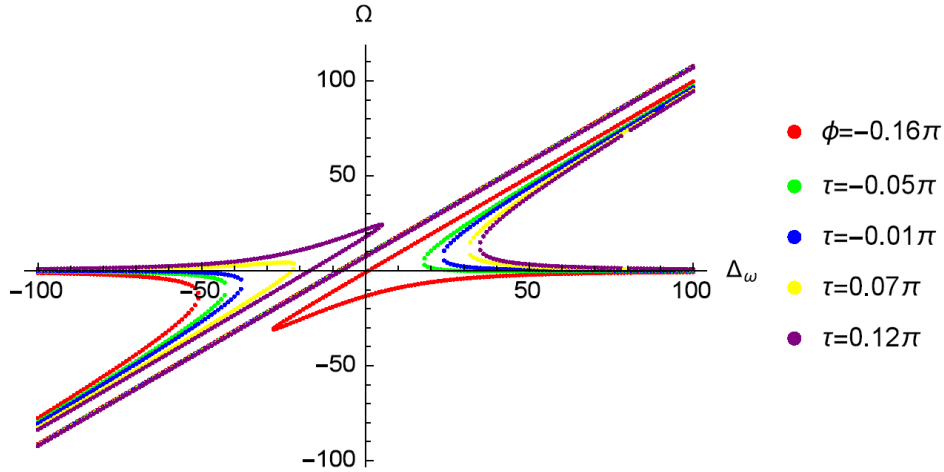


Рис 2. Зависимость генерируемой частоты Ω от отстройки $\Delta\omega$ при затягивании при различных набегах фазы при прохождении от лазера до резонатора и обратно

Стабильностью частоты будем называть отношение изменения генерируемой стабилизированным лазером частоты к изменению собственной частоты резонатора лазера, то есть производную $\tilde{\Omega}$ по ω_l . Выражение для стабильности легко получить аналитически для случая $\Delta\omega = 0$ в приближении, что $\Omega|_{\Delta\omega=0} = 0$. Зависимость величины стабильности отражена на рисунке 2.

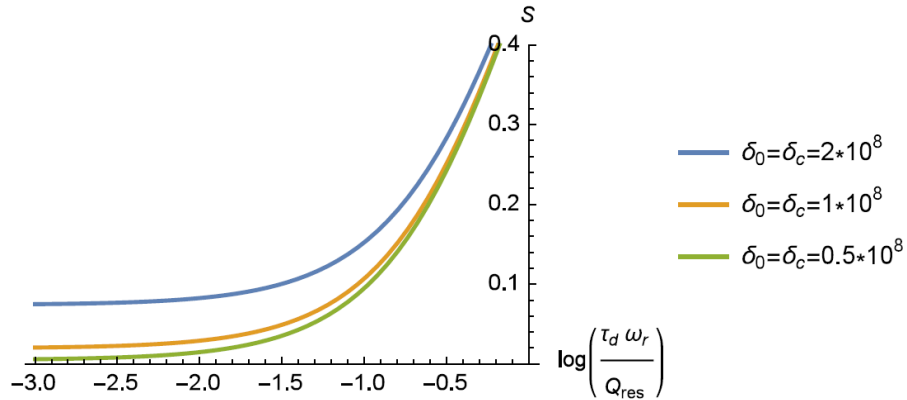


Рис. 3. Зависимость стабильности от параметров системы

Чтобы найти ширину полосы затягивания будем искать решение уравнения $F(\Delta\omega, \Omega) = 0$ в виде $\Delta\omega = C_1 + \frac{C_2}{\sqrt{\Omega + C_3}} - \Omega$, где C_1, C_2, C_3 - константы. Это позволяет получить полуширину линии затягивания:

$$\Delta_{lock} = 3^{2/3} \sqrt{\beta T \delta_c \left[\sin\left(\phi - \frac{G\kappa\alpha_i}{\alpha_r}\right) + \frac{\alpha_i}{\alpha_r} \cos\left(\phi - \frac{G\kappa\alpha_i}{\alpha_r}\right) \right]}^{2/3}$$

Для проверки устойчивости решений предположим, что $A = A_0 + \alpha e^{\lambda t}$, где A_0 стационарное решение для амплитуды поля, α - её бесконечно малое приращение, а λ показывает динамику изменения возмущения. Области устойчивости определяются уравнением:

$$\lambda = 2A_0^2 (\alpha_r \cos(\kappa\Omega + \phi) - \alpha_i \sin(\kappa\Omega + \phi))$$

и при этом, чтобы решение было устойчивым, λ должна быть меньше нуля. Устойчивость решения для данной модели в первую очередь зависит от набега фаз τ_d между лазером и резонатором. Параметры лазера α_r и α_i фиксированы для данного лазера, набег же фаз легко варьируется в эксперименте. В зависимости от набега фаз существуют области, в которых решение безусловно устойчиво или безусловно неустойчиво.

Области устойчивых решений с затягиванием и стабилизацией в зависимости от набега фаз при различных значениях α_i показаны на рисунке 4.

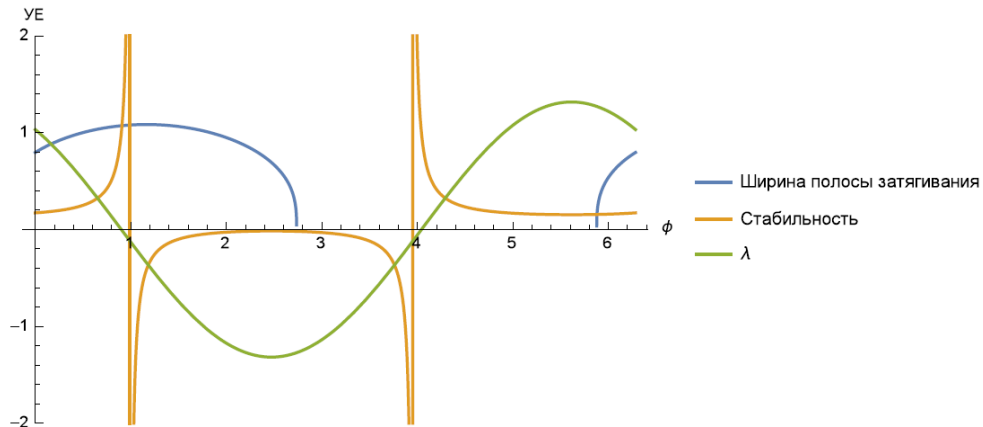


Рис. 4. Аналитически полученные безразмерные выражения в зависимости от набега фазы при прохождении от лазера до резонатора и обратно

В ходе рассмотрения модели показано, что несмотря на ее простоту, модель является непротиворечивой и в ней реализуются все особенности, наблюдаемые в эксперименте: наличие стабилизации и затягивания частоты лазера на моду резонатора. Также было показано, что все аналитически полученные величины согласуются со значениями, полученными с помощью численного расчета.

ЛИТЕРАТУРА

1. V. S. Pchenko et al. // Proc. of SPIE 2011. V. 7913.
2. V.E. Lobanov et al. // Optics Express. 2015. V. 23. No 6. P. 7713
3. В.Л. Величанский, А. Н. Оравевский, А. В. Яровицкий // Квантовая электроника. 2001. Т. 31. № 10. С. 897-903.
4. V. S. Pchenko et al. // J. Opt. Soc. Am. B. 2000. V. 17. No 6. P. 1051
5. A. Mazzei et al. // Quantum Electronics and Laser Science Conference. 2007. P. 1-2.

Аномальная генерация высоких частот при нелинейном детектировании

Д.Ю. Загурский, И.Г. Захарова, В.А. Трофимов
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
zagurski@physics.msu.ru

Электромагнитные волны лежащие в диапазоне частот $3 \cdot 10^{11}$ - $3 \cdot 10^{12}$ Гц (терагерцовые волны) примечательны особенностями своего взаимодействия с веществом. Волны из данного диапазона имеют более высокую проникающую способность по сравнению с видимым излучением и являются неионизирующими, в отличие от рентгеновского излучения. В то же время, в терагерцовом диапазоне частот находятся резонансные частоты низкоэнергетических переходов, например, переходов между энергетическими уровнями различных молекулярных колебаний.

Таким образом, терагерцовое излучение может быть использовано для бесконтактных и неразрушающих исследований, в том числе, для установления химического состава объектов при помощи спектроскопии [1-4].

Данная область является достаточно молодой, и методы получения терагерцового излучения на данный момент еще совершенствуются. Относительно недавно стали доступны высокоинтенсивные источники терагерцового излучения [5,6], что обуславливает большой интерес к механизмам нелинейного взаимодействия между терагерцовым излучением и веществом и новым практическим возможностям, которые эти механизмы открывают.

Важным отличием терагерцового излучения от видимого является его значительно более низкая частота. Благодаря малой частоте излучения, терагерцовые импульсы с малым числом колебаний весьма распространены. Это обстоятельство особенно важно в случае высокой интенсивности полей, поскольку длительность импульса кардинально изменяет характер взаимодействия.

В данной работе с помощью численного моделирования мы исследуем взаимодействие малопериодного электромагнитного импульса с протяженной средой описываемой многоуровневой квантовой системой и демонстрируем возможность использования интенсивных малопериодных импульсов для исследования резонансных частот вещества, лежащих вне спектра падающего излучения.

Для описания взаимодействия мы используем многоуровневую систему уравнений Максвелла-Блоха:

$$-\frac{\partial H}{\partial z} = \frac{1}{c} \frac{\partial D}{\partial t}, \quad -\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{1}{c} \frac{\partial H}{\partial t}, \quad D = E + 4\pi P, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho_{mn}}{\partial t} + (\gamma_{mn} + i\omega_{mn})\rho_{mn} = \frac{i}{\hbar} E \sum_q (d_{mq}\rho_{qn} - \rho_{mq}d_{qn}), \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho_{mn}}{\partial t} + \sum_q (W_{mq}\rho_{mn} - W_{qm}\rho_{qq}) = \frac{i}{\hbar} E \sum_q (d_{mq}\rho_{qn} - \rho_{mq}d_{qn}). \quad (3)$$

$$P = \sum_{nm} d_{nm}\rho_{nm}. \quad (4)$$

$$E(z, t = 0) = H(z, t = 0) = E_0 \cdot \exp\left(\frac{-(z - z_0)^2}{a_z^2}\right) \cdot \cos(\omega_p(z - z_0)) \quad (5)$$

Здесь E, H, D – напряженности электрического и магнитного полей и индукция; P – поляризация вещества; ρ_{mn} – матрица плотности в точке среды; $\omega_{mn}, d_{mn}, \gamma_{mn}$ – резонансные частоты переходов в среде; дипольные моменты переходов, и скорость релаксации дипольных моментов; W_{mn} – скорость безизлучательной релаксации в среде; \hbar - постоянная Планка. E_0, a_z, ω_p, z_p – амплитуда, протяженность, частота и начальное положение импульса.

Используя данную модель, анализируется падение малопериодного гауссова импульса (5) из вакуума на протяженный слой среды. В результате прохождения импульса сквозь среду, его профиль меняется, и спектр обогащается новыми высокочастотными гармониками. В зависимости от соотношения параметров среды и импульса новые гармоники (рис. 1) могут возникать за счет генерации удвоенных частот, либо за счет переизлучения энергии на высоких частотах веществом.

В работе демонстрируется новый способ идентификации вещества с использованием эмиссии на высоких частотах, в частности на удвоенной частоте. Такое высокочастотное излучение имеет большую проникающую способность по сравнению с излучением на основной частоте, и таким образом, может быть более эффективно использовано для идентификации среды в случае наличия разупорядоченного покрытия.

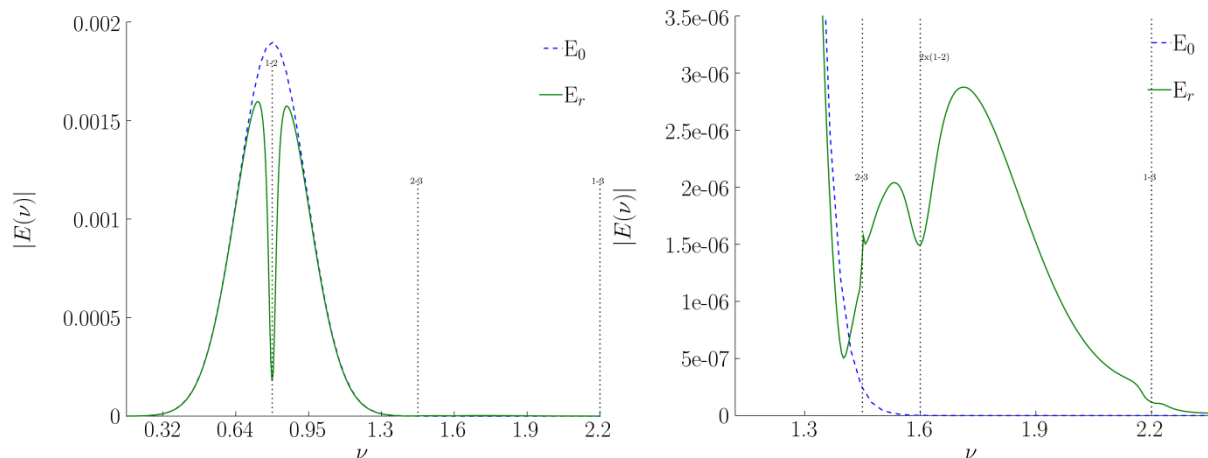


Рис. 1. Спектры падающего и прошедшего импульсов в низкочастотной и высокочастотной областях спектра. Вертикальные линии указывают резонансные частоты среды.

Исследование выполнено за счет гранта Российского Научного Фонда (проект № 14-21-00081).

ЛИТЕРАТУРА

1. F. Ospald et al. // Opt. Eng. 2013. V. 53 No 3 P. 031208.
2. I. Amenabar, F. Lopez, A. Mendikute // J Infrared Millim Terahertz Waves. 2013. V. 34 No 2 P. 152-169.
3. M. Lu et al. // J. Appl. Phys. 2006. V. 100 No 10 P. 103104.
4. J. Federici et al. // Semicond. Sci. Technol. 2005. V. 20 No7 P S266.
5. Ye. Tian et al. // Nat. Photon. 2017 V. 11 P. 242–246.
6. J. D. Rowley et al. // Opt. Lett. 2012 V. 37 No. 5 P. 788-790.

Распространение трехмерных оптических пульс в квадратично-нелинейных средах

А.А. Калинович, М.В. Комиссарова, И.Г. Захарова, С.В. Сазонов

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова

kalinovich@gmail.com, komissarova@physics.msu.ru, zaharova@physics.msu.ru, sazonov.sergey@gmail.com

В работе рассматривается распространение трехмерных оптических пульс в квадратично-нелинейных средах. В кубических средах двух- и трехмерные пули нестабильны, происходит коллапс пучка [1]. Однако в квадратично-нелинейных средах в случае генерации второй гармоники коллапса не происходит, пучок остается стабильным [2-3].

Комплексные амплитуды основной частоты ψ_1 и второй гармоники ψ_2 описываются следующей системой уравнений

$$i \left[\frac{\partial \psi_1}{\partial z} + \delta \frac{\partial \psi_1}{\partial \tau} \right] + \frac{\beta_2^{(1)}}{2} \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial \tau^2} - \gamma_1 \psi_1^* \psi_2 e^{i(2k_1 - k_2)z} = \frac{c}{2n_1 \omega} \Delta_{\perp} \psi_1, \quad (1)$$

$$i \left[\frac{\partial \psi_2}{\partial z} - \delta \frac{\partial \psi_2}{\partial \tau} \right] + \frac{\beta_2^{(2)}}{2} \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial \tau^2} - \gamma_2 \psi_1^2 e^{-i(2k_1 - k_2)z} = \frac{c}{4n_2 \omega} \Delta_{\perp} \psi_2, \quad (2)$$

где $\tau = t - 0.5(1/v_1 + 1/v_2)z$, $\delta = 0.5(1/v_1 - 1/v_2)$ - расстройка групповых скоростей, ω - частота основной волны, c - скорость света в вакууме, $\beta_2^{(1,2)}$ - коэффициенты дисперсии, $\gamma_{1,2}$ - коэффициенты нелинейности, $k_{1,2}$ - волновые векторы, $n_{1,2}$ - коэффициенты преломления.

Рассмотрим случай равенства фазовых и групповых скоростей $k_2 = 2k_1$, $n_1 = n_2 = n$, $\delta = 0$, $v_1 = v_2 = v$, $\tau = t - z/v$. Дисперсионные коэффициенты будем считать связанными соотношением $\beta_2^{(2)} = 2\beta_2^{(1)}$. Известно, что в одномерном случае существует солитонное решение вида $\psi_{1,2,0} = E \cosh^{-2}(x/r_x)$ [4].

Уравнения (1-2) в данной работе решались численно. Данная система имеет следующие интегралы движения, сохранение которых контролировалось в процессе счета:

$$I_1(z) = \iiint (|\psi_1|^2 + 2|\psi_2|^2) dx dy d\tau, \quad (3)$$

$$H(z) = \iiint \left[\frac{k_2}{2} \left(\left| \frac{\partial \psi_1}{\partial \tau} \right|^2 + 2 \left| \frac{\partial \psi_2}{\partial \tau} \right|^2 \right) - \frac{c}{4n\omega} \left(2 \left| \frac{\partial \psi_1}{\partial x} \right|^2 + \left| \frac{\partial \psi_2}{\partial x} \right|^2 + 2 \left| \frac{\partial \psi_1}{\partial y} \right|^2 + \left| \frac{\partial \psi_2}{\partial y} \right|^2 \right) + \gamma \operatorname{Re}(\psi_1^2 \psi_2^*) \right] dx dy d\tau. \quad (4)$$

Для численного решения (1)-(2) использовалась известная нелинейная консервативная разностная схема, которая была реализована с помощью оригинального итерационного процесса, последовательно по координатам t , x и y , осуществлявшегося до

достижения заданной точности [5]. Первый интеграл, имеющий смысл энергии системы, сохранялся с точностью $\sim 10^{-10}$, гамильтониан - с точностью $\sim 10^{-4}$. В качестве начального условия, в отличие от [6], где задавался гауссов профиль, в соответствии с [7-8] использовалось

$$\psi_{1,2,0} = E_{1,2} \cosh^{-2}(x/r_x) \cosh^{-2}(y/r_y) \cosh^{-2}(\tau/r_\tau), \quad (5)$$

На рис. 1 приведено распределение амплитуд первой и второй гармоник в центральных сечениях xz , yz и tz . Брались следующие параметры $k_1 = 0.5$, $k_2 = 1$, $\beta_2^{(1)} = -2$, $\beta_2^{(2)} = -4$ - случай аномальной дисперсии, $\gamma_1 = 1$, $\gamma_2 = 0.5$, $r_x = r_y = 1$, $\tau_0 = 1$, $E_1 = E_2 = 12$. Можно видеть, что амплитуда пучка осциллирует, но весь пучок распространяется как целое. Следовательно, можно говорить о том, что распространяется оптическая пуля, содержащая две гармоники.

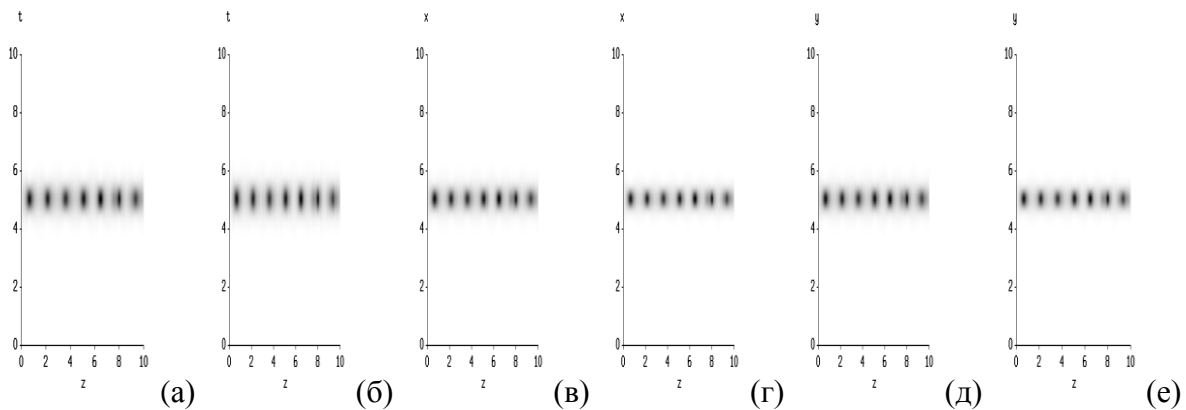


Рис. 1. Распределение интенсивности на центральных сечениях tz (а,б), xz (в,г), yz (д,е) пучков первой (а, в, д) и второй (б, г, е) гармоник.

Также был рассмотрен процесс генерации пульс из начального гауссова пучка основной частоты. Был проведен ряд численных экспериментов, показывающих, что происходит генерация второй частоты и дальнейший захват в пулю вида (5).

Было проведено сравнение распространения пучка с гауссовым профилем, изучавшимся в [6], с эволюцией пучка вида (5).

Исследование выполнено за счет гранта Российского Научного Фонда (проект № 17-11-01157).

ЛИТЕРАТУРА

1. L. Bergé // *Physics Reports*. 1998. V. 303. P. 259 -370.
2. X. Liu, L.J.Qian, F.W. Wise // *Phys. Rev. Lett.* 1999. V. 82. P. 4631.
3. X. Liu, K. Beckwitt, F. Wise // *Phys. Rev. E*. 2000. V. 62.P. 1328-1340.
4. Ю.С. Кившарь, Г.П. Агравал. *Оптические солитоны*. М.: Физматлит. 2005.
5. V.A. Trofimov, М.М. Loginova, V.A. //2015. V. 59, P. 85-96.
6. B.A. Malomed, P. Drummond, H. He, A. Berntson, D. Anderson, and M. Lisak // *Phys. Rev. E*. 1997. V. 56. P. 4725.
7. S.V. Sazonov // *Physics of Wave Phenomena*. 2016. V. 24. P. 31-36.
8. S.V. Sazonov // *Journal of the Physical Society of Japan*. 2016. V. 85. P. 124404.

Импульсный режим генерации второй гармоники в планарном волноводе

А.А. Калинович, И.Г. Захарова, М.В. Комиссарова, С.В. Сазонов

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

kalinovich@gmail.com, zaharova@physics.msu.ru, komissarova@physics.msu.ru, sazonov.sergey@gmail.com

Существование двухволновых квадратичных солитонов в волноводах было предсказано теоретически еще в 1974 году [1]. Однако, только в 1996 году было сообщено об экспериментальном наблюдении таких солитонов в волноводной геометрии [2].

Если в волноводе необходимо учитывать одновременно не только пространственные, но и временные эффекты, картина нелинейных явлений существенно усложняется. Как известно, распространение импульса-пучка оптического излучения в планарном волноводе с кубичной нелинейностью сопровождается пространственно-временным коллапсом, характер которого зависит от входных параметров [3]. Среда с квадратичной нелинейностью и параметрические процессы, которые могут на ней протекать, уже достаточно давно используются для того, чтобы избежать коллапса и сгенерировать устойчивые пространственно-временные солитоны, так называемые световые пули [4-5].

В большинстве теоретических работ, посвященных пространственно-временным солитонам на квадратичной нелинейности, исследования проводились для сплошной среды [6-8]. В волноводной же геометрии помимо конкуренции между нелинейностью, дисперсией и дифракцией, важную роль играют фокусирующие свойства волновода.

Импульсный режим генерации второй гармоники в планарном градиентном волноводе с параболическим профилем показателя преломления при совместном влиянии дифракции и дисперсии описывается следующей системой уравнений для комплексных амплитуд основной частоты ψ_1 и второй гармоники ψ_2 :

$$i \left[\frac{\partial \psi_1}{\partial z} + \left(\varepsilon_1 \alpha_1 \frac{x^2}{a_1^2} + \delta \right) \frac{\partial \psi_1}{\partial \tau} \right] + \frac{\beta_2^{(1)}}{2} \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial \tau^2} - \gamma_1 \psi_1^* \psi_2 e^{i(2k_1 - k_2)z} = \varepsilon_1 q_1 \frac{x^2}{a_1^2} \psi_1 + \frac{c}{2n_1 \omega} \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial x^2}, \quad (1)$$

$$i \left[\frac{\partial \psi_2}{\partial z} + \left(\varepsilon_2 \alpha_2 \frac{x^2}{a_2^2} - \delta \right) \frac{\partial \psi_2}{\partial \tau} \right] + \frac{\beta_2^{(2)}}{2} \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial \tau^2} - \gamma_2 \psi_1^2 e^{-i(2k_1 - k_2)z} = 2\varepsilon_2 q_2 \frac{x^2}{a_2^2} \psi_2 + \frac{c}{4n_2 \omega} \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial x^2}. \quad (2)$$

Здесь $n_{1,2}$ - показатели преломления на первой и второй гармониках в центре волновода, $b_2^{(1,2)}$ - коэффициенты дисперсии групповой скорости (ДГС),

$$\tau = t - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{v_{g1}} - \frac{1}{v_{g2}} \right) z, \quad \gamma_1 = \frac{4\pi\omega}{cn} \chi_2(-\omega; 2\omega), \quad \gamma_2 = \frac{4\pi\omega}{cn} \chi_2(\omega; \omega), \quad \delta = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{v_{g1}} - \frac{1}{v_{g2}} \right),$$

$$\alpha_{1,2} = \frac{n_{1,2}^2 - 1}{2cn_{1,2}}, \quad q_{1,2} = \omega\alpha_{1,2}.$$

Дефокусирующий волновод $\varepsilon_{1,2} = +1$ (показатель преломления растет от центра волновода к периферии). Фокусирующий волновод $\varepsilon_{1,2} = -1$ (показатель преломления уменьшается от центра волновода к периферии). Ниже считаем, что, вообще говоря, характерные размеры поперечной неоднородности волновода a_1 и a_2 различны для основной частоты и второй гармоники.

При одновременном выполнении условий фазового и группового синхронизмов $k_2 = 2k_1$ ($n_1 = n_2 = n$), $v_{g1} = v_{g2}$ ($\delta = 0$), а также при наличии связи между коэффициентами групповой дисперсии

$$\beta_2^{(2)} = 2\beta_2^{(1)} = 2\beta_2 \quad (3)$$

система (1)-(2) может быть решена аналитически методом «усредненного лагранжиана».

Картина распространения импульсов-пучков на основной и удвоенной частотах зависит от конкуренции между фокусирующими свойствами нелинейности и фокусирующими свойствами волновода, а также от критического параметра

$$\eta = 0,43 \frac{n^2}{n^2 - 1} \frac{a^2 l_D}{l_{dis}^3}, \quad (4)$$

где $l_{dis} = \frac{2\tau_0^2}{|\beta|}$, $l_D = \frac{n\omega}{c} R_0^2$, $l_r = \sqrt{l_{dis} l_D}$.

Можно выделить четыре основных сценария распространения волн:

- 1) При дефокусирующей нелинейности ($\beta_2 > 0$) и дефокусирующем волноводе ($\varepsilon_{1,2} = +1$) нет устойчивых режимов распространения в виде пуль.
- 2) При дефокусирующей нелинейности ($\beta_2 > 0$) и фокусирующем волноводе ($\varepsilon_{1,2} = -1$) имеем два случая:
 - а) $\eta < 1$ (сильная волноводная фокусировка); возможно устойчивое распространение с малыми колебаниями около значения безразмерной апертуры. Подчеркнем, что световые пули в этом случае формируются исключительно благодаря волноводной геометрии.
 - б) $\eta > 1$ (слабая волноводная фокусировка). Световых пуль нет.
- 3) Фокусирующая нелинейность ($\beta_2 < 0$), дефокусирующий волновод ($\varepsilon_{1,2} = +1$). В этом случае устойчивое распространение возможно только при выполнении условия $\eta > 1$, т.е. при слабой волноводной дефокусировке.
- 4) Фокусирующая нелинейность ($\beta_2 < 0$) и волновод ($\varepsilon_{1,2} = -1$). В этом случае устойчивое распространение пуль возможно всегда.

При этом параметры двухкомпонентной пули совершают малые колебания около положения равновесия. Например, радиус пули изменяется по формуле:

$$\frac{R}{R_0} = \left(\frac{\alpha_D}{2}\right)^{1/4} \sqrt{\frac{a}{l_D} \left[(\sqrt{1+\eta} + 1)^{1/3} - (\sqrt{1+\eta} - 1)^{1/3} \right]^{3/4}}. \quad (5)$$

Предсказанные теоретически четыре режима были проверены с помощью численного эксперимента. На Рис. 1 представлена двухкомпонентная пуля,

формирующаяся при четвертом сценарии – фокусирующая нелинейность, фокусирующий волновод.

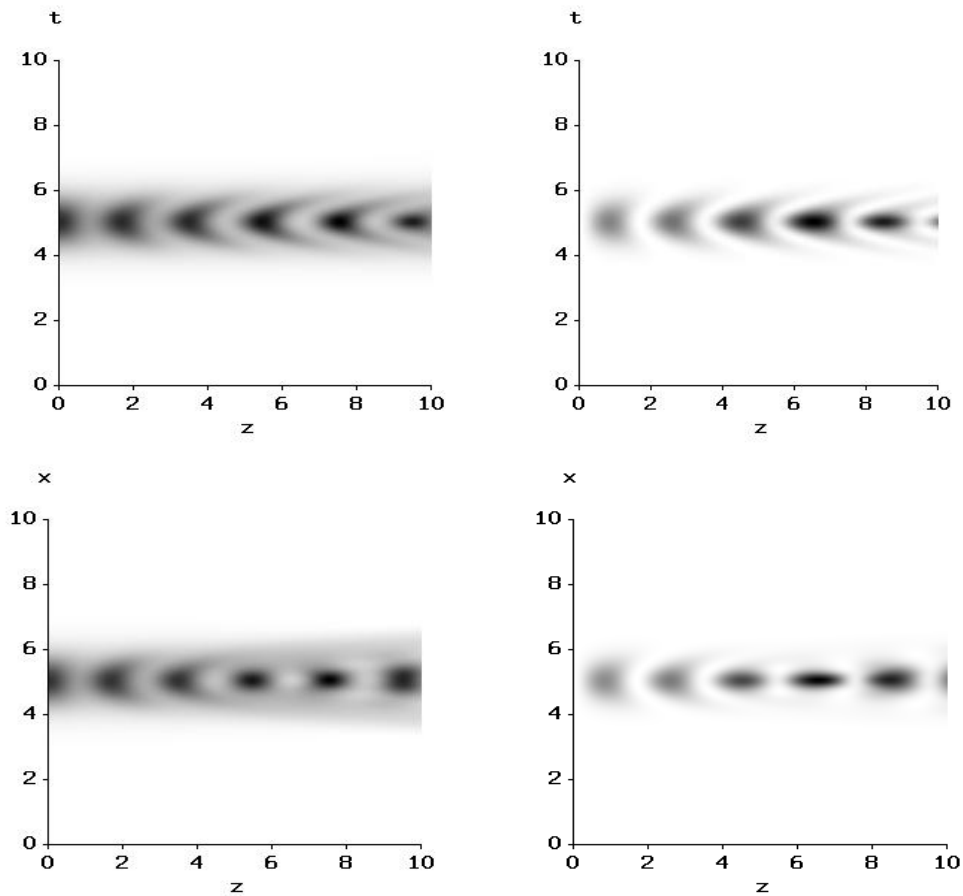


Рис.1. Формирование и распространение двухкомпонентной световой пули в фокусирующем волноводе с фокусирующей нелинейностью. Левый ряд – основная гармоника, правый ряд – вторая гармоника.

Исследование выполнено за счет гранта Российского Научного Фонда (проект № 17-11-01157).

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.Н. Карамзин, А.П. Сухоруков // Письма в ЖЭТФ. 1974. Т.20. С. 730.
2. R. Schiek, Y. Baek, G.I. Stegeman // Phys. Rev. E. 1996. V. 53& P& 1138.
3. Ю.С. Кившарь, Г.П. Агравал. Оптические солитоны. М.: Физматлит. 2005.
4. X.Liu, L.J.Qian, F.W. Wise // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. P. 4631.
5. X. Liu, K. Beckwitt, F. Wise // Phys. Rev. E. 2000. V. 62.P. 1328-1340.
6. B. A. Malomed, P. Drummond, H. He, A. Berntson, D. Anderson, and M. Lisak // Phys. Rev. E. 1997. V. 56. P. 4725.
7. S.V. Sazonov // Physics of Wave Phenomena. 2016. V. 24. P. 31-36.
8. S.V. Sazonov // Journal of the Physical Society of Japan. 2016. V. 85. P. 124404.

Планарные волновые пучки в конденсате Бозе-Эйнштейна

А.А.Калинович, М.В.Комиссарова, И.Г.Захарова, И.Ю.Полякова
Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет
kalinovich@gmail.com

Как известно, одним из уникальных свойств бозе-эйнштейновского конденсата является большая нелинейная оптическая поляризуемость [1,2]. Это позволяет даже при малых интенсивностях распространяющегося в нем излучения наблюдать и исследовать важнейшие нелинейные оптические эффекты [3].

Для получения БЭК часто используются магнито-оптические ловушки [4, 5]. Во многих работах, посвященных теме взаимодействия оптического излучения и бозе-эйнштейновского конденсата, подробно исследовалось поведение конденсата во внешнем поле, в оптических ловушках и оптических решетках [6], создаваемых световыми пучками от лазерных источников. Также изучалось сверхизлучательное рассеяние и отражение от БЭК [7], существование в БЭК различных видов солитонов [8,9].

Однако в большинстве работ уделялось мало внимания одновременному рассмотрению эволюции распространяющегося в среде пучка и изменений самой среды. Целью нашей работы является построение модели, которая учитывает и описывает одновременно как распространение волнового пучка, так и изменения БЭК.

Данная модель строилась в полуклассическом приближении для взаимодействия поля и БЭК, при этом вещество в конденсированном состоянии рассматривалось с квантовой точки зрения, а распространяющееся излучение - с классической [10]. Это позволяет учитывать не только изменения волнового пучка, но и изменение волновых функций конденсата.

При взаимодействии бозе-конденсата с полем излучения часть атомов неизбежно переходит из основного состояния в возбужденное. Рассматривалось взаимодействие БЭК с электромагнитным полем напряженностью $(Ae^{-i\omega t} + A^*e^{i\omega t})$. Уравнения, связывающие волновые функции конденсата и атомов в нормальном и возбужденном электронном состоянии, имели вид [1]:

$$\begin{aligned}i\hbar \frac{\partial \Phi_e(r,t)}{\partial t} &= -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Phi_e - \frac{1}{2} dA \Phi_g e^{-i\delta t} - i\hbar \frac{4\gamma}{2} \Phi_e \\i\hbar \frac{\partial \Phi_g(r,t)}{\partial t} &= -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Phi_g - \frac{1}{2} dA^* \Phi_e e^{i\delta t} + \frac{4\pi\hbar^2 a}{m} |\Phi_g|^2 \Phi_g \\ \frac{2i\omega}{c^2} \frac{\partial A(r,t)}{\partial t} &= -\Delta A - k^2 A - 4\pi k^2 P\end{aligned}$$

Здесь индексы g и e относятся к нормальному и возбужденному состояниям атома, m - масса атома, d - матричный элемент дипольного момента перехода атома, $\delta = \omega - \omega_a$ - отстройка частоты лазера от частоты атомного перехода, a - длина рассеяния, γ - радиационная константа возбужденного электронного состояния атома, k - волновое число, и введена поляризованность $P = d\Phi_g^* \Phi_e e^{i\delta t}$.

Видно, что первое уравнение системы описывает эволюцию волновой функции «надконденсированного» состояния вещества, с учетом спонтанного излучения и дипольных переходов, второе уравнение - эволюцию волновой функции конденсированного состояния вещества, с учетом только парного взаимодействия атомов и дипольных переходов, а третье является уравнением распространения для медленно меняющейся во времени амплитуды поля в скалярном приближении.

Данная система решалась численно в одномерном случае, для планарных пучков. В работе рассмотрены два случая распространения пучка в среде с сильной керровской нелинейностью: с учетом и без учета спонтанного излучения. Исследовалась эволюция волновых пучков разной ширины. Для каждой ширины волнового пучка получены данные об изменении параметров волнового пучка и волновых функций конденсата для случаев с отрицательной и положительной отстройкой частоты распространяющегося излучения от частоты резонансного перехода, а также для варианта резонансного возбуждения БЭК.

Показано, что БЭК ведет себя как среда с керровской нелинейностью, знак которой зависит от знака отстройки от резонансной частоты. Так, при отрицательной отстройке наблюдается тенденция к фокусировке пучка, в то время как при положительной - к дефокусировке (рис. 1, 2). Для широкого пучка в случае положительной отстройки от резонанса наблюдается его расщепление. Волновая функция основного состояния БЭК не претерпевает значительных изменений, а волновая функция возбужденного состояния совершает осцилляции.

При рассмотрении распространения пучка без учета спонтанного излучения выполняется закон сохранения общего числа атомов в системе, а также закон сохранения энергии для всей системы. При учете спонтанного излучения энергетическая картина меняется: уход небольшого числа атомов из конденсата приводит к уменьшению энергии всей системы и оказывает значительное влияние на эволюцию пучка. Так, процессы затухания и дефокусировки в такой системе протекают быстрее. Приведенное исследование позволяет применить полученные результаты для решения прикладных задач фотоники.

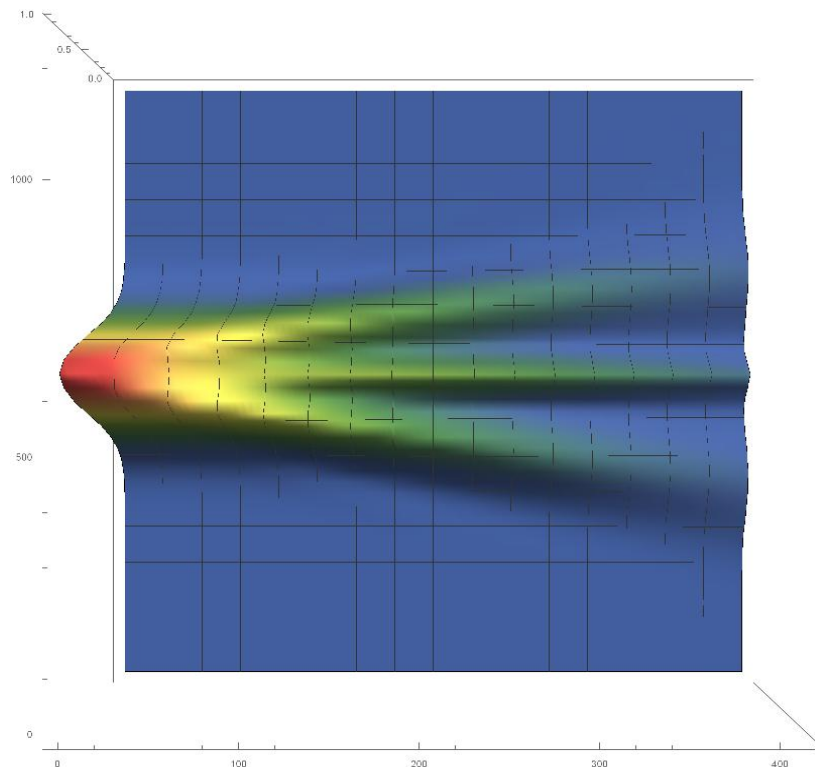


Рис. 1. Эволюция волнового пучка в БЭК при учете спонтанного излучения в случае отрицательной отстройки от резонансной частоты

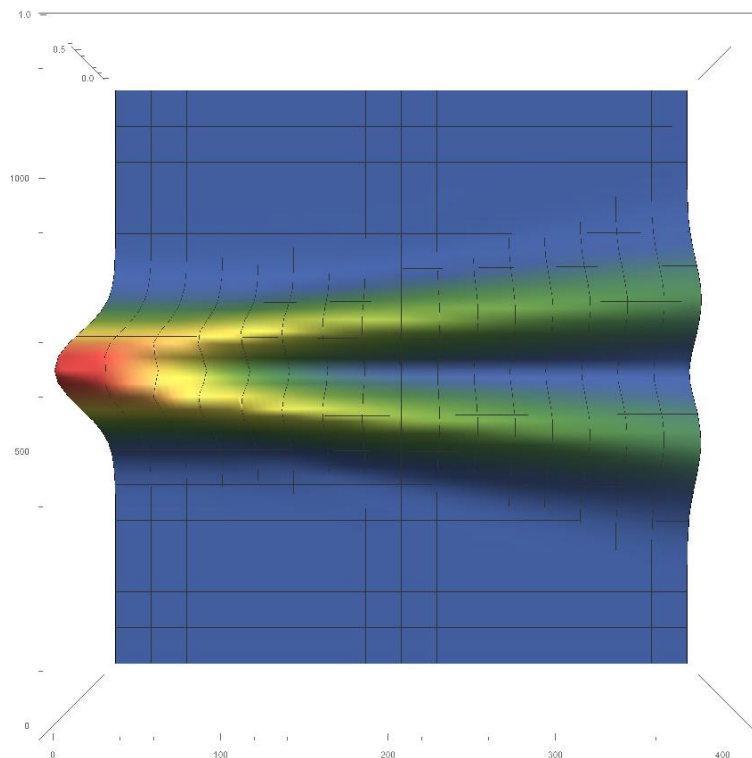


Рис. 2. Эволюция волнового пучка в БЭК при учете спонтанного излучения в случае положительной отстройки от резонансной частоты.

Исследование выполнено частично за счет гранта Российского Научного Фонда (проект № 17-11-01157).

ЛИТЕРАТУРА

1. Н.Н. Розанов, В.А. Смирнов // Письма в ЖЭТФ. 2005. Т. 82. Вып. 1. С. 27.
2. L. Pitaevskii, S. Stringari “Bose-Einstein Condensation and Superfluidity” Oxford University Press, 2016.
3. А.С. Гранкин, М.В. Комиссарова, А.П. Сухоруков // Известия РАН. Серия физическая. 2011. Т. 75. № 12. С. 1737.
4. M. Anderson et al. // Science. 1995. V. 269. P 198.
5. J. Klaers, J. Schmitt, F. Vewinger et al. // Nature. 2010. 468 (7323). P. 545.
6. Л.П. Питаевский // УФН. 2006. Т. 176. № 4. С. 345.
7. Ю.А. Аветисян, Е.Д. Трифонов // УФН. 2015. Т. 183. № 3. С. 307.
8. Л.А. Смирнов, А.И. Смирнов, В.А. Миронов // ЖЭТФ. 2016. Т. 149. Вып.1. С. 23.
9. J. Fleischer, M. Segev, N. Efremidis // Nature. 2003. V. 422. P. 147.
10. Л.П. Питаевский // УФН. Т. 168. № 6. 1998.

Формирование чирпированного солитона при прохождении фемтосекундным импульсом слоя с неоднородным показателем преломления в среде с кубической нелинейностью

А.А. Калинович, И.Г. Захарова, В.А. Трофимов
Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова
kalinovich@gmail.com

В работе продемонстрирована возможность формирования нового класса солитонов – чирпированных (или абберационных) солитонов при прохождении импульсом слоистой нелинейной структуры, расположенной в кубично-нелинейной среде. Слоистая структура и окружающая ее среда имеют одинаковую кубическую восприимчивость. В результате взаимодействия первоначально гауссова импульса со структурой формируются несколько солитонов различной пиковой интенсивности и имеющих модуляцию частоты – чирп (или волнового числа – абберацию).

Комплексная амплитуда A оптического импульса, распространяющегося по координате z с течением времени t описывалась следующим уравнением:

$$\varepsilon \frac{\partial A}{\partial t} + iD \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} + i\beta \varepsilon A + i\alpha |A|^2 A = 0, \quad (1)$$

где ε - диэлектрическая проницаемость, $D = 1/4\pi\chi$ - коэффициент дифракции, $\beta = \pi\chi$, χ - отношение частоты оптической волны к частоте периодической структуры, α - коэффициент кубической нелинейности. Начальный импульс имел гауссову форму

$$A(t=0) = \exp \left[-\frac{(z-z_0)^2}{a_z^2} + i2\pi\chi(z-z_0) \right], \quad (2)$$

где z_0 - координата центра импульса, a_z - ширина импульса. Коэффициент нелинейности α имеет одно и тоже значение, в том числе и в слоистой структуре. Диэлектрическая проницаемость изменяется следующим образом. В среде, окружающей слоистую структуру, она равна ε_0 . В слоистой среде, начинающейся в сечении z_{gr} и состоящей из N слоев, значение диэлектрической проницаемости чередовалось между значениями $\varepsilon = \varepsilon_1$ для слоев шириной l_1 и $\varepsilon = \varepsilon_0$ для слоев протяженностью l_0 .

На основе компьютерного моделирования показано, что в после прохождения слоистой структуры импульс может распадаться на несколько солитонов, обладающих сложным распределением фазы, т.е. оно отлично от линейного распределения. Следовательно, имеет место формирование чирпированного солитона [1-2]. Распределение его фазы φ аппроксимировалось следующей функцией

$$\frac{\partial \varphi(z,t)}{\partial z} = c_1 + c_2 z + c_3 \text{th} k(z-z_c), \quad (3)$$

что демонстрирует зависимость волнового числа от пространственной координаты.

На рис. 1 приведены профиль интенсивности и производные фаз солитонов в момент времени $t=100$ после прохождения 5 слоев с $\varepsilon_1 = 1.01$ шириной $l_1 = 1$ и промежутков между слоями $l_0 = 1$. Диэлектрическая проницаемость в промежутках и

вне структуры $\varepsilon_0 = 1$, коэффициент дифракции $D = 0.08$, $\beta = \pi$, коэффициент нелинейности $\alpha = 10$. Начальная длительность импульса $a_z = 1$.

Падающий гауссов пучок (2) распался на 4 солитона различной интенсивности, причем у первого, третьего и четвертого фаза хорошо согласуется с формулой (3), в частности, для четвертого солитона константы аппроксимации равны $c_1 = 1836.2$, $c_2 = -9.93$, $c_3 = 2.96$, $k = 3.14$, $z_0 = 185.6$. Фаза второго солитона имеет сложный вид из-за его перекрытия третьим солитоном, имеющим на порядок большую интенсивность.

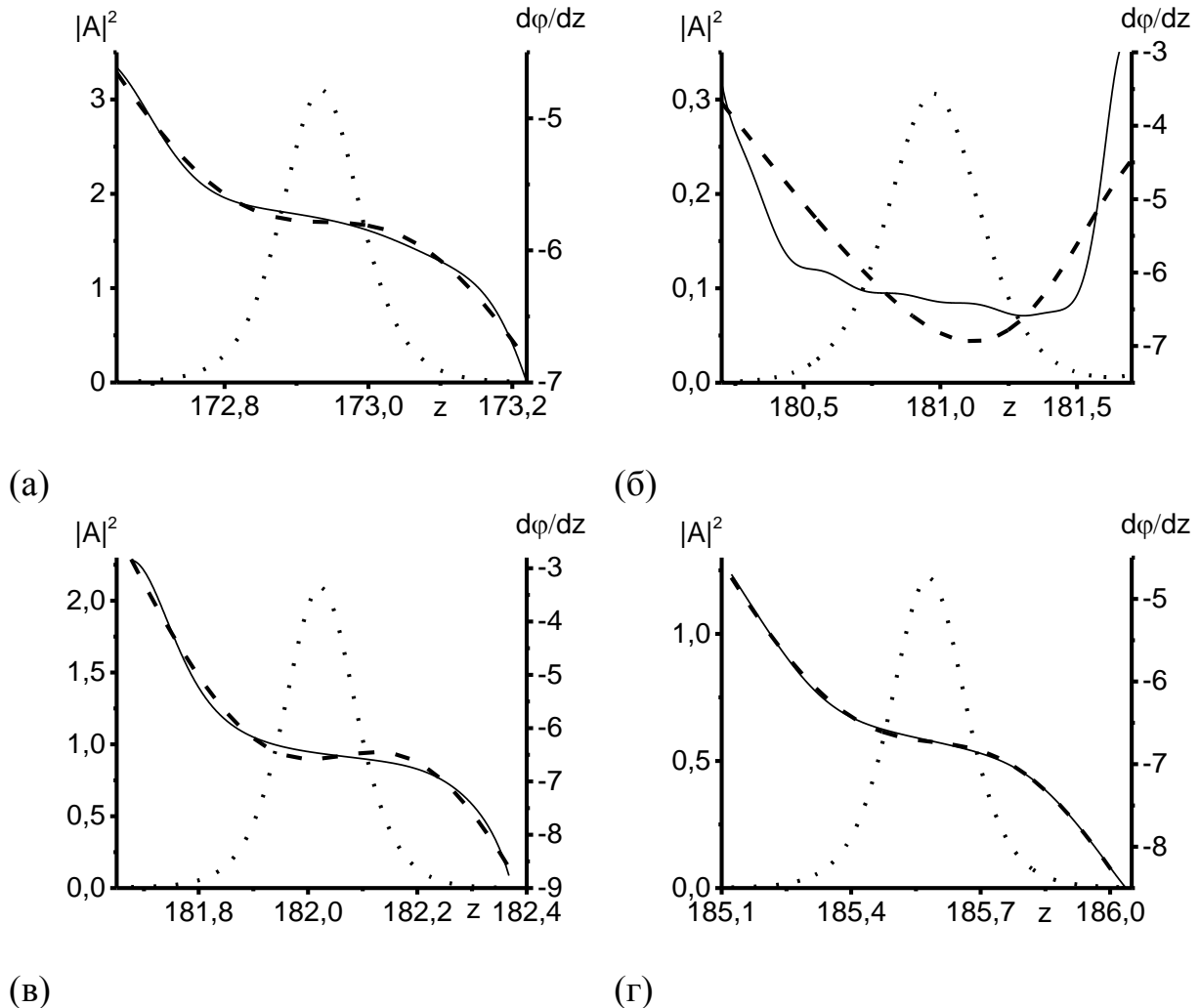


Рис. 1. Численно полученные профили интенсивности пучка (пунктир) и производные фазы (сплошная линия) образовавшихся солитонов и аппроксимация фазы согласно (3).

Исследование выполнено за счет гранта Российского Научного Фонда (проект № 14-21-00081).

ЛИТЕРАТУРА

1. V.A. Trofimov, I.G. Zakharova, D.A. Smotrov, Sheng Lan // Proceedings of SPIE. 2013. V. 8775. P. 87750K.
2. V.A. Trofimov, O.V. Matusевич, D.A. Smotrov // Proceedings of SPIE. 2011. P. 81890L

Фотонное эхо в ансамбле квантовых точек CdSe/CdS/ZnS

К.Р. Каримуллин^{1,2}, А.И. Аржанов², А.В. Наумов^{1,2}
¹Институт спектроскопии Российской академии наук;
²Московский педагогический государственный университет.
kamil@isan.troitsk.ru

Оптическая спектроскопия на основе фотонного эха широко используется в исследованиях самых различных сред, включая твердые тела, жидкости и газы [1]. Методика фотонного эха активно применяется и в изучении неупорядоченных структур: полимеров, стекол и молекулярных кристаллов (см., например, [2]). Как правило, сигналы фотонного эха генерируются на электронных переходах молекул красителей, специально внедряемых в исследуемую матрицу в очень малой концентрации. Оптические спектры таких спектральных зондов чрезвычайно чувствительны к параметрам локального окружения, что дает возможность использовать их для исследования внутренней динамики в разных матрицах [3].

Альтернативой органическим красителям в таких исследованиях могли бы стать полупроводниковые квантовые точки. Благодаря высокой фотостабильности, они превосходят по квантовому выходу обычные люминофоры, кроме того есть возможность управления спектром люминесценции. Уникальные фотофизические свойства квантовых точек обеспечивают их высокую практическую ценность в таких областях, как органическая фотовольтаика, солнечная энергетика и квантовая оптика и информатика. Несмотря на очевидные преимущества использования полупроводниковых нанокристаллов в качестве спектральных зондов, существуют сложности как с приготовлением образцов, допированных квантовыми точками, так и с детектированием сигналов фотонного эха в таких образцах. Для практического использования материалов на основе квантовых точек потребуется детальное исследование их фотофизических свойств и спектрально-люминесцентных характеристик. Значительный интерес представляет не только изучение закономерностей, описывающих процессы взаимодействия квантовых точек с окружением, но и исследования фотофизических свойств самих квантовых точек.

В качестве объекта для исследования были выбраны квантовые точки CdSe/CdS/ZnS (пр-во QD-light, Россия), растворенные в высокой концентрации в толуоле. Метод изготовления образцов при помощи центрифугирования раствора на стеклянной подложке (spin coating) не применяли из-за большого расхода раствора при создании образца с достаточной оптической плотностью. Нами была разработана простая и эффективная методика и создан стенд для изготовления тонких пленок полупроводниковых коллоидных квантовых точек на поверхности стеклянных подложек [4]. Стенд представляет собой две стеклянные пластины, расположенные перпендикулярно друг к другу, причем одну из пластин можно контролируемым образом прецизионно перемещать относительно другой. Тонкая пленка квантовых точек слой за слоем наносится на неподвижно закрепленную стеклянную подложку из раствора, нанесенного на ребро подвижной пластины. Подбрав скорость перемещения и расстояние между пластинами мы получили пленки из квантовых точек с хорошим оптическим качеством и большой оптической плотностью.

Экспериментальные данные по фотонному эхо были получены в отделе молекулярной спектроскопии Института спектроскопии Российской академии наук на уникальном спектрометре некогерентного фотонного эха (см., например, [5]). На рис. 1 (слева) показана кривая спада сигнала четырехволнового смещения, измеренная при

комнатной температуре в ансамбле квантовых точек CdSe/CdS/ZnS на стеклянной подложке, размещенной внутри оптического криостата.

Кривая спада характеризуется хорошим отношением «сигнал-к-шуму» и имеет симметричный вид, характерный для измерений при высоких (не криогенных) температурах. При комнатной температуре время спада сравнимо со значением предельного временного разрешения спектрометра некогерентного фотонного эха (десятки фемтосекунд). С понижением температуры форма кривой, изменяется: помимо максимума в области нулевой задержки, соответствующего сигналу четырехволнового смешения, в области положительных задержек наблюдается спад сигнала фотонного эха, анализируя который в рамках той или иной модели получают информацию о временах релаксационных процессов. В приготовленных образцах были измерены кривые спада сигналов некогерентного фотонного эха при температурах от 4,5 до 50 К. На основе анализа кривых спада построена температурная зависимость обратного времени оптической дефазировки (см. рис. 1).

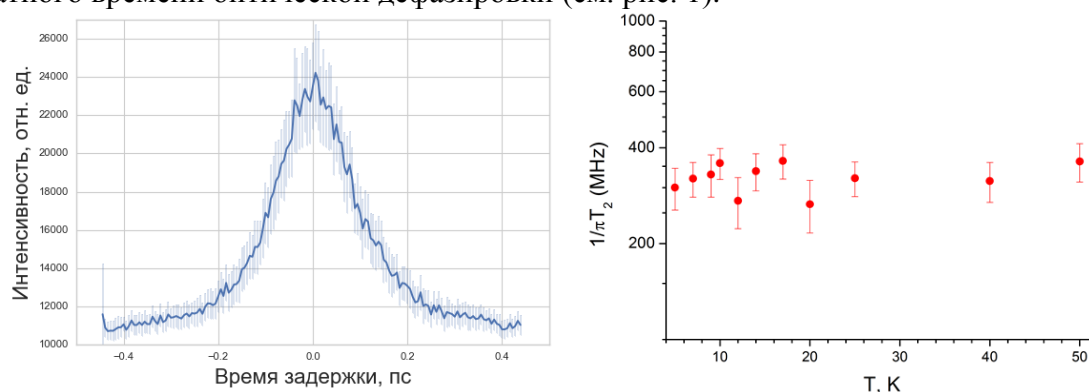


Рис. 1. Кривая спада сигнала четырехволнового смешения в ансамбле квантовых точек CdSe/CdS/ZnS на стеклянной подложке при комнатной температуре – слева. Температурная зависимость обратного времени оптической дефазировки – справа.

Обнаружено, что в исследованном температурном диапазоне дефазировка характеризуется временем порядка 1 пс, которое практически не зависит от температуры (наблюдается незначительное увеличение времени дефазировки с уменьшением температуры). Дополнительно было измерено время затухания люминесценции ($T_1=15$ нс). Характеристическое время измерения используемого нами метода некогерентного фотонного эха определяется длительностью возбуждающих лазерных импульсов и составляет около 10 нс. Для уточнения данных о природе дополнительного уширения спектров квантовых точек при столь низких температурах запланированы измерения методом пикосекундного фотонного эха.

Работа выполнена в рамках гранта Президента РФ МК-342.2017.2 и программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Фундаментальные и прикладные проблемы фотоники и физика новых оптических материалов».

ЛИТЕРАТУРА

1. Э.А. Маныкин, В.В.Самарцев “Оптическая эхо-спектроскопия” М.: Наука, 1984.
2. Y.G.Vainer et al. // J. Luminescence. 2000. V. 86. P. 265.
3. А.В. Наумов // УФН. 2013. Т. 183. С. 633.
4. К.Р. Karimullin et al. // J. Physics: Conf. Ser. 2017 (in press).
5. К.Р. Каримуллин и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2014. Т. 78. № 12. С. 1537.

Волны в длинной линии с сегнетоэлектрическими конденсаторами с отрицательной ёмкостью

О.С. Костромина¹, А.А. Потапов², И.В. Ракуть¹, А. Э. Рассадин³

¹Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

²Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

³Нижегородское региональное отделение РНТОРЭС им. А.С. Попова

brat_ras@list.ru

Исследование распространения электромагнитных волн в длинных линиях уже давно является классической проблематикой радиофизики [1]. Однако прогресс в области физического материаловедения может придавать новые импульсы в развитии этой устоявшейся области. В качестве примера приведём недавнее открытие двуслойных сегнетоэлектрических структур (пара $\text{Pb}(\text{Zr}_{0,2}\text{Ti}_{0,8})\text{O}_3$ — SrTiO_3 [2] или пара BaTiO_3 — SrTiO_3 [3]), имеющих при комнатной температуре отрицательную ёмкость. Мы будем называть такие двуслойные системы с отрицательной ёмкостью NC-конденсаторами.

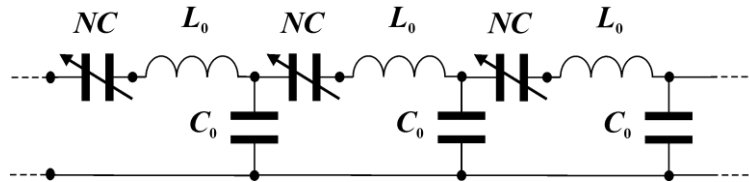


Рис.1 Длинная линия с сегнетоэлектрическими конденсаторами с отрицательной ёмкостью

В данном докладе рассмотрена длинная линия с NC-конденсаторами, включёнными последовательно с индуктивностями (рис. 1). Такую линию с достаточной степенью точности можно описать в непрерывном пределе, введя электрический заряд $Q(x,t)$ на NC-конденсаторе этой линии в точке x в момент времени t благодаря тому, что полученные экспериментально NC-конденсаторы имеют характерный размер ~ 100 нм [2, 3]. Тогда, согласно известной электромеханической аналогии пространственно-временная динамика заряда определяется принципом наименьшего действия:

$$S[Q] = \int_{t_1}^{t_2} \int \Lambda \cdot dx \cdot dt \quad (1)$$

с плотностью функции Лагранжа:

$$\Lambda = \frac{L_0}{2} \cdot \left(\frac{\partial Q}{\partial t} \right)^2 - \frac{1}{2 \cdot C_0} \cdot \left(\frac{\partial Q}{\partial x} \right)^2 + \frac{\alpha \cdot Q^2}{2} - \frac{\beta \cdot Q^4}{4}, \quad (2)$$

где L_0 и C_0 — погонные индуктивность и ёмкость линии соответственно, а положительные параметры α и β , задающие погонный термодинамический потенциал NC-конденсаторов вдоль линии, зависят как от свойств материалов, образующих сегнетоэлектрическую пару в NC-конденсаторах, так и от их геометрии [2, 3].

Варьируя действие (1) по заряду $Q(x,t)$, получим для него следующее уравнение движения:

$$\frac{1}{v^2} \cdot \frac{\partial^2 Q}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 Q}{\partial x^2} - a \cdot Q + b \cdot Q^3 = 0, \quad (3)$$

где $v = 1/\sqrt{L_0 \cdot C_0}$, $a = \alpha \cdot C_0$, $b = \beta \cdot C_0$.

Рассмотрим сначала ситуацию, когда линия безгранична в обе стороны, т. е. $x \in \mathbb{R}^1$, и будем искать решения нелинейного волнового уравнения (3) в виде бегущих волн: $Q(x, t) = q(\phi)$, где $\phi = k \cdot x - \omega \cdot t$.

В этом случае оно сведётся к известному уравнению Дуффинга с гомоклинической восьмёркой на фазовой плоскости:

$$\left(\frac{\omega^2}{v^2} - k^2 \right) \cdot \frac{d^2 q}{d\phi^2} - a \cdot q + b \cdot q^3 = 0. \quad (4)$$

Хорошо известно, что уравнение (4) имеет точное решение следующего вида [4]:

$$q(\phi) = \sqrt{\frac{2 \cdot a}{b}} \cdot \operatorname{ch}^{-1} \left(\sqrt{\frac{a \cdot v^2}{\omega^2 - v^2 \cdot k^2}} \cdot \phi \right). \quad (5)$$

С точки зрения уравнения (3) это решение соответствует уединённой волне заряда, бегущей вдоль линии.

Кроме решения (5) уравнение (4) имеет периодические решения, выражающиеся через эллиптические функции Якоби [4]:

$$q(\phi) = \sqrt{\frac{a}{b}} \cdot A \cdot \operatorname{dn} \left[\frac{A \cdot \phi}{\sqrt{2}} \cdot \sqrt{\frac{a \cdot v^2}{\omega^2 - v^2 \cdot k^2}}, \kappa \right] \quad (6)$$

и

$$q(\phi) = \sqrt{\frac{a}{b}} \cdot A \cdot \operatorname{cn} \left[(1 + 4 \cdot h)^{\frac{1}{4}} \cdot \phi \cdot \sqrt{\frac{a \cdot v^2}{\omega^2 - v^2 \cdot k^2}}, \frac{1}{\kappa} \right], \quad (7)$$

где $A(h) = \sqrt{1 + \sqrt{1 + 4 \cdot h}}$ и $\kappa(h) = \sqrt{2} \cdot \sqrt[4]{1 + 4 \cdot h} / A(h)$. Параметр h имеет смысл безразмерной энергии, причём решение (6) соответствует случаю $-1/4 < h < 0$, решение (7) — случаю $h > 0$, а решение (5) — случаю $h = 0$.

Точные решения (6) и (7) уравнения (3) позволяют в рамках теории модуляции Уизема (см. [5] и ссылки там) изучить распространение нелинейных модулированных волн в нашей линии, а именно, в докладе обсуждена система уравнений модуляции:

$$\frac{\partial \bar{\Lambda}}{\partial h} = 0, \quad \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial \bar{\Lambda}}{\partial \omega} - \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial \bar{\Lambda}}{\partial k} = 0, \quad \frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial \omega}{\partial x} = 0, \quad (8)$$

где $\bar{\Lambda}(\omega, k, h) = \frac{1}{T} \cdot \int_0^T \Lambda \cdot d\phi$ — плотность функции Лагранжа (2), вычисленная на

решении (6) или (7) и усреднённая по периоду колебаний, в которой затем параметры ω , k и h считаются функциями координаты x вдоль линии и времени t .

Рассмотрим теперь ситуацию, когда линия замкнута в кольцо длины l , и опять будем искать решения уравнения (3) в виде бегущих волн: $Q(x, t) = q(x - c \cdot t)$, где c — скорость распространения бегущей волны, тогда:

$$\left(\frac{c^2}{v^2} - 1 \right) \cdot \frac{d^2 q}{dx^2} = a \cdot q - b \cdot q^3. \quad (9)$$

Однако теперь из-за того, что $x \in S^1$, уравнение (9) должно быть дополнено граничными условиями периодичности:

$$q(0) = q(l), \quad \frac{dq(0)}{dx} = \frac{dq(l)}{dx}. \quad (10)$$

Легко видеть, что дифференциальное уравнение (9) с условиями (10) сводится к нелинейному интегральному уравнению — уравнению Гаммерштейна [5]:

$$q(x) = \int_0^l G(x - \xi) \cdot F(q(\xi)) \cdot d\xi, \quad (11)$$

где $F(q) = \frac{c^2}{v^2} \cdot q - \left(\frac{l \cdot v}{2 \cdot \pi} \right)^2 \cdot \frac{a \cdot q - b \cdot q^3}{c^2 - v^2}$, а ядро интегрального оператора в (11) является решением линейного дифференциального уравнения

$$\frac{d^2 G(x)}{dx^2} - \frac{c^2}{v^2} \cdot G(x) = -\delta(x) \quad (12)$$

с граничными условиями (10) и равно:

$$G(x) = \frac{v^2}{2 \cdot \pi \cdot c^2} + \frac{v^2}{\pi} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{c^2 + n^2 \cdot v^2} \cdot \cos \frac{2 \cdot \pi \cdot n \cdot x}{l}. \quad (13)$$

Рассмотрим следующее приближение для суммы ряда (13):

$$G_N(x) = \frac{v^2}{2 \cdot \pi \cdot c^2} + \frac{v^2}{\pi} \cdot \sum_{n=1}^N \frac{1}{c^2 + n^2 \cdot v^2} \cdot \cos \frac{2 \cdot \pi \cdot n \cdot x}{l}. \quad (14)$$

Очевидно, что $\sup_{x \in [0, l]} |G(x) - G_N(x)| < \frac{1}{\pi} \cdot \sum_{n=N+1}^{\infty} \frac{1}{n^2}$, т. е. функция (14) при

достаточном числе слагаемых приближает ряд (13) с любой наперед заданной точностью. Это в свою очередь означает, что вместо уравнения (11) мы можем рассматривать близкое к нему интегральное уравнение вида:

$$q(x) = \int_0^l G_N(x - \xi) \cdot F(q(\xi)) \cdot d\xi \quad (15)$$

и считать решения уравнений (11) и (15) также близкими.

С другой стороны, использование приближения (14) означает замену исходного ядра (13) уравнения Гаммерштейна (11) на вырожденное ядро:

$$G_N(x-\xi) = \frac{v^2}{2 \cdot \pi \cdot c^2} + \frac{v^2}{\pi} \cdot \sum_{n=1}^N \frac{1}{c^2 + n^2 \cdot v^2} \cdot \left(\cos \frac{2 \cdot \pi \cdot n \cdot x}{l} \cdot \cos \frac{2 \cdot \pi \cdot n \cdot \xi}{l} + \right. \\ \left. + \sin \frac{2 \cdot \pi \cdot n \cdot x}{l} \cdot \sin \frac{2 \cdot \pi \cdot n \cdot \xi}{l} \right), \quad (16)$$

что, в свою очередь, указывает на возможность отыскания приближённого решения исходного уравнения (11) в виде тригонометрического полинома:

$$q_N(x) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^N \left(a_n \cdot \cos \frac{2 \cdot \pi \cdot n \cdot x}{l} + b_n \cdot \sin \frac{2 \cdot \pi \cdot n \cdot x}{l} \right), \quad (17)$$

коэффициенты которого определяются подстановкой в уравнение (15).

Далее в докладе обсуждена устойчивость решения (5) по линейному приближению на основе сведения уравнения для возмущения к одномерному стационарному уравнению Шрёдингера.

Также в докладе рассмотрено поведение решений уравнения (3) вблизи его стационарного решения $Q_* = \sqrt{a/b}$, а именно, показано, что линеаризованное вблизи этого значения заряда уравнение (3) является уравнением Клейна-Гордона-Фока. Для случая $x \in R^1$ произведено сравнение точного решения этого уравнения с результатами применения к нему теории модуляции Уизема. Если же $x \in S^1$, то в этом случае удаётся продвинуться гораздо дальше, потому что здесь можно оставить в разложении вблизи Q_* квадратичный член возмущения заряда, и с помощью техники, развитой в книге [6], произвести кинетическое описание эволюции этого волнового поля возмущения.

Данный доклад посвящён развитию нового междисциплинарного научного направления — «интегрированные сегнетоэлектрики», объединяющего исследования в области технологии новых материалов, физики сегнетоэлектрических структур и процессов интеграции с полупроводниковыми технологиями [7]. Это направление является чрезвычайно привлекательным для отечественной электронной промышленности, потому что здесь обсуждается производство интегральных схем, в которых сегнетоэлектрический элемент является системообразующим и позволяет строить на его основе целые линейки устройств различного назначения. Отметим, что рынок этих устройств определяется не достижением рекордных показателей по минимальным топологическим нормам, определяемым литографическими методами, а совокупностью know-how в области формирования сегнетоэлектрического модуля [7].

ЛИТЕРАТУРА

1. М.И. Рабинович, Д.И. Трубецков «Введение в теорию колебаний и волн» М.: Наука, 1984.
2. A.I. Khan et al. // Appl. Phys. Lett. 2011. V. 99. P. 113501-1-3.
3. D.J.R. Appleby et al. // Nano Lett. 2014. V. 14. P. 3864.
4. А.Д. Морозов «Резонансы, циклы и хаос в квазиконсервативных системах» М.–Ижевск: РХД, 2005.
5. С.А. Габов «Введение в теорию нелинейных волн» М.: Изд-во МГУ, 1988.
6. Г.М. Заславский «Стохастичность динамических систем» М.: Наука, 1984.
7. К.А. Воротилов, В.М. Мухортов, А.С. Сигов «Интегрированные сегнетоэлектрические устройства» М.: Энергоатомиздат, 2011.

Модуляция света в жидкокристаллических сегнетоэлектриках с субволновым шагом спирали при квадратичном электрооптическом эффекте

С.П. Котова¹, А.М. Майорова¹, Е.П. Пожидаев², С.А. Самагин¹

¹ Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева Российской академии наук

² Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук

kotova@fian.smr.ru

Увеличение скорости управления пространственными характеристиками световых полей является фундаментальной задачей современной оптики. Эта задача актуальна как для традиционных направлений оптики, включая системы адаптивной оптики и голографических запоминающих устройств, так и для таких интенсивно развивающихся областей науки и техники как голографические дисплеи; оптическая манипуляция микроскопическими и наноразмерными объектами; квантовая криптография; квантовые вычисления. Как правило, требуются устройства, способные осуществлять чисто фазовую модуляцию света. Задавая фазовое распределение, можно компенсировать фазовые искажения волнового фронта, получать световые поля с определенным распределением интенсивности, например, в форме кривых в поперечном сечении, с ненулевым орбитальным угловым моментом и с заданным распределением его плотности. Традиционным способом реализации чисто фазовой пространственной модуляции является использование ориентационных эффектов в нематических жидких кристаллах (ЖК), характерные частоты для которых составляют несколько десятков Гц. Такое быстрое действие ограничивает возможные области применения пространственных модуляторов света (ПМС) на основе нематических ЖК. Увеличение быстрого действия возможно за счет ориентационных эффектов в сегнетоэлектрических жидких кристаллах (СЖК) с субволновым шагом спиральной структуры, в частности, ориентационного эффекта Керра [1,2].

В данной работе методом численного моделирования проанализирована возможность построения пространственных модуляторов различного типа на основе ячейки с сегнетоэлектрическим жидким кристаллом с субволновым шагом спирали с ориентацией оси геликоида вдоль подложек.

При приложении электрического напряжения к стандартной СЖК ячейке с планарной ориентацией главной оси геликоида происходит изменение направления оптической оси ЖК слоя и показателей преломления. Из-за изменения положения оптической оси СЖК в плоскости перпендикулярной направлению падающей световой волны будет изменяться состояние поляризации прошедшего света. В работе исследовалась возможность формирования световых полей с требуемыми пространственными характеристиками в таких условиях. Особое внимание уделялось формированию световых полей в форме заданных кривых, обладающих орбитальным угловым моментом.

Были проведены измерения электрооптических характеристик СЖК 587. Аппроксимация экспериментальных данных позволила получить зависимости показателей преломления, двулучепреломления, эффективной фазовой задержки от величины приложенного к слою электрического поля, необходимые для моделирования работы ЖК модулятора на основе СЖК.

Рассматривались многопиксельные модуляторы с квадратной конфигурацией ячеек и модуляторы секционного типа, работающие как в режиме пропускания, так и отражения. Расчеты световых полей выполнялись для следующей схемы. ПМС освещался линейно поляризованным однородным по интенсивности световым пучком.

Величины напряжения, подаваемого на каждый пиксель, задались в соответствии с требуемой величиной эффективной фазовой задержки, которую нужно сформировать у проходящей волны. Пропущенный или отраженный (в зависимости от типа модулятора) модулятором свет проходил через поляризатор с плоскостью пропускания, совпадающей с первоначальным направлением поляризации, и фокусировался линзой.

Были получены световые поля с ненулевым орбитальным моментом с распределением интенсивности в виде колец, кривой линии (спираль Архимеда) и замкнутой кривой (треугольник). На рисунке 1 представлен пример формирования аксиально симметричного поля с топологическим зарядом 4. Рассматривался СЖК модулятор отражательного типа с толщиной слоя ЖК 25 мкм, размером пиксела 100 мкм и разрешением 256x256 пикселей. Как для данного случая, так и других было найдено, что общие потери энергии составляют величину около 11%, среднее отклонение интенсивности не превосходит 5%.

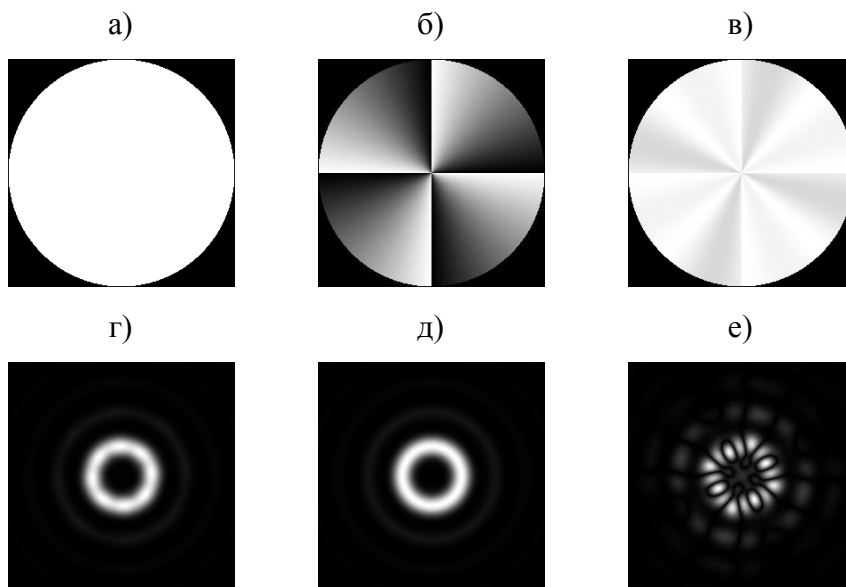


Рис. 1. а) начальное распределение амплитуды поля, б) профиль фазовой задержки, в) амплитуда поля, получаемого за поляризатором, г) распределение интенсивности в фокальной плоскости, д) требуемое распределение интенсивности (без амплитудной модуляции), е) отклонение полученного распределения интенсивности от требуемого, нормированное на своё максимальное значение.

Таким образом, можно сделать вывод, что возникающая модуляция амплитуды не оказывает принципиального, существенного влияния на формирование световых полей с ненулевым угловым моментом в форме заданных кривых. Результаты исследования указывают на возможность построения фазовых ПМС на основе СЖК с частотами модуляции свыше 0,5-1 кГц.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 16-42-630773 и 16-29-14012 офи_м).

ЛИТЕРАТУРА

1. E.P. Pozhidaev et al. // Phys. Rev. E. 2013. V. 87. No 5. P. 052502.
2. S.P. Kotova et al. // Phys. Rev. E. 2015. V. 92. No 6. P. 062502.

Генерация платиконов с учетом дисперсии высшего порядка

В.Е. Лобанов¹, А.Е. Шитиков^{1,2}, А.В. Черенков^{1,2}, Г.В. Лихачев^{1,2}, М.Л. Городецкий^{1,2}

¹Российский Квантовый Центр, Сколково, Россия

²Физический факультет, МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

vallobanov@gmail.com

Видимый и ближний ИК диапазоны представляют интерес для различных практических применений с использованием частотных гребенок. В последние годы большое внимание привлекают методы спектроскопии, использующие частотные гребенки, генерируемые в оптических микрорезонаторах [1]. Однако, большинство материалов, пригодных для изготовления таких микрорезонаторов, имеют нормальную дисперсию групповых скоростей в видимом и ближнем ИК диапазоне, что препятствует генерации когерентных частотных гребенок или же светлых диссипативных керровских солитонов. Поэтому разработка новых методов генерации когерентных частотных гребенок в микрорезонаторах с нормальной дисперсией и исследование свойств таких гребенок является актуальной и практически значимой задачей. К настоящему времени частотные гребенки в микрорезонаторах с нормальной дисперсией были теоретически и экспериментально исследованы в различных материалах [2]. В частности, была показана возможность генерации когерентных частотных гребенок, представляющих собой темные солитоны. Также было предсказано существование нового типа солитоноподобных импульсов, платиконов, генерируемых в режиме нормальной дисперсии при условии сдвига моды накачки [3]. В реальных микрорезонаторах такой сдвиг моды может происходить из-за взаимодействия различных семейств мод или благодаря эффекту затягивания. Длительностью таких платиконов (а, следовательно, и их спектральной шириной) можно управлять путем изменения частоты накачки. С точки зрения преобразования энергии накачки в энергию частотной гребенки генерация платиконов может быть существенно более эффективной чем генерация светлых солитонов. Генерация платиконов также возможна путем применения двухчастотной или амплитудно-модулированной накачки, если разность частот или частота модуляции равна межмодовому расстоянию [4]. Важным направлением исследований солитонов в оптических микрорезонаторах является изучение влияния дисперсий высших порядков на свойства солитонов или взаимодействие солитонов с генерируемыми ими дисперсионными волнами. Эта задача активно исследовалась применительно к светлым солитонам [5]. В частности, было показано теоретически и экспериментально, что генерация солитоном дисперсионной волны, вызываемая дисперсией третьего порядка, приводит к уширению спектра светлого солитона в область нормальной дисперсии [6]. Однако для микрорезонаторов с нормальной дисперсией эта тема менее изучена.

В нашей работе мы численно изучаем влияние дисперсии третьего порядка на свойства и динамику платиконов, генерируемых при условии сдвига моды накачки. Для численного анализа использовался формализм связанных мод. Для этого численно решалась следующая система уравнений для медленно меняющихся амплитуд элементов частотной гребенки:

$$\frac{\partial a_{\mu}}{\partial \tau} = -(1 + i\zeta_{\mu})a_{\mu} + i \sum_{\mu' \leq \mu''} (2 - \delta_{\mu'\mu''}) a_{\mu'} a_{\mu''} a_{\mu'+\mu''-\mu}^* + \delta_{0\mu} f, \quad (1)$$

где f – безразмерная амплитуда накачки, $\zeta_{\mu} = 2(\omega_{\mu} - \omega_p - \mu D_1)/\kappa$ – безразмерная отстройка частоты накачки от резонанса для μ -й моды. Номера мод от-

считываются относительно моды накачки ($\mu = 0$). Резонансные частоты мод микрорезонатора рассчитывались с помощью разложения закона дисперсии в ряд Тэйлора

$$\omega_\mu = \omega_0 - \delta_{0\mu} \Delta + D_1 \mu - \frac{1}{2} D_2 \mu^2 + \frac{1}{6} D_3 \mu^3, \quad (2)$$

где D_2 и D_3 – коэффициенты дисперсии второго и третьего порядка соответственно, Δ – сдвиг моды накачки. Численно моделировалась генерация платиконов при изменении частоты накачки ($\zeta_0 = \zeta_0(0) + \alpha\tau$) для различных значений коэффициента дисперсии третьего порядка при фиксированных значениях остальных параметров (Рис. 1).

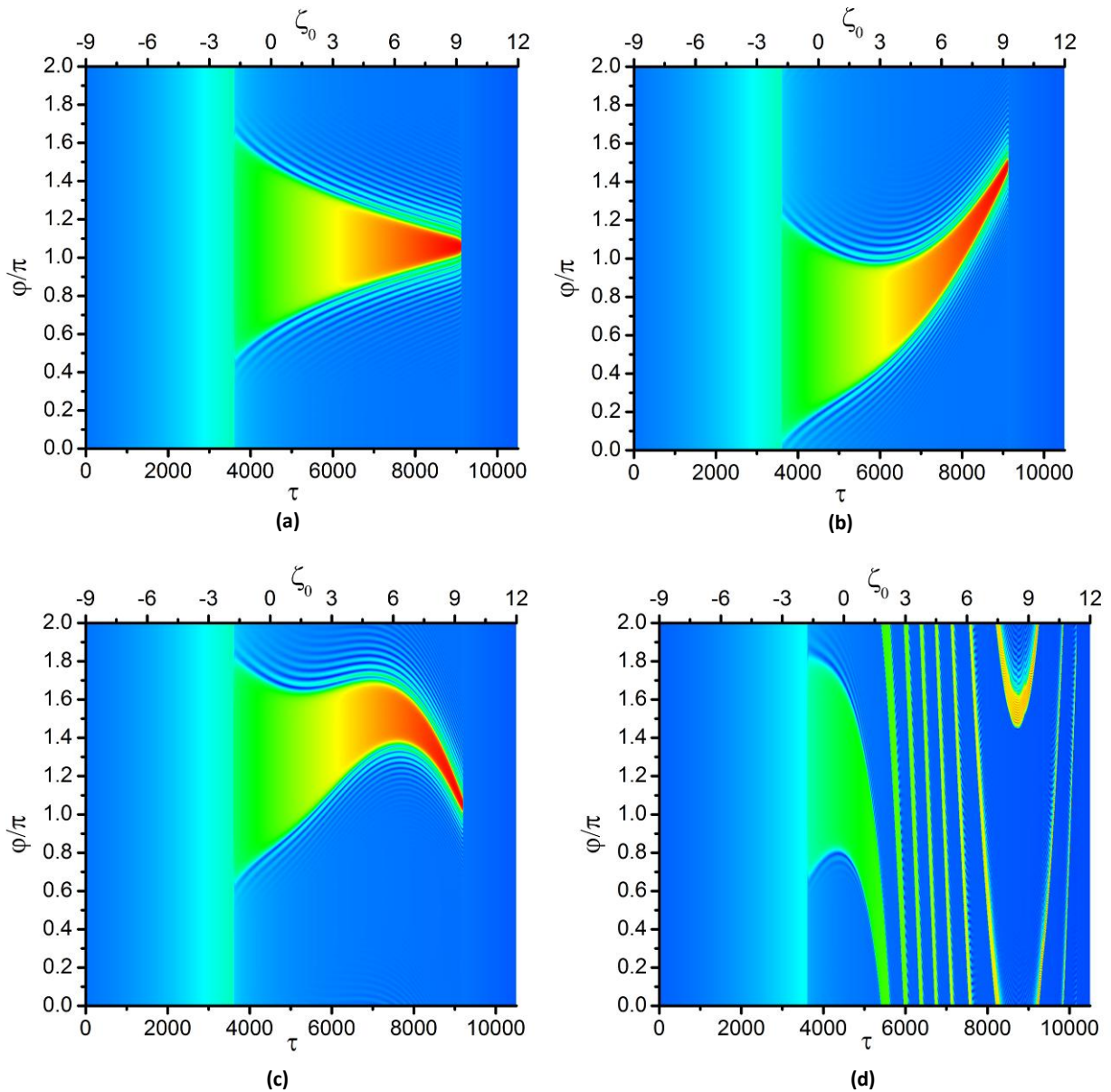


Рис. 1. Эволюция распределения поля внутри микрорезонатора при изменении частоты накачки для разных значений дисперсии третьего порядка: (a) $D_3 = 0$; (b) $D_3 / 3D_2 = 0.0004$; (c) $D_3 / 3D_2 = 0.003$; (d) $D_3 / 3D_2 = 0.008$.

Для анализа рассчитывалось распределение поля внутри микрорезонатора: $\psi(\varphi) = \sum_{\mu} a_{\mu} \exp(i\mu\varphi)$. Результаты моделирования показали, что генерация платиконов происходит в ограниченном частотном диапазоне даже при наличии дисперсии третьего порядка ($D_3 \neq 0$). Минимальное значение безразмерной отстройки ζ_0 , при котором происходит генерация платиконов, практически не зависит от величины дисперсии третьего порядка (см. Рис. 1). Однако наличие дисперсии третьего порядка приводит к изменению динамического профиля поля внутри микрорезонатора, что может быть объяснено “поперечным” движением платиконов [Рис. 1(b)]. Ранее было показано, что для светлых солитонов скорость дрейфа пропорциональна D_3 [5]. При малых значениях D_3 скорость дрейфа платиконов сначала также увеличивается с ростом D_3 , однако затем она уменьшается и меняет знак [Рис. 1(c)]. При дальнейшем увеличении D_3 дрейф платикона меняет свое направление еще раз [Рис. 1(d)]. Таким образом абсолютное значение D_3 влияет не только на величину скорости дрейфа, но и на ее знак. Для проверки этого утверждения было проведено численное моделирование распространения платиконов при фиксированном значении отстройки для различных значений D_3 (см. Рис. 2).

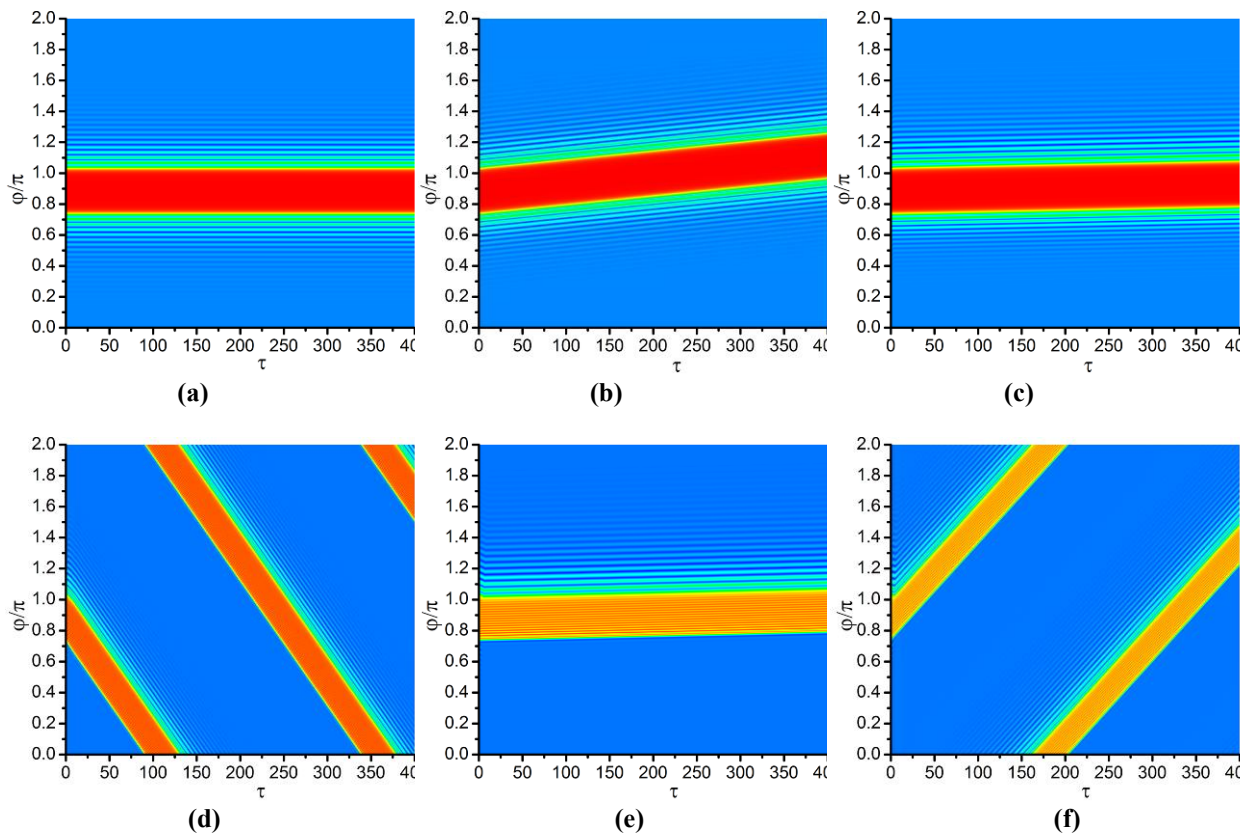


Рис. 2. Распространение платиконов при $\zeta_0 = 6$ для различных значений коэффициента дисперсии третьего порядка: (a) $D_3 = 0$; (b) $D_3 / 3D_2 = 0.0012$; (c) $D_3 / 3D_2 = 0.0028$; (d) $D_3 / 3D_2 = 0.0064$; (e) $D_3 / 3D_2 = 0.0096$; (f) $D_3 / 3D_2 = 0.012$.

На рисунке 2 показано, что направление движения платиконов может меняться при изменении D_3 . Зависимость скорости от D_3 представлена на рисунке 3.

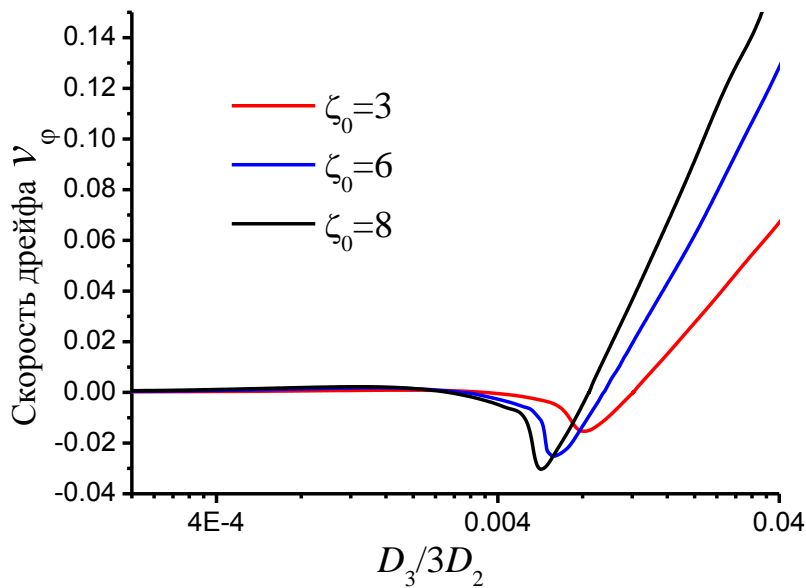


Рис. 3. Зависимость скорости дрейфа от величины коэффициента дисперсии третьего порядка.

На рисунке 3 также показано, что скорость платикона также зависит от отстройки, определяемой частотой накачки. Отсюда следует, что при изменении частоты накачки меняется скорость платикона и, соответственно, частота повторения импульсов, генерируемых в микрорезонаторе. Этот эффект может быть использован для управления частотой повторения импульсов.

Отметим, что помимо появления поперечной скорости наличие дисперсии третьего порядка приводит к изменению временного профиля платикона. Во-первых, профиль становится асимметричным. Осциллирующий хвост, присутствующий с обеих сторон при $D_3 = 0$, остается только с одной стороны, определяемой знаком D_3 . Во-вторых, профиль становится изрезанным.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и образования Российской Федерации (проект RFMEFI58516X0005).

ЛИТЕРАТУРА

1. Y.K. Chembo // *Nanophotonics*. 2016. V. 5. P. 214.
2. X. Xue, M. Qi, and A.M. Weiner // *Nanophotonics*. 2016. V. 5. P. 244.
3. V.E. Lobanov et al. // *Opt. Exp.* 2015. V. 23. P. 7713.
4. V.E. Lobanov et al. // *EPL*. 2015. V. 112. P. 54008.
5. A.V. Cherenkov, V.E. Lobanov, and M.L. Gorodetsky // *Phys. Rev. A*. 2017. V. 95. P. 033810.
6. V. Brasch et al. // *Science*. 2016. V. 351. No. 6271. P. 357.

Направленные электромагнитные волны на границе раздела диэлектрика и топологического изолятора

А.И. Маймистов¹, Е.И. Ляшко²

¹Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва,
²Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Московская обл.
aimaimistov@gmail.com, ostroukhova.ei@gmail.com

В последнее время большое внимание в физике конденсированных сред привлекают материалы, известных как топологические изоляторы (ТИ) [1,2]. Стало важной задачей исследование ТИ оптическими методами, так же как и определение различных оптических (в общем случае электромагнитных) характеристик этих материалов. Ярким следствием характерного для ТИ магнитоэлектрического эффекта являются гигантские эффекты Фарадея и Керра. Были исследованы особенности преломления и рассеяния электромагнитных волн на поверхности ТИ, в частности сдвиги Гуса-Хенген и Имберта-Федорова [3].

В настоящей работе обсуждаются поверхностные волны, распространяющейся вдоль границы раздела изотропного линейного или нелинейного диэлектрика и ТИ. Для описания этих волн использована система обобщенных уравнений Максвелла

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \quad (1)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} - \alpha \left(\nabla \theta \times \mathbf{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \theta}{\partial t} \mathbf{B} \right), \quad \operatorname{div} \mathbf{D} = \alpha \nabla \theta \cdot \mathbf{B}, \quad (2)$$

где $\alpha = e^2 / \hbar c$ – константа взаимодействия с аксионным полем θ [4] или магнитоэлектрической поляризуемостью [5]. Входящие в эти уравнения векторы \mathbf{D} и \mathbf{H} являются обычными векторами электрической и магнитной индукции, обусловленные связанными зарядами и их токами. Но, с учетом магнитоэлектрического эффекта векторы электрической и магнитной индукции следует определить следующими формулами

$$\mathbf{D}_a = \mathbf{D} - \alpha \theta \mathbf{B}, \quad \mathbf{H}_a = \mathbf{H} + \alpha \theta \mathbf{E}. \quad (3)$$

В этом случае, уравнения Максвелла (1)-(2) переписываются в следующей форме

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \quad (4)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H}_a = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}_a}{\partial t}, \quad \operatorname{div} \mathbf{D}_a = 0. \quad (5)$$

В общем случае, рассматривая аксионную электродинамику, поле θ полагается меняющимся в пространстве-времени. В настоящей работе, обсуждая взаимодействие электромагнитного поля с топологическими изоляторами, поле θ принимается кусочно-непрерывной заданной функцией. В обычном диэлектрике $\theta = 0$, но для ТИ $\theta = 2n + 1$, где $n \in \mathbb{Z}$.

Решив уравнения (1)-(2) в области, занимаемой обычным диэлектриком, и в области пространства заполненном ТИ, можно получить полное решение уравнений Максвелла, используя условия непрерывности на границе раздела рассматриваемых сред. Условия непрерывности (или разрывности) компонент электромагнитных полей и индукций следуют из уравнений (4)-(5) и имеют вид

$$(\mathbf{D}^{(1)} - \mathbf{D}^{(2)})\mathbf{n} = \kappa(\theta^{(2)} - \theta^{(1)})\mathbf{B}^{(1)}\mathbf{n}, \quad (\mathbf{H}^{(1)} - \mathbf{H}^{(2)})\mathbf{t}_{z,y} = \kappa(\theta^{(1)} - \theta^{(2)})\mathbf{E}^{(1)}\mathbf{t}_{z,y}, \quad (6)$$

$$(\mathbf{B}^{(1)} - \mathbf{B}^{(2)})\mathbf{n} = 0, \quad (\mathbf{E}^{(1)} - \mathbf{E}^{(2)})\mathbf{t}_{z,y} = 0. \quad (7)$$

Здесь $\kappa = \alpha\theta$ и верхний индекс указывает номер среды. Оси координат выбраны так, что нормаль \mathbf{n} направлена по оси X , а касательные векторы \mathbf{t}_z и \mathbf{t}_y лежат в плоскости (Y, Z) – плоскости раздела сред. Предполагалось, что диэлектрические и магнитные свойства сред не меняются по обе стороны поверхности раздела, пространственная и временная дисперсии отсутствуют.

Диэлектрическая среда может быть линейной или нелинейной. В силу планарной симметрии электромагнитные волны можно разделить согласно их поляризации на ТЕ- и ТМ-волны. Но из-за нетривиальных граничных условий ТЕ- и ТМ-волны перемешиваются, так что вдоль границы раздела распространяется некоторая гибридная волна.

В случае линейных соприкасающихся сред полученное дисперсионное соотношение имеет решение только в случае, если одна из сред является метаматериалом с отрицательным показателем преломления или если одна из сред является немагнитной, но с отрицательной диэлектрической проницаемостью. Такое условие может реализоваться, например, при использовании гиперболических сред. Получено дисперсионное соотношение для этой поверхностной волны, которое в частном случае приводит к обычным дисперсионным соотношениям отдельно для каждого типа поляризации, если константу магнитоэлектрического взаимодействия положить равной нулю.

Надо заметить, что планарный волновод из линейного материала, в котором подложка или сам волноводный слой изготовлен из ТИ, может поддерживать локализованную в нем волну.

В случае, если одна из сред обладает керровской нелинейностью, то может существовать поверхностная волна на границе раздела этих положительно преломляющих сред. Если при этом одна из сред представляет собой ТИ, то различно поляризованные по обе стороны границы раздела поверхностные волны образуют связанное состояние вследствие магнитоэлектрического эффекта. Вместо двух нелинейных волн: одна ТЕ-типа, другая ТМ-типа, образуется гибридная волна [6].

Для описания нелинейных свойств диэлектрика была использована упрощенная модель керровской среды [7]. В более общем случае эффект керровской нелинейности приводит к более сложной задаче, в которой нелинейность приводит к смешиванию волн разной поляризации. Чтобы изучить роль магнитоэлектрического эффекта, была взята упрощенная модель.

ЛИТЕРАТУРА

1. M.Z. Hasan, C Kane // Rev. Mod.Phys. 2010. V. 82. P. 3045-3067
2. Xiao-Liang Qi, Shou-Cheng Zhang // Rev.Mod.Phys. 2011. V. 83. № 4. P. 1057.
3. Fen Liu, Jingping Xu, Ge Song, Yaping Yang // JOSA B, 2013. V. 30, №5, P. 1167.
4. F. Wilczek // Phys.Rev.Lett. 1987. V. 58. № 18. P. 1799.
5. X.-L. Qi, T.L. Hughes, Sh.-Ch. Zhang // Phys.Rev. B. 2008. V. 78. P. 195424.
6. А.И. Маймистов, Е.И. Ляшко // Оптика и спектроск. 2016. Т. 121. № 4, С. 671.
7. В.М. Агранович, В.С. Бабиченко, В.Я. Черняк // Письма в ЖЭТФ 1980. Т. 32. № 8. С. 532.

Эффект синхронной накачки в ВКР-лазере, возбуждаемым спектрально-многомодовым излучением

В.Ю. Маркевич

Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси
vumarkevich@gmail.com

Вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР), являясь одним из нелинейно-оптических эффектов, широко применяется для преобразования характеристик лазерного излучения, в частности, длины волны лазерной генерации [1, 2]. Одной из схем ВКР-преобразователей является ВКР-лазер с внешним резонатором. Традиционно для накачки ВКР-лазеров используют излучение коммерческих лазеров, спектр которых является многомодовым. Мелкомасштабная структура импульса накачки, которая является когерентной суперпозицией мод, при разработке ВКР-лазеров с накачкой излучением коммерческих лазеров, не учитывается.

Настоящая работа, однако, демонстрирует, что мелкомасштабная структура импульса накачки существенно влияет на характеристики выходного излучения ВКР-лазеров.

Экспериментальная установка включала в себя АИГ:Nd лазер с поперечной диодной накачкой и генератором второй гармоники, который использовался для возбуждения ВКР-генерации. На длине волны $\lambda_0 = 532$ нм лазер генерировал линейно-поляризованное излучение с частотой следования импульсов 10 Гц, энергией импульсов до 90 мДж и длительностью по уровню половины пиковой интенсивности ~ 6 нс. Спектр генерации составлял $0,5 \text{ см}^{-1}$. Лазерный пучок имел диаметр ~ 4 мм при расходимости $\sim 1,0$ мрад. Перед входом в ВКР-лазер были установлены полуволновая пластинка и поляризатор для изменения энергии импульса накачки.

ВКР-лазер представлял собой кристалл нитрата бария размерами 70x10x7 мм, помещенный между двумя диэлектрическими зеркалами, образующими линейный резонатор. Комбинационный сдвиг нитрата бария равен 1047 см^{-1} [3]. При длине волны накачки 532 нм, длины волны 1-й, 2-й и 3-ей стоксовых компонент равны 563, 599 и 639 нм, соответственно. Для плавного регулирования длины резонатора ВКР-лазера, его выходное зеркало было установлено на моторизованную линию задержки Standa 8MT160-300. Спектральные и геометрические характеристики зеркал, используемых в резонаторе ВКР-лазера представлены в таблице 1. Излучение стоксовых компонент спектрально выделялось светофильтрами ОС-12. Энергия импульсов излучения определялась измерителем Ophir LaserStar с пироэлектрическими детекторами PE10 и PE25. Временные и пространственные измерения проводились на осциллографе Tektronix TDS 5104 с полосой пропускания аналогового тракта 1 ГГц и скоростными PIN-фотодиодами и ПЗС-камере Pixelink PL-B741U.

Табл. 1. Спектральные характеристики зеркал ВКР-резонатора

Зеркало	Коэффициент отражения, %				Радиус кривизны, мм
	532 нм	563 нм	599 нм	639 нм	
M1	36,5	99,4	99,84	99,5	∞
M2	>99,9	99,2	27,7	13,0	∞
M3	27,6	98,6	48,1	25,8	∞
M4	99,3	86,2	99,5	36,2	∞

На рисунке 1 представлены результаты измерения энергии накачки, при которой наблюдался порог возбуждения ВКР, в зависимости от оптической длины резонатора

ВКР-лазера. В качестве входного и выходного зеркал резонатора использовались зеркала М1 и М2, соответственно. Каждая точка на графике соответствует усреднению по ансамблю из 1000 импульсов. Полученная зависимость демонстрирует тенденцию монотонного роста порога генерации ВКР с увеличением длины резонатора. Такой рост обусловлен увеличением дифракционных потерь [4] и снижением эффективного числа проходов в условиях импульсной накачки. Интересной и неожиданной особенностью является то, что на фоне монотонного роста порога ВКР наблюдаются несколько резких провалов. Наиболее глубокий провал соответствует оптической длине ВКР-резонатора $L_R = 47,5$ см, что в хорошем приближении соответствует оптической длине L_P резонатора возбуждающего лазера. Падение порога генерации при этом достигает 30 %. Кроме того, ярко выражен провал на оптической длине 23,8 см, который, как можно заметить, соответствует отношению $L_R/L_P = 1/2$.

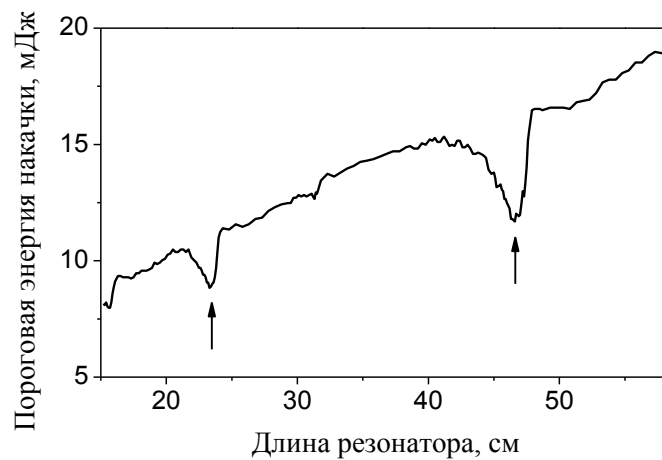


Рис. 1. График зависимости энергии накачки, при которой наблюдался порог стоксовой генерации, от оптической длины резонатора ВКР-лазера.

На рисунке 2а приведен график экспериментально полученной зависимости эффективности ВКР-преобразования лазерного излучения от оптической длины резонатора ВКР-лазера. При этом резонатор ВКР-лазера составляли входное зеркало М3 и выходное зеркало М4. Локальный рост эффективности преобразования наблюдался при значениях $L_R = 47,5, 32$ и 24 см, которые относятся к величине L_P как $1/1, 2/3$ и $1/2$, соответственно. В этих условиях при малом превышении энергии накачки над порогом ВКР-генерации значение эффективности ВКР-преобразования может значительно превышать ее ожидаемое значение, исходящее из фоновой монотонной зависимости.

На рисунке 3 представлены осциллограммы импульсов стоксовой компоненты при энергии накачки 21 мДж для двух оптических длин резонатора ВКР-лазера L_R , равных 29 и 47,5 см. Эти значения L_R соответствуют одинаковым значениям средней суммарной эффективности ВКР-преобразования излучения, однако при $L_R = L_P = 47,5$ см наблюдается провал в зависимости на рисунке 1, а при $L_R = 29$ см провала не наблюдается. Вдали от кратных значений L_R , которым соответствует резкое падение порога ВКР-генерации, огибающая одиночного импульса преобразованного излучения хаотически структурирована (рисунок 3а). В то же время, при $L_R = L_P$ одиночный импульс представляет собой последовательность резких высокоинтенсивных всплесков, следующих с периодом, равным 3,2 нс (рисунок 3б), что соответствует времени обхода резонатора лазера накачки. Усредненные

осциллограммы (рисунок 3в и 3г) демонстрируют многократное снижение фоновой составляющей импульса относительно его пиковой интенсивности в условиях кратности величин L_R и L_P .

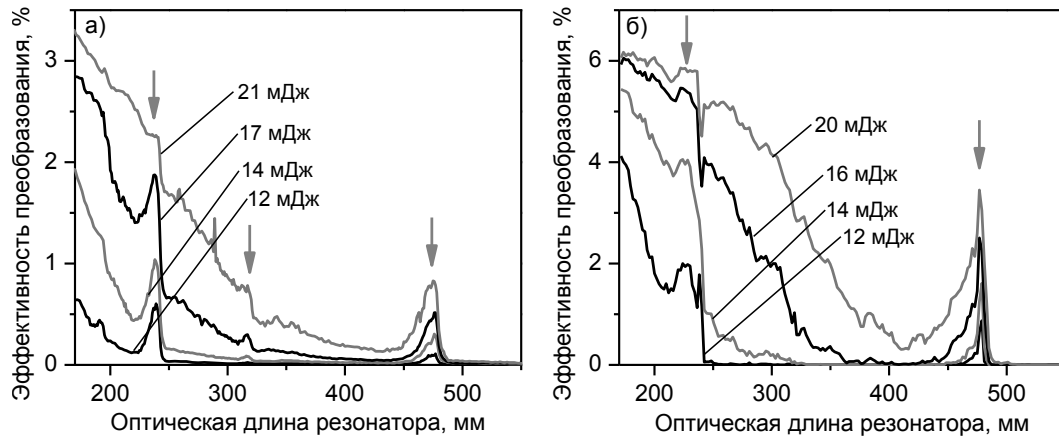


Рис. 2. График зависимости эффективности ВКР-преобразования лазерного излучения от оптической длины резонатора ВКР-лазера, полученный экспериментально (а) и с помощью численного моделирования (б), для нескольких значений энергий импульсов накачки.

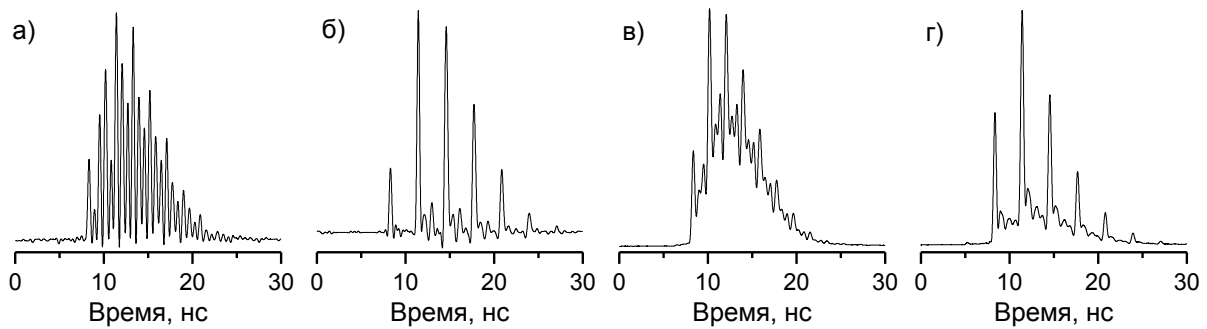


Рис. 22. Типичные реализации осциллограмм импульсов 1-ой стоксовой компоненты (а, б) и их усредненные по 1000 импульсам формы (в, г), зарегистрированные при $L_R = 29$ см (а, в) и при $L_R = 47,5$ см (б, г).

Данное поведение можно объяснить следующим образом. Вследствие случайной частичной синхронизации мод возбуждающего излучения возникает периодическая составляющая в его импульсе, которая проявляется в виде узких высокоинтенсивных всплесков, причем период этой составляющей равен времени полного обхода резонатора лазера накачки (рисунок 4). В условиях кратности величин L_R и L_P данная периодическая составляющая играет роль синхронной накачки, генерируя подобную же последовательность стоксовых всплесков, согласованных во времени [5, 6]. Согласованность всплесков излучения накачки и стоксовой компоненты во времени приводит к росту инкремента усиления ВКР и снижению порога стоксовой генерации.

Высказанные выше предположения подтверждаются результатами численного моделирования (рисунок 2б). Программный код базировался на системе связанных дифференциальных уравнений для амплитуд поля накачки, полей стоксовых компонент и соответствующих им амплитуд фоновых колебаний [7]. Использованный нами код, кроме того, учитывал поперечную неоднородность поля. В качестве модели многомодовой накачки использовалась модель частично-сфазированных мод. Эта модель задает частичную синхронизацию мод путем определения всех мод ансамбля взаимно-некоррелированными и имеющими случайную составляющую фазы, дисперсия которой всегда меньше 2π радиан [8-10].

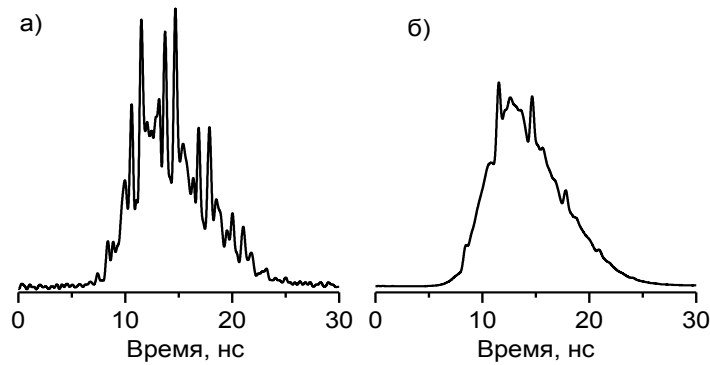


Рис. 4. Типичная реализация (а) и усредненная по 1000 импульсам (б) осциллограммы импульса накачки.

В заключение, при ВКР-преобразовании излучения 2-й гармоники АИГ:Nd лазера в кристалле нитрата бария обнаружено 30% падение порога стоксовой генерации и существенное увеличение эффективности преобразования в условиях равенства оптических длин резонаторов лазера накачки и ВКР-лазера. Обнаруженная особенность объясняется эффектом синхронной накачки, возникающей вследствие случайной и частичной синхронизации мод возбуждающего лазера.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А. Лисинецкий «Твердотельные лазеры на вынужденном комбинационном рассеянии» дис. канд. физ.-мат. наук: 01.04.21, Минск, 2008.
2. N.S. Karpukhin, A.I. Stepanov // *Sov. J. Quant. Electr.* 1986. V. 16. P. 1027.
3. P.G. Zverev et al. // *Opt. Mater.* 1999. V. 11. P. 315.
4. N. Hodgson, H. Weber «*Laser resonators and beam propagation*» Springer, 2005
5. M. Henriksson et al. // *Opt. Express.* 2010. V. 18. P. 10742.
6. G.G Grigoryan, S.B. Sogomonyan // *Sov. J. Quant. Electr.* 1989. V. 19. P. 1402.
7. V. Lisinetskii et al. // *Opt. Commun.* 2010. V. 273. P. 1454
8. С.А. Ахманов, Ю.Е. Дьяков, А.С. Чиркин «Введение в статистическую радиофизику и оптику» М.: Наука, 1981.
9. R.H. Picard, P. Schweitzer // *Phys. Rev. A.* 1970. V. 1 P. 1803.
10. A.A. Grutter, H.P. Weber, R. Dandliker // *Phys. Rev.* 1965. V. 185. P. 629.

Формирование запутанных состояний света в оптическом параметрическом генераторе с частично когерентной накачкой

В.О. Мартынов¹, В.А. Миронов¹, Л.А. Смирнов^{1,2}

¹ Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук

² Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

martvo@appl.sci-nnov.ru

Системы с квадратичной нелинейностью уже в течении многих лет активно изучаются в контексте формирования запутанных состояний света [1-3]. Одним из примеров таких систем являются параметрические генераторы света (ПГС). В последнее время в ряде работ исследовалась динамика квантовых шумов в ПГС, и, в частности, возможность формирования запутанных состояний [2] и использования системы связанных ПГС для квантовых вычислений [3]. Параметрические генераторы света основаны на процессе спонтанного параметрического распада кванта накачки на квант сигнальной и холостой волны, которые оказываются коррелированными. В качестве накачки используется классическое излучение. Конечная ширина линии накачки, связанная с наличием шумов, может негативно сказаться на процесс формирования запутанных состояний в параметрических системах [4]. Таким образом в данной работе мы провели исследование процесса формирования запутанного состояния в ПГС, а также рассмотрели влияние шумов в накачке на данный процесс.

Будем рассматривать кристалл с квадратичной нелинейностью помещенный в резонатор. Из-за нелинейности в системе осуществляется параметрическое взаимодействие трех мод резонатора с частотами ω_p и $\omega_s = \omega_i = \omega_p/2$, и соответствующими операторами уничтожения (рождения) \hat{a}_p (\hat{a}_p^\dagger), \hat{a}_s (\hat{a}_s^\dagger) и \hat{a}_i (\hat{a}_i^\dagger). Гамильтониан задачи состоит из трех частей:

$$\hat{H} = \hat{H}_O + \hat{H}_p + \hat{H}_{Bl}. \quad (1)$$

Первое слагаемое в (1) соответствует трем взаимодействующим модам резонатора:

$$\hat{H}_O = \hbar\omega_p \hat{a}_p^\dagger \hat{a}_p + \hbar\omega_i \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_i + \hbar\omega_s \hat{a}_s^\dagger \hat{a}_s - \hbar\kappa(\hat{a}_p \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_s^\dagger + \hat{a}_p^\dagger \hat{a}_i \hat{a}_s), \quad (2)$$

где κ – параметр определяющий нелинейность.

Для возбуждения параметрического генератора света производится накачка резонатора внешним лазерным излучением на частоте ω_p , чему соответствует слагаемое \hat{H}_p в (1):

$$\hat{H}_p = i\hbar\alpha(e^{-i\omega_p t - i\varphi(t)} \hat{a}_p^\dagger - e^{i\omega_p t + i\varphi(t)} \hat{a}_p) \quad (3)$$

Любой лазерной источник обладает конечной шириной спектра из-за наличия шумов. Для описания такого спектра мы используем модель фазовой диффузии [5], в соответствии с которой в (3) присутствует фаза $\varphi(t)$, являющаяся случайным винеровским процессом, у которого производная (в обобщенном смысле) $\dot{\varphi}(t)$ является нормальным белым шумом со спектральной шириной D . Конечная добротность резонатора приводит к тому, что рассматриваемые моды резонатора взаимодействуют с электромагнитным вакуумом вне резонатора. Данному взаимодействию соответствует гамильтониан \hat{H}_{Bl} :

$$\hat{H}_{Bl} = \hbar\sqrt{\gamma}(\hat{a}_p \hat{\Gamma}_p^\dagger + \hat{\Gamma}_p \hat{a}_p^\dagger) + \hbar\sqrt{\gamma'}(\hat{a}_i \hat{\Gamma}_i^\dagger + \hat{\Gamma}_i \hat{a}_i^\dagger) + \hbar\sqrt{\gamma''}(\hat{a}_s \hat{\Gamma}_s^\dagger + \hat{\Gamma}_s \hat{a}_s^\dagger), \quad (4)$$

где $\hat{\Gamma}_p$, $\hat{\Gamma}_s$ и $\hat{\Gamma}_i$ – операторы резервуара отвечающие соответствующей моде резонатора.

Нас интересует степень запутанности между модами с частотами ω_i и ω_s , возникающей в результате возбуждения параметрического генератора света. Для этого мы используем характеристику называемой логарифмической отрицательностью E_N [6]. В нашем случае для ее вычисления необходимо построить матрицу плотности для подсистемы, состоящей из мод с частотами ω_i и ω_s . Спектральные свойства этой матрицы и определяют логарифмическую отрицательность.

Для моделирования динамики рассматриваемой системы мы использовали метод квантовых траекторий [7]. Так как используемый метод является довольно требовательным к вычислительным ресурсам, поэтому мы ограничили максимальное число фотонов в каждой моде: 64 – для моды с частотой ω_p и 32 – для мод с частотой ω_i и ω_s . Все результаты, представленные ниже, получены при усреднении 2000 траекторий.

Во всех выполненных расчётах брались следующие параметры: $\gamma = 1$, $\gamma' = 0.9$, $\alpha = 2.75$. В качестве начального состояния бралось вакуумное для каждой моды резонатора. Расчеты показали, что на больших временах число фотонов в модах резонатора выходят на стационарное значение. Динамику рассматриваемой системы можно описывать с точки зрения классической физики. Для этого в гамильтонианах (2)-(4) необходимо заменить все операторы на с-числа ($\hat{a}_x \rightarrow a_x$). В этом случае у получающихся уравнений на амплитуду поля соответствующей моды резонатора существует стационарное решение. При этом в зависимости от амплитуды накачки (или в выбранном случае коэффициента нелинейности) существует два режима. Если $\kappa \leq \gamma\gamma'/4\alpha$, то стационарное решение имеет следующие значения: $a_p = 2\alpha/\gamma$, $a_i = a_s = 0$. В случае обратного неравенства $\kappa > \gamma\gamma'/4\alpha$, стационарное значение для a_i и a_s становится отличным от нуля. При квантовом описании параметрического генератора ситуация иная. Критическое значения коэффициента

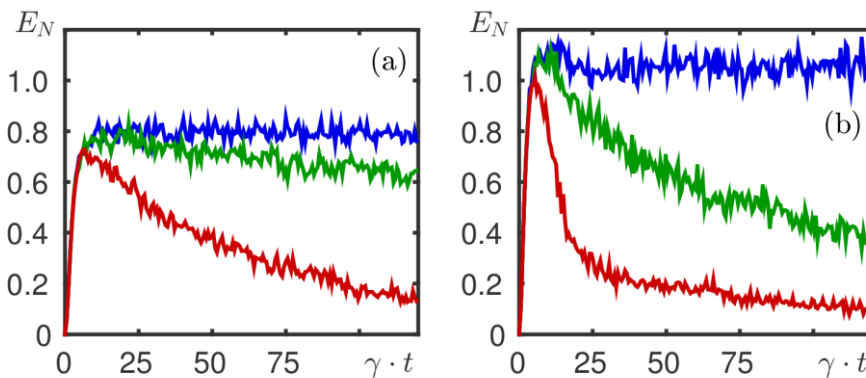


Рис. 1. Динамика логарифмической отрицательности E_N , демонстрирующей степень запутанность двух мод резонатора параметрического генератора света, отвечающих частотам ω_i и ω_s . Зависимости на (a) отвечают значению параметра нелинейности $\kappa = 0.06$, а на (b) $\kappa = 0.1$. Разный цвет кривых отвечает разному значению ширины спектра накачки: $D = 0$ (синий), $D = 10^{-3}$ (зеленый), $D = 10^{-2}$ (красный).

нелинейности отсутствует – вне зависимости от того, насколько слабой является нелинейность, стационарное значение для a_i и a_s отлично от нуля. Стоит также отметить, что наличие шума в накачке слабо влияет на динамику числа фотонов в модах резонатора.

Результаты расчетов для динамики логарифмической отрицательности представлены на рис.1. В случае когерентной накачки значение логарифмической отрицательности выходит на стационарное значение (синие кривые на рис.1). При этом опять же отсутствуют какие-либо критические значения параметров, плавное увеличение коэффициента нелинейности приводит к плавному изменению стационарного значения логарифмической отрицательности. В отличие от среднего числа фотонов, наличие шума в накачке приводит к качественному изменению динамики E_N (красные и зеленые кривые на рис.1). Выбранная величина сначала быстро достигает максимального значения, а потом начинает медленно убывать. Чем шире спектр накачки, тем быстрее убывает логарифмическая отрицательность. При этом в ноль E_N не обращается, только стремится к этому значению. Этот факт отличает рассмотренную в данной работе задачу о формировании запутанного состояния при нелинейном взаимодействии трех осцилляторов (мод поля), от похожей задачи формирования запутанного состояния в системе двух параметрически связанных осцилляторов рассмотренной в [4]. Также стоит отметить, что при больших значениях параметра нелинейности, шум в накачке оказывает более деструктивное влияние на процесс формирования запутанных состояний (рис. 1(а) в сравнении с рис. 1(б)). При этом чем больше коэффициент нелинейности, тем больше стационарное значение логарифмической отрицательности при когерентной накачке.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №16-32-00750.

ЛИТЕРАТУРА

1. T. Guerreiro et al. // Phys. Rev. Lett., V. 113, No. 17, 2014.
2. K. Dechoum et.al. // Phys. Rev. A, V. 70, No. 5, p. 53807, 2004.
3. K. Takata et.al. // Phys. Rev. A, V. 92, No. 4, p. 43821, 2015.
4. V.O. Martynov, V.A. Mironov, and L.A. Smirnov // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys., V. 81, No. 1, p. 22, 2017.
5. M.O. Scully and M.S. Zubairy “Quantum optics.” New York: Cambridge University Press, 1997.
6. G. Vidal and R.F. Werner // Phys. Rev. A, V. 65, No. 3, p. 032314, 2002.
7. T.A. Brun // American Journal of Physics, V. 70, No. 7, p. 719, 2002.

Опико-терагерцовая конверсия в структурированной металлической среде

И.В. Оладышкин, Д.А. Фадеев, В.А. Миронов
Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород
oladyshkin@gmail.com

Конверсия фемтосекундных оптических импульсов в терагерцовое излучение привлекает внимание исследователей как благодаря большому числу потенциальных приложений электромагнитных волн ТГц диапазона, так и из-за фундаментального интереса к субпикосекундным нелинейным процессам в различных средах. В твёрдом теле процессы рассеяния и термализации электронов, теплопереноса на масштабах оптического скин-слоя, теплообмена электронов и кристаллической решётки имеют характерную длительность порядка 0,1–1 пикосекунды [1].

В недавних теоретических исследованиях [2,3] было показано, что неоднородный нагрев электронной подсистемы и последующая релаксация тепла вносят основной вклад в возникновение терагерцового отклика металлов при воздействии фемтосекундного лазерного излучения. В процессе отражения наклонно падающего оптического импульса от металла появляется градиент температуры электронов вблизи поверхности, что приводит к возникновению низкочастотного электрического поля \vec{E}_{THz} в самой среде и на её границе [2]:

$$\vec{E}_{THz} = -\frac{2}{3e} \frac{\partial \bar{\epsilon}}{\partial \vec{r}}, \quad (1)$$

где $\frac{\partial \bar{\epsilon}}{\partial \vec{r}}$ – градиент средней тепловой энергии электрона, e – элементарный заряд.

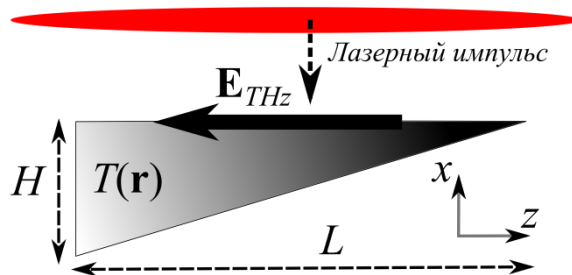


Рис. 1. Схематичное изображение неоднородно нагретой металлической частицы. Изменяющийся градиент температуры электронов создаёт низкочастотное электрическое поле вблизи границы.

Время существования электрического поля (1) совпадает со временем исчезновения градиента температуры, которое определяется скоростью перераспределения тепла либо внутри электронной подсистемы, либо между электронами и кристаллической решёткой. В хорошо проводящих металлах (алюминий, медь, золото и др.) длительность релаксации тепла из скин-слоя составляет порядка 1–1,5 пс, что совпадает с длительностью терагерцовых импульсов, наблюдаемых в эксперименте [4,5].

Тепловой механизм опико-терагерцовой конверсии, предложенный в статье [2], может быть обобщён на случай структурированной металлической среды. Рассмотрим металлическую частицу (см. рис. 1), которая облучается фемтосекундным оптическим импульсом. Будем предполагать, что плазменная частота в металле ω_p много больше

оптической ω_0 , размер частицы H составляет несколько толщин оптического скин-слоя l , размер L больше H . После воздействия лазерного импульса перераспределение тепловой энергии электронов приводит к возникновению градиента температуры вблизи поверхности в течение характерного времени l^2/D , где D – коэффициент температуропроводности металла. В соответствии с формулой (1) это должно приводить к генерации низкочастотных полей.

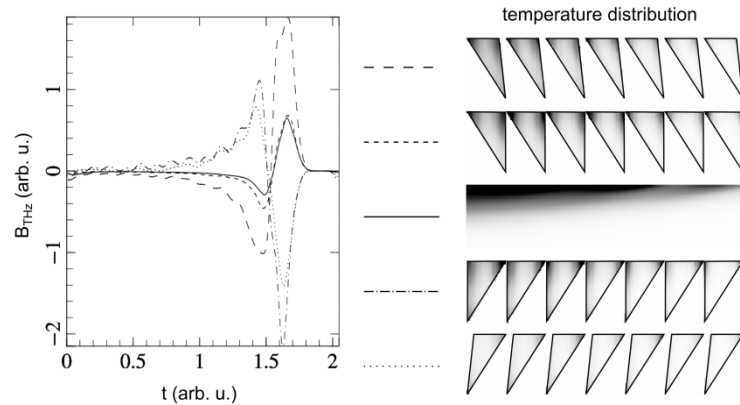


Рис. 2. Численное моделирование генерации ТГц излучения при отражении лазерных импульсов от упорядоченного массива металлических частиц. Слева – формы ТГц сигналов, справа – соответствующие им структуры (изображено мгновенное распределение тепловой энергии электронов).

Было проведено численное моделирование генерации низкочастотного излучения при наклонном падении лазерных импульсов на упорядоченный массив металлических частиц различной формы. Результаты моделирования для частиц треугольной формы представлены на рисунке 2. Было продемонстрировано, что амплитуда генерируемого ТГц сигнала существенно зависит от геометрии частицы, а также от её ориентации относительно направления распространения лазерного излучения. Моделирование показало, что тепловой механизм генерации ТГц излучения со структурированной металлической поверхности позволяет интерпретировать наблюдаемую в эксперименте длительность сигнала порядка 1 пс, а также зависимость эффективности конверсии от амплитуды гофрировки поверхности. Важно отметить, что генерация ТГц сигнала в рамках данной модели возможна в отсутствие возбуждения поверхностных плазмонов или объёмных плазменных мод.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №16-02-01078 А и №16-32-00717 мол_а)

ЛИТЕРАТУРА

1. В.П. Вейко, М.Н. Либенсон, Г.Г. Червяков, Е.Б. Яковлев “Взаимодействие лазерного излучения с веществом” М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008
2. I.V. Oladyshkin, D.A. Fadeev, V.A. Mironov // J. Opt. 2015. V. 17. No 7. P. 075502.
3. S.G. Bezhanov, S.A. Uryupin // Opt. Lett. 2016. V. 41, Issue 21, P. 4975
4. F. Kadlec, P. Kuzel, J.-L. Coutaz // Opt. Lett. 2004. V. 29. P. 2674.
5. F. Kadlec, P. Kuzel, J.-L. Coutaz // Opt. Lett. 2005. V. 30. P. 1402.

Генерация двойных оптических гребенок на основе микрорезонатора

Н.Г. Павлов^{1,2}, Г.В. Лихачев^{2,3}, С.Н. Коптяев², Н.М. Кондратьев², М.Л. Городецкий^{2,3}

¹*Московский физико-технический институт, 141700, Долгопрудный*

²*Российский квантовый центр, 143025, Сколково*

³*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет,
119991, Москва*

nikolai.pavlov@phystech.edu

Возможность изучения оптических и колебательных спектров молекул с высоким разрешением имеет важное значение для современных исследований. В связи с этим, спектроскопия с использованием двух гребенок является одним из лучших подходов для получения рамановских и оптических спектров с высочайшим разрешением (до кГц). Спектр биений двух оптических гребенок генерируется непосредственно в радиочастотной области, что позволяет избежать громоздких и дорогих дифракционных и Фурье спектрометров. В последнее время, были показаны миниатюрные солитонные гребенки на кристаллических и интегральных микрорезонаторах. Потенциально спектроскопия с использованием двух гребенок может быть продемонстрирована на миниатюрной платформе в виде чипа или компактного микрорезонатора (~3-7 мм).

С момента первой демонстрации оптических частотных гребенок в конце 1990х [1,2], они совершили революцию в прецизионных измерениях времени и частоты и открыли новые технологии, такие как оптические часы [3], генерация СВЧ сигнала с низким уровнем фазового шума [4], быстрое измерение расстояний и быстрая спектроскопия с использованием двух гребенок [5-12], а также добавили производительности к таким методам как когерентные LIDAR [13-15]. В приложениях спектроскопии системы на основе оптических частотных гребенок продемонстрированы в широком спектральном диапазоне, от ультрафиолетового до инфракрасного, что делает их пригодными для измерения различных видов молекул. Такой метод спектроскопии использует когерентные свойства для быстрого, широкополосного спектрального анализа с высокой точностью [16].

Главным достижением в гребенках на основе микрорезонаторов была реализация солитонного режима [29-33]. Этот режим обеспечивает фазовую синхронизацию фемтосекундных импульсов с четко определенными, повторяемыми спектральными огибающими, что важно для спектроскопии. В данной работе мы впервые представляем компактный генератор высококогерентных оптических гребенок в микрорезонаторе с новым геометрическим дизайном.

Для одновременной генерации нескольких солитонных гребенок была произведена структура из нескольких идентичных микрорезонаторов на одном цилиндре (рис.1). Структура имеет 8 выступов с радиусом выступа 35 мкм и диаметром 5.68 мм что соответствует ОСД резонатора 12.1 ГГц. Расстояние между выступами составляет 200 мкм. Микрорезонаторы были выточены из MgF2 на станке прецизионного точения (точность <1мкм).

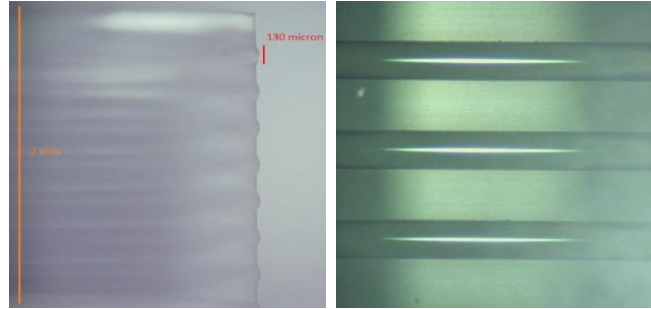


Рис.1. Структура с несколькими микрорезонаторами.

Добротность резонаторов после вытачивания составила 10^7 . И после была увеличена путем полировки алмазными суспензиями с величиной зерна 4-0.25 мкм. В итоге нагруженная добротность трех выступов составила 10^9 , а в остальных пяти меньше 10^8 . Разница в диаметрах выступов после полировки 0.5 – 1 мкм. В данной структуре были сгенерированы керровские солитонные гребенки в трех высокодобротных резонаторах. Ширина гребенок составила 40-50 нм, а разница резонансных частот для различных солитонных мод 8.9 – 30 пм (1 – 4.7 ГГц).

Внешний вид экспериментальной установки иллюстрирует рис.2. Два солитонных тракта имеющих слегка отличающиеся частоты повторения $f_1 - f_2 = 1.8$ МГц генерируются в разных выступах (микрорезонаторах) и затем сбиваются с помощью сплитера.

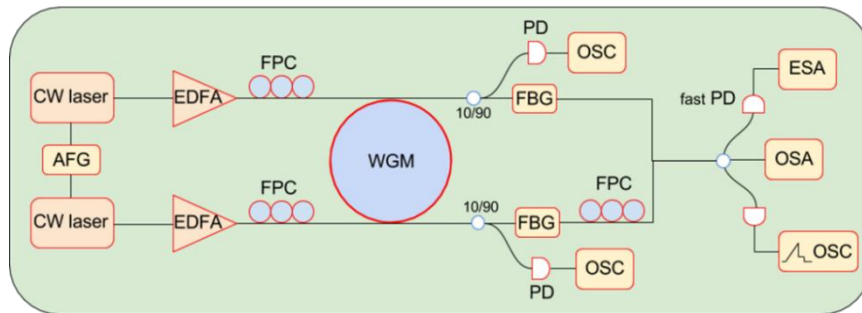


Рис.2. Экспериментальная установка.

Два CW лазера усиливаются эрбиевыми усилителями (EDFA) вводятся в микрорезонаторы с помощью растянутого волокна. Волокна подводятся к различным выступам с разных сторон. Частотный генератор (AFG) использовался для контролирования динамики солитонов. Контроллеры поляризации (FPC) для оптимизации связи. Фильтры (FBG) вырезали частоту накачки лазеров. Данные снимались с оптического спектрального анализатора (OSA) и электрического спектрального анализатора (ESA) с осциллографом.

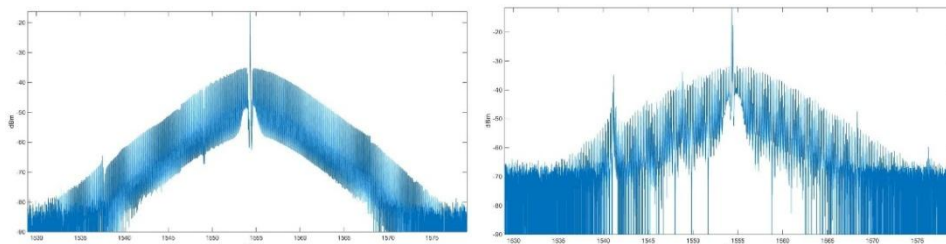


Рис.3. Слева: односолитонный режим в первом микрорезонаторе, справа: многосолитонный режим во втором микрорезонаторе

Оптический спектр солитонных гребенок представлен на рис. 3 сверху. Левый односолитонный режим держался на одном резонаторе и правый многосолитонный режим на втором.

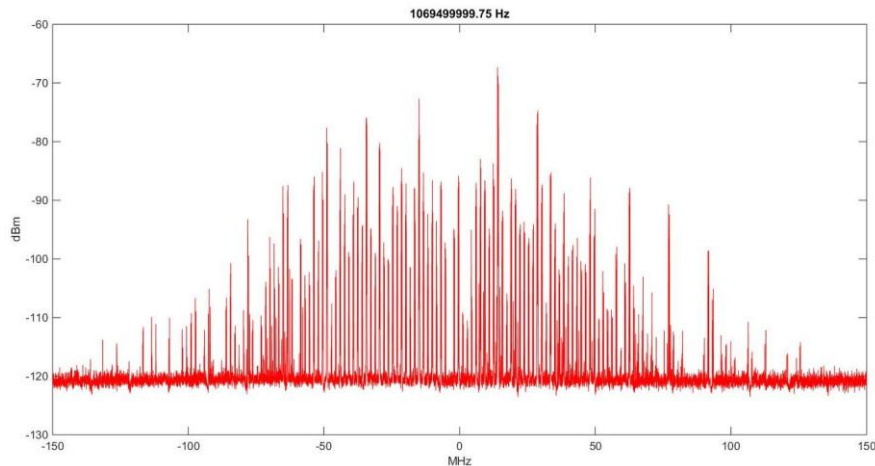


Рис.4. РЧ спектр двух мультисолитонных биений с шагом 1.8 МГц и шириной 300 МГц.

Радиочастотный спектр солитонных биений представлен на рис.4. Разница в ОСД микрорезонаторов составляла 1.8 МГц. Разница в частотах резонансных оптических мод составила 8.9 рм (1.07 ГГц). Таким образом оптический спектр перенесся в РЧ область в окрестность частоты 1.07 ГГц. РЧ спектр имеет порядка 150 линий и шириной 300 МГц. Его огибающая полностью повторяет вид оптического спектра солитонных гребенок.

В данной работе мы представляем компактный генератор малозумящих двойных керровских частотных гребенок переносящий оптический спектр излучения в СВЧ область. Данная новая структура из нескольких микрорезонаторов на одном цилиндре будет полезна для многих высокочувствительных приложений (спектроскопия, когерентный ЛИДАР, телекоммуникации и др).

ЛИТЕРАТУРА

1. D.J. Jones et al. “Carrier-envelope phase control of femtosecond mode-locked lasers and direct optical frequency synthesis” // *Science*, 2000, 288, pp. 635–639.
2. R. Holzwarth et al. “Optical frequency synthesizer for precision spectroscopy.” // *Physical review letters*, 2000, 85, 2264
3. S.A. Diddams et al. “An optical clock based on a single trapped 199Hg+ ion.” // *Science*, 2001, 293, 825–828.
4. T.M. Fortier et al. “Generation of ultrastable microwaves via optical frequency division” // *Nature Photonics*, 2011, 5, 425–429.
5. S. Schiller “Spectrometry with frequency combs” // *Optics letters*, 2002, 27, 766–768.
6. F. Keilmann, C. Gohle, R. Holzwarth “Time-domain mid-infrared frequency-comb spectrometer” // *Optics letters*, 2004, 29, 1542–1544.
7. I. Coddington, W.C. Swann, N.R. Newbury “Coherent multiheterodyne spectroscopy using stabilized optical frequency combs” // *Physical Review Letters*, 2008, 100, 013902.
8. I. Coddington, W. Swann, N. Newbury “Coherent dualcomb spectroscopy at high signal-to-noise ratio” // *Phys. Rev. A*, 2010, 82, 043817.

9. P. Giaccari, J.-D. Deschenes, P. Saucier, J. Genest, P. Tremblay “Active fourier-transform spectroscopy combining the direct rf beating of two fiber-based mode-locked lasers with a novel referencing method” // *Optics express*, 2008, 16, 4347–4365.
10. B. Bernhardt et al. “Cavity-enhanced dual-comb spectroscopy” // *Nature Photonics*, 2010, 4, 55–57.
11. T. Ideguchi, A. Poisson, G. Guelachvili, N. Picque, T.W. Hansch “Adaptive real-time dual-comb spectroscopy” // *Nature communications*, 2014, 5.
12. S. Okubo et al. “Ultra-broadband dual-comb spectroscopy across 1.0–1.9 μm .” // *Applied Physics Express*, 2015, 8, 082402.
13. K. Minoshima, H. Matsumoto “High-accuracy measurement of 240-m distance in an optical tunnel by use of a compact femtosecond laser” // *Applied Optics*, 2000, 39, 5512–5517.
14. J. Ye “Absolute measurement of a long, arbitrary distance to less than an optical fringe” // *Optics letters*, 2004, 29, 1153–1155.
15. W.C. Swann, N.R. Newbury “Frequency-resolved coherent lidar using a femtosecond fiber laser” // *Optics letters*, 2006, 31, 826–828.
16. I. Coddington, N. Newbury, W. Swann “Dual-comb spectroscopy” // *Optica*, 2016, 3, 414–426.
17. T. Herr, et al. “Temporal solitons in optical microresonators” // *Nature Photonics*, 2014, 8, 145–152.
18. X. Yi, Q.-F. Yang, K.Y. Yang, M.-G. Suh, K. Vahala “Soliton frequency comb at microwave rates in a high-q silica microresonator” // *Optica*, 2015, 2, 1078–1085.
19. V. Brasch et al. “Photonic chip-based optical frequency comb using soliton cherenkov radiation” // *Science*, 2016, 351, 357–360.
20. P.-H. Wang et al. “Intracavity characterization of microcomb generation in the single-soliton regime” // *Optics Express*, 2016, 24, 10890–10897.
21. T. Herr, M. L. Gorodetsky, T.J. Kippenberg “Dissipative kerr solitons in optical microresonators” // *Nonlinear Optical Cavity Dynamics: From Microresonators to Fiber Lasers*, 2015, 129–162.

Магнитоиндуцированная генерация оптических гармоник в диэлектриках и полупроводниках

В.В. Павлов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург
pavlov@mail.ioffe.ru

Среди разнообразных оптических явлений, связанных с преобразованием частоты, генерация второй и третьей гармоники (ГВГ и ГТГ) являются простейшими нелинейными оптическими процессами. Эти процессы описываются нелинейными восприимчивостями более высокого порядка $\epsilon^{(2)}$ и $\epsilon^{(3)}$ по сравнению с линейными оптическими явлениями ($\epsilon^{(1)}$), поэтому ГВГ и ГТГ более чувствительны к конкретным деталям кристаллографической или магнитной структуры, к локальной симметрии электрических зарядов и спинов электронов. Методы ГВГ и ГТГ позволяют получить новую информацию о механизмах взаимодействия света с веществом, которую невозможно получить посредством линейных оптических методов.

В электро-дипольном (ЭД) приближении ГВГ разрешена только в нецентросимметричных материалах, а ГТГ допускается для любых сред. Поэтому нелинейные магнитооптические явления, связанные с ГВГ и ГТГ могут наблюдаться в различных классах материалов. Гексагональные манганиты с общей формулой $R\text{MnO}_3$ ($R = \text{Sc}, \text{Y}, \text{Ho}, \text{Er}, \text{Tm}, \text{Yb}, \text{Lu}$) являются магнитными диэлектриками – мультиферроиками, поскольку могут обладать, как сегнетоэлектрическим, так и антиферромагнитным параметром порядка, одновременно. В данных материалах наблюдается ГВГ связанная с нелинейной оптической поляризацией ЭД типа, являющейся билинейной функцией двух параметров порядка. В классическом антиферромагнетике-магнитоэлектрике Cr_2O_3 пространственная инверсия нарушается за счет спинового порядка ниже температуры Нееля $T_N = 307.6 \text{ K}$, поэтому может наблюдаться ЭД ГВГ в области температур меньше T_N (см. Рис. 1) [1].

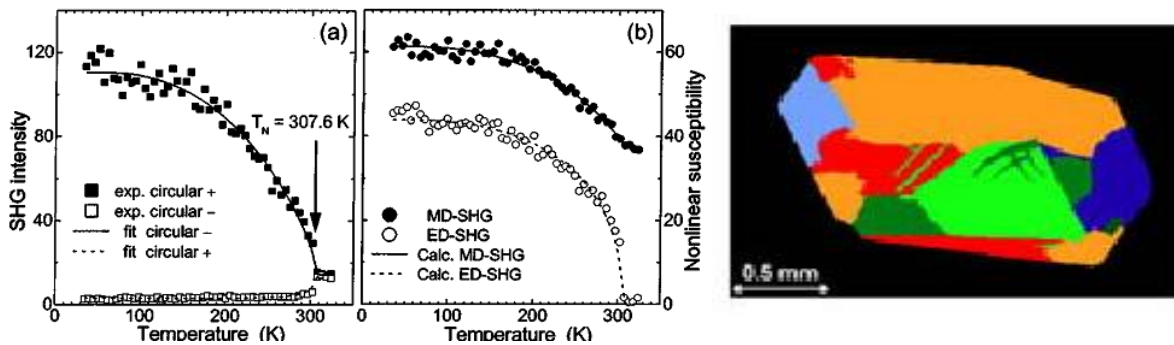


Рис. 1. (a) Температурные зависимости ГВГ в антиферромагнетике Cr_2O_3 для двух циркулярных поляризаций света, (b) два вклада в ГВГ – электродипольный (ЭД) ГВГ и магнитодипольный (МД) [1]. В правой части – изображение антиферромагнитных доменов в спин-флоп фазе при $B = 6.6 \text{ T}$ и $T = 1.5 \text{ K}$.

Спин-индуцированные ГВГ и ГТГ наблюдаются в магнитных центросимметричных полупроводниках EuTe и EuSe [2-5]. ГВГ в данных материалах обусловлена нелинейной оптической восприимчивостью магнитодипольного (МД) типа, связанной со спиновым порядком. Это подтверждается магнитными и температурными зависимостями интенсивности ГВГ. Интерференция ЭД и МД вкладов в ГВГ может быть использована для визуализации антиферромагнитных доменов (см. Рис. 1), неразличимых методами линейной оптики.

Несколько новых механизмов ГВГ и ГТГ установлены в объемных диамагнитных полупроводниках. Показано, что орбитальное квантование с образованием уровней Ландау является ключевым механизмом для индуцированной внешним магнитным полем ГВГ в диамагнитных полупроводниках GaAs и CdTe [6, 7]. Магнитный эффекта Штарка на экситонных состояниях является ответственным механизмом ГВГ в гексагональном широкозонном полупроводнике ZnO (см. Рис. 2) [8-10].

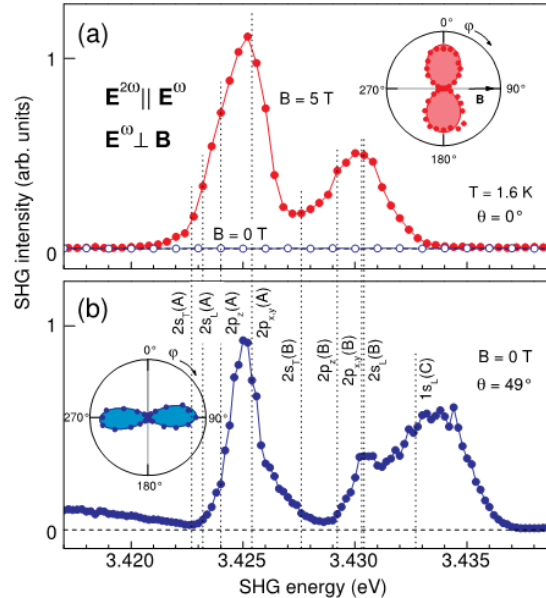


Рис. 2. Температурные зависимости для (а) кристаллографического и (б) индуцированного магнитным полем вкладов в ГВГ в области 2s/2p экситонных состояний в гексагональном ZnO при T = 1.6 K [8]. На вставках показаны вращательные анизотропии интенсивности ГВГ.

В оксиде цинка ZnO недавно обнаружено гигантское усиление ГТГ во внешнем магнитном поле. Данный эффект обусловлен увеличением силы осциллятора 1s экситона и подстройкой параметров распространения ГТГ на экситон-поляритонных состояниях в магнитном поле.

Таким образом, нелинейная оптическая спектроскопия с использованием методов ГВГ и ГТГ позволяет установить новые физические механизмы нелинейного оптического взаимодействия и получить уникальную информацию об электронной и спиновой структурах различных классов материалов.

Мы благодарим финансовую поддержку Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 15-52-12015 и № 16-02-00377).

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Fiebig, V. V. Pavlov, and R. V. Pisarev, J. Opt. Soc. Am. B 22, 96 (2005).
2. B. Kaminski et al. // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. P. 057203.
3. B. Kaminski et al. // Phys. Rev. B 2010. V. 81. P. 155201.
4. M. Lafrentz et al. // Phys. Rev. B 2010. V. 82. P. 235206.
5. M. Lafrentz et al. // Phys. Rev. B 2012. V. 85. P. 035206.
6. V.V. Pavlov et al. // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 94. P. 157404.
7. I. Sanger et al. // Phys. Rev. B 2006. V. 74. P. 165208.
8. M. Lafrentz et. al. // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. P. 116402.
9. M. Lafrentz et al. // Phys. Rev. B 2013. V. 88. P. 235207.
10. D. R. Yakovlev et al. // Proc. of SPIE 2015. V. 9503. P. 950302.

Фотоиндуцированные волноводные структуры в сегнетоэлектрическом кристалле ниобата лития с пьезоэлектрическим механизмом нелинейного отклика

А.С. Перин, Т.Л. Григорян, Б.М. Будаев, В.М. Шандаров
Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники
perin.anton@gmail.com

Распространение оптического излучения в нелинейно-оптических средах может сопровождаться эффектами трансформации спектральной и пространственной структуры световых полей [1]. В средах с кубической нелинейностью значительный интерес представляют эффекты самовоздействия света, проявляющиеся в результате изменения диэлектрической проницаемости среды на частоте падающей световой волны [1, 2]. Для световых пучков это приводит к пространственному самовоздействию, под которым понимаются явления их самофокусировки, самодифракции и формирование пространственных оптических солитонов [2, 3]. Режим пространственных солитонов предполагает полную компенсацию дифракционного уширения светового пучка за счет оптической нелинейности материала. В традиционных диэлектрических материалах с керровской нелинейностью, обусловленной электронной поляризацией среды, подобные эффекты могут наблюдаться лишь при интенсивностях света в сотни $\text{МВт}/\text{см}^2$ [2, 4]. Однако оптическая нелинейность может иметь и другую природу, например это ориентационная нелинейность жидких кристаллов [2, 5], термооптическая нелинейность жидкостей и твердых тел [6], фоторефрактивная нелинейность нецентросимметричных электрооптических кристаллов [2, 7]. При исследовании эффектов пространственного самовоздействия световых полей наибольший интерес проявляется к фоторефрактивным материалам, в которых данные эффекты могут наблюдаться при интенсивностях света в $\text{мВт}/\text{см}^2$ [2, 7].

В данной работе исследованы условия, при которых происходит формирование в кристаллах LiNbO_3 двумерных светлых солитонов и, соответственно, канальных волноводно-оптических структур и схем, путем оптического индуцирования изменения показателя преломления материала с учётом пьезоэлектрического механизма нелинейного отклика без приложения внешних электрических полей.

Схема экспериментальной установки представлена на рисунке 1. Источниками излучения являлись He-Ne лазер (1) с длиной волны излучения $\lambda = 633$ нм (выходная мощность около 1 мВт) и твердотельный лазер YAG:Nd^{3+} (2) с удвоением частоты ($\lambda = 532$ нм, выходная мощность до 50 мВт). Поляризация света во всех экспериментах соответствовала необыкновенной волне в кристалле. Зеркало (3) и светоделительный кубик (4) обеспечивали распространение излучения с разными длинами волн по одному и тому же пути. Это давало возможность исследования условий достижения солитонного режима распространения световых пучков с разными длинами волн. Для формирования структуры, состоящей из трех и пяти волноводных каналов, использовались световые пучки, получаемые путём дифракции индуцирующего излучения на дополнительно введенной в схему эксперимента дифракционной решетке (5). С помощью сферической линзы (6) световые пучки фокусировались на входную грань кристаллического образца (7). Фокусное расстояние линзы определялось требуемым диаметром перетяжки пучка на этой грани. В экспериментах при фокусном расстоянии 40 мм диаметр светового пятна в перетяжке составлял ~ 23 мкм при $\lambda=633$ нм и ~ 12 мкм при $\lambda=532$ нм. Образец LiNbO_3 имел размеры $4 \times 10 \times 4$ мм^3 вдоль осей X, Y, Z соответственно.

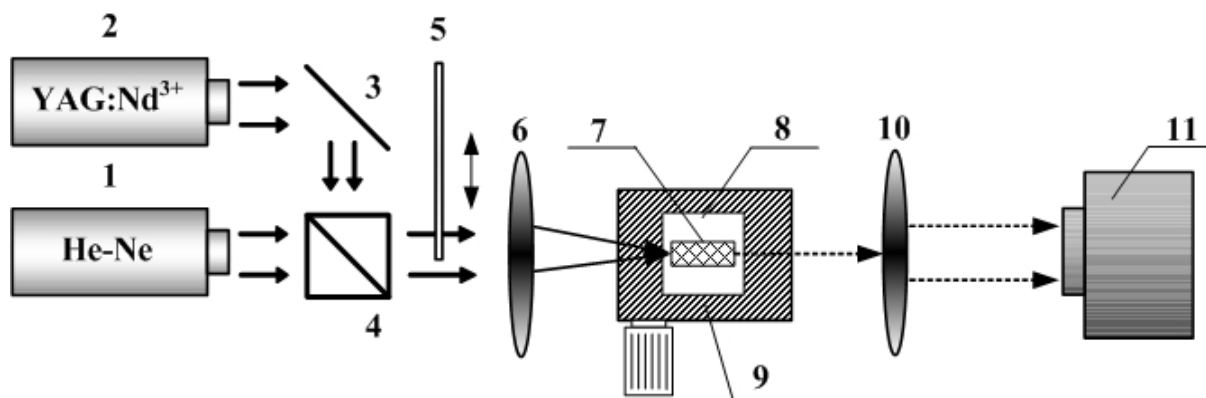


Рис. 1 Схема экспериментальной установки: 1, 2 – источники лазерного излучения (He-Ne лазер, $\lambda=633$ нм, YAG:Nd³⁺ лазер, $\lambda=532$ нм), 3 – зеркало, 4 – светоделительный кубик, 5 – дифракционная решетка, 6 – фокусирующая линза, 7 – образец LiNbO₃, 8 – элемент Пельтье, 9 – трехкоординатный микрометрический столик, 10 – изображающая линза, 11 – анализатор лазерных пучков

Кристалл не легирован специальными примесями, увеличивающими фоторефрактивную чувствительность, однако фоторефрактивный эффект в нем проявлялся из-за наличия собственных дефектов либо присутствия неконтролируемых примесей. Свет распространялся в образце LiNbO₃ вдоль оси Y. Для обеспечения однородного (или почти однородного) нагрева кристалла образец размещался на поверхности термоэлектрического преобразователя Пельтье (8), размещенного на столике с микрометрическим позиционированием (9). На поверхность нагревательного элемента, соприкасающуюся с гранью кристаллического образца, наносился тонкий слой теплопроводящей пасты, что позволяло обеспечить лучшую теплопередачу, остальные грани кристалла оставались свободными. В экспериментах кристаллический образец мог нагреваться до 90 °С. Контроль температуры осуществлялся бесконтактным инфракрасным термометром (точность определения температуры ± 2 °С). Изображения световых полей на входной и выходной гранях кристалла могли проецироваться с помощью изображающей линзы (10) на поверхность чувствительного сенсора видеокамеры (11) (анализатора лазерных пучков), сопряженного с персональным компьютером.

Экспериментальные результаты

На рисунке 2 приведены картины распределений световых полей на входной (а) и выходной (б) гранях образца при диаметре пучка на входной плоскости кристалла ~ 23 мкм при $\lambda=633$ нм и ~ 12 мкм при $\lambda=532$ нм, световой мощности 10 мВт и температуре образца, соответствующей комнатной ($T=25$ °С). Вследствие линейной дифракции диаметр светового пятна на выходной грани увеличивается примерно до 50 мкм. Увеличение световой мощности до 50 мВт приводит к индуцированию в освещенной области образца оптической неоднородности, обусловленной фоторефрактивным эффектом. Индуцированная оптическая неоднородность приводит к увеличению дифракционной расходимости светового пучка, что демонстрируется уширением картины распределения светового поля преимущественно вдоль оптической оси кристалла (рисунок 2, в). Для компенсации как линейной, так и нелинейной дифракции светового пучка кристалл подвергается однородному нагреву до температуры 35 °С. Далее взаимодействие фоторефрактивного и пьезоэлектрического эффекта приводит к формированию пиролитона [8] и формированию двумерного волноводного канала в объеме кристалла (рисунок 2 г).

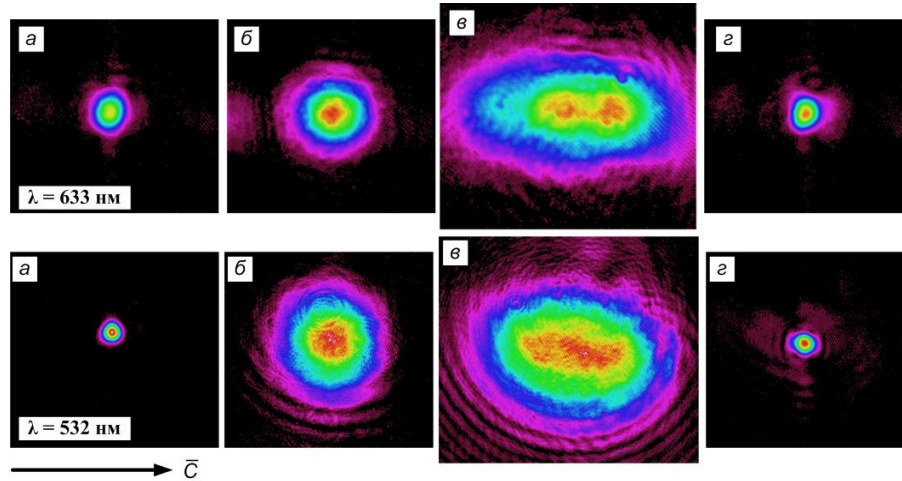


Рис. 2 Картины распределения световых полей (верхний ряд для $\lambda=633$ нм; нижний ряд для $\lambda=532$ нм) на входной (а) и выходной (б) гранях кристалла в начальный момент времени в линейном режиме дифракции; в, г - картины световых полей на выходной плоскости образца при световой мощности 50 мкВт (в) и нагреве кристалла до температуры 35 °С (г)

Для случая фотоиндуцирования волноводно-оптических схем, состоящих из трех и пяти канальных волноводов картины световых полей на входной и выходной плоскостях образца имеют вид, представленный соответственно на рисунках 3 и 4. На рисунке 2 приведены картины световых полей на входной (а) и выходной (б-г) гранях образца при длине волны света $\lambda=532$ нм, диаметре пучка на входной плоскости кристалла ~ 12 мкм, при поляризации световой волны, соответствующей необыкновенной волне в кристалле.

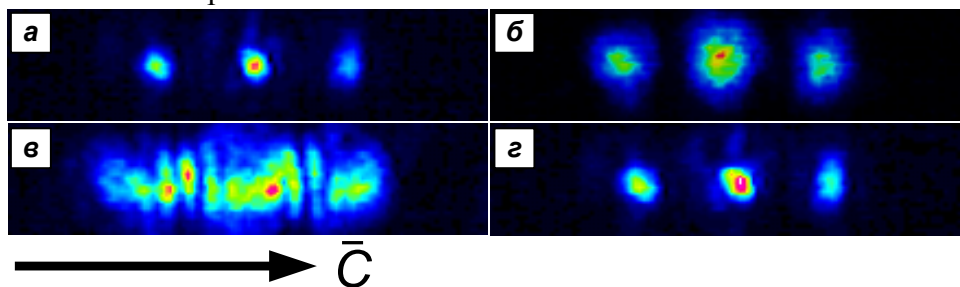


Рис. 3 Картины распределения световых полей на входной (а) и выходной гранях кристалла в начальный момент времени в линейном (б) и нелинейном (в) режиме дифракции; г - картины световых полей на выходной плоскости образца в режиме светлых пространственных солитонов

В данном случае для компенсации как линейной, так и нелинейной дифракции светового пучка кристалл нагревался до температуры 55 °С. В результате поперечные размеры световых пятен на выходной плоскости кристаллического образца уменьшаются до их размеров на входной плоскости, что свидетельствует о достижении режима светлых пространственных солитонов (рисунок 3 г). Время, необходимое для полной компенсации дифракции светового поля при указанных условиях экспериментов составляло от 20 до 30 секунд.

Для случая формирования пяти светлых двумерных солитонов и, соответственно, волноводной схемы, состоящей из пяти канальных волноводов при длине волны излучения $\lambda=532$ нм (рисунок 4) световая мощность индуцирующего излучения составила 200 мкВт, а температура кристалла увеличивалась от комнатной до 55 °С. Время формирования волноводных каналов составило при этом 30 с, а диаметр полученных волноводных каналов – около 8 мкм.

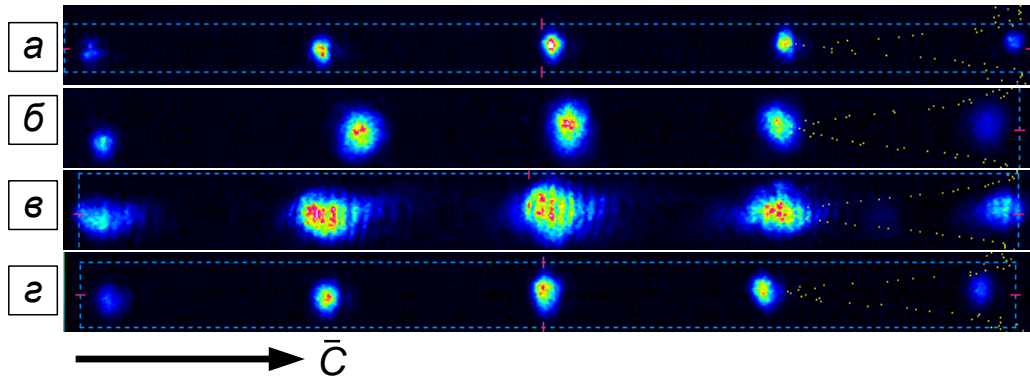


Рис. 4 Картины распределения световых полей на входной (а) и выходной (б) гранях кристалла в начальный момент времени в линейном режиме дифракции; в – картина светового поля на выходной плоскости образца при мощности излучения 200 мкВт и картина (г) при нагреве кристалла до температуры 55 °С

Следует отметить, что наряду с формированием и изучением особенностей характеристик двумерных волноводных элементов, представляет интерес и возможность оптического формирования в LiNbO_3 , с обращенным знаком нелинейного отклика, планарных оптических волноводов в режиме одномерных пространственных солитонов. Изменение амплитудного распределения светового поля на входной плоскости образца дает возможность оптического индуцирования в нелинейной среде более сложных волноводных структур, чем одиночный волноводный канал. Одним из примеров является волноводный направленный ответвитель. Подобно одиночным волноводным каналам [9], такие структуры могут быть индуцированы и в LiNbO_3 .

Работа выполнена при финансовой поддержке Миниобнауки России в рамках базовой части Госзадания Минобрнауки РФ на 2017 г. № 3.8898.2017/БЧ.

ЛИТЕРАТУРА

1. S.A. Akhmanov et al. // Sov. Phys. Usp. 1968. No 10. P. 609-634.
2. Y.S. Kivshar // Academic Press. 2003. 540 P.
3. Z. Chen et al. // Rep. Prog. Phys. 2012. V. 75. Art. 086401.
4. S.V. Chekalin et al. // Phys. Usp. 2013. V. 56. No 2. P. 123-140.
5. M.A. Karpierz // Phys. Rev. E. 2002. V. 66. Art. 036603.
6. A. Santhi et al. // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 89. Art. 231113.
7. E. Krätzig // Ferroelectrics. 1990. V. 104. No 1. P. 257-268.
8. J. Safioui et al. // Optics Express. 2009. Vol. 17. No 24. P. 22209-22216.
9. S.T. Popescu et al. // Journal of Applied Physics. 2013. Vol. 113. Art. 213110.

Об аналитических подходах в современной нелинейной оптике коротких импульсов

С.В. Сазонов

Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»
sazonov.sergey@gmail.com

Проведен детальный анализ приближений медленно меняющейся огибающей, медленно меняющегося профиля и качественного метода аналитического продолжения дисперсионных параметров на комплексную плоскость. Отмечены области применений данных подходов в задачах современной нелинейной оптики, их взаимные преимущества и недостатки.

Одной из тенденций современной нелинейной оптики является создание в лабораторных условиях импульсов все более коротких длительностей. Как результат, в нелинейных средах могут формироваться оптические солитоны различных длительностей.

В этом году исполняется 50 лет экспериментальному наблюдению первого оптического солитона в резонансной среде [3]. Данный солитон наблюдался в рамках эффекта самоиндуцированной прозрачности (СИП). Любопытно отметить, что при определенных условиях распространение солитона СИП описывается уравнением синус – Гордона, интегрируемого в рамках метода обратной задачи рассеяния (МОЗР) [4]. К настоящему времени число уравнений, интегрируемых с помощью МОЗР, перевалило за тысячу. Разработаны систематические методы математического вывода таких уравнений.

С другой стороны, круг точно решаемых уравнений все-таки ограничен. Поэтому чаще приходится прибегать к различным приближенным методам и подходам.

В рамках настоящего доклада рассматриваются приближения медленно меняющихся огибающих (ММО), медленно меняющегося профиля (ММП) и метод аналитического продолжения дисперсионных параметров на комплексную плоскость (АПДП).

Если длительность импульса τ_p и его несущая частота ω удовлетворяют условию $N \sim \omega\tau_p \gg 1$, где N имеет смысл количества осцилляций, содержащихся в импульсе, то можно ввести малый параметр $1/N$ и использовать разложение по нему. Суть такого подхода образует метод ММО. Так как огибающая профиля импульса меняется медленно на протяжении одного периода колебаний, то можно пренебречь вторыми производными от нее по координатам и времени. В результате волновое уравнение редуцируется к первому порядку и исследование существенно упрощается. Приближение ММО хорошо зарекомендовало себя в нелинейной оптике нано- и пикосекундных импульсов.

К настоящему времени можно говорить о нелинейной оптике фемто- и аттосекундных длительностей [5 – 7]. Такие импульсы содержат порядка одного периода электромагнитных колебаний. По сложившейся к настоящему времени терминологии такие сигналы называют предельно короткими импульсами [8]. В англоязычной литературе закрепился термин «few-cycle pulses» [5, 7]. Понятие огибающей, а вместе с ним и приближение ММО, становятся неприменимыми. Здесь приходит на помощь приближение ММП [9, 10]. Если нелинейность и дисперсия среды относительно малы, то можно рассматривать только распространение вдоль одной из пространственных осей, пренебрегая распространением в противоположном направлении. В результате волновое уравнение редуцируется к первому порядку. Но, в

отличие от случая ММО, здесь мы имеем уравнение не для огибающей, а для самого поля импульса. При этом количество содержащихся в импульсе колебаний может быть каким угодно. В этом приближении ММП выгодно отличается от приближения ММО. С другой стороны, после редукции волнового уравнения от второго порядка к первому скорость оптического импульса незначительно отличается от линейной скорости. Поэтому в сопутствующей системе отсчета, движущейся с линейной скоростью импульса, его профиль деформируется очень медленно. В этом и состоит суть приближения ММП.

Встречаются задачи, где необходимо использовать оба отмеченных выше приближения. Например, это имеет место при рассмотрении оптических методов генерации широкополосного терагерцового излучения [11]. Здесь оптический импульс является квазимонохроматическим и для него справедливо приближение ММО. В то же время генерируемый терагерцовый сигнал представляет собой *few-cycle pulse*, описываемый с помощью приближения ММП. Заметим, что вопросы взаимодействия терагерцового излучения с веществом приобретают все большую актуальность [12].

Таким образом, близкие по звучанию, но совершенно разные по своей физической сути приближения ММО и ММП взаимно дополняют друг друга при решении сложных задач современной нелинейной оптики световых импульсов.

Встречаются ситуации, когда нелинейные волновые уравнения не поддаются относительно простым методам их решений. Здесь может быть очень полезен качественный метод АПДП [13, 14]. Данный метод позволяет, не прибегая к нахождению решений, найти связи между фазовой и групповой скоростями импульса через его длительность и центральную частоту спектра. Для этого необходимо выписать дисперсионное соотношение для линейризованного волнового уравнения и предположить, что его решение в виде уединенного импульса локализовано экспоненциальным образом.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 16 – 02 – 00453) и РНФ (проект № 17-11-01157).

ЛИТЕРАТУРА

1. C.S. Gardner, J.M. Greene, M.D. Kruskal and R.M. Miura // *Phys. Rev. Lett.* 1967. V. 19. P. 1095.
2. D.J. Korteweg and G. Vries // *Phil. Mag.* 1895. V. 39. P. 422.
3. S.L. McCall and E.L. Hahn // *Phys. Rev. Lett.* 1967. V. 18. P. 908.
4. Дж. Лэм. Введение в теорию солитонов. М.: Мир, 1983.
5. T. Brabec and F. Krausz // *Rev. Mod. Phys.* 2000. V. 72. P. 545.
6. A.I. Maimistov // *Quantum Electronics.* 2000. V. 30. P. 287.
7. H. Leblond and D. Mihalache // *Phys. Rep.* 2013. V. 523. P. 61.
8. С.А. Козлов, С.В. Сазонов // *ЖЭТФ.* 1997. Т. 111. С. 404.
9. J.C. Eilbeck, J.D. Gibbon, P.J. Caudrey, and R.K. Bullough // *J. Phys. A.* 1973. V. 6. P. 1337.
10. С.А. Ахманов // *УФН.* 1986. Т. 49. С. 361.
11. A.N. Bugay and S.V. Sazonov // *Phys. Lett.* 2010. V. 374. P.1093.
12. H. Hirori and T. Tanaka // *J. Phys. Soc. Japan.* 2016. V. 85. P. 082001.
13. С.В. Сазонов // *ЖЭТФ.* 2001. Т. 119. С. 419.
14. H. Leblond, S.V. Sazonov, I.V. Mel'nikov, D. Mihalache, and F. Sanchez // *Phys. Rev. A.* 2006. V. 74. P. 063815.

Исследование эволюции профилей фазовых дифракционных структур при их формировании бесселе-подобными световыми пучками в фоторефрактивном ниобате лития

И.А. Трушников, П.К. Сафронова, А.В. Инюшов, А. Саркыт, В.М. Шандаров
Томский Государственный Университет Систем Управления и Радиоэлектроники
trushnikov@mail.ru, inyushov94@mail.ru

В настоящее время проявляется повышенный интерес к “бездифракционным” световым полям, к которым относятся пучки Эйри, Бесселя и некоторые другие [1, 2]. С помощью экспериментальных исследований ранее было подтверждено, что световые поля с бесселе-подобными профилями обладают высокой продольной однородностью и концентрацией основной доли волнового поля в центральной части.

Целью данной работы явилось исследование временной эволюции характеристик одномерных фазовых дифракционных структур в процессе их оптического индуцирования в фоторефрактивных образцах ниобата лития одномерными бесселе-подобными световыми пучками, полученными из лазерных пучков с Гауссовым профилем с помощью амплитудных транспарантов [3,4].

Источником излучения в экспериментах служил твердотельный лазер YAG:Nd³⁺ с удвоением частоты (длина волны излучения $\lambda=532$ нм). Для формирования квазиодномерного бесселеподобного пучка лазерное излучение освещает амплитудный транспарант (непрозрачный экран с двумя параллельными прямоугольными щелями шириной 200 мкм и расстоянием между центрами щелей 500 мкм). Транспарант располагается в фокальной плоскости цилиндрической линзы 170 мм. Распределения интенсивности в интерференционных картинах исследовалось с помощью анализатора лазерных пучков [4].

Фазовые дифракционные структуры формировались в фоторефрактивном образце ниобата лития (LiNbO₃:Cu), расположенном в области световой интерференционной картины. Образец легирован медью в процессе выращивания. Его размеры вдоль осей X, Y, Z составляли 10×2×20 мм³. Волновой вектор интерференционной картины ориентировался вдоль оси Z, поляризация света соответствовала необыкновенной волне в кристалле. Распределения интенсивности света на выходной плоскости образца до и в процессе формирования в нем фазовой дифракционной структуры изучались также с помощью анализатора лазерных пучков. Изменение необыкновенного показателя преломления в области фазовой дифракционной структуры оценивалось по картинам дифракции светового поля в дальней зоне, при считывании структуры параллельным лазерным пучком с длиной волны $\lambda=532$ нм.

Картины на рис. 1 иллюстрируют временную эволюцию распределения интенсивности и ее профилей на выходной плоскости образца в направлении оси Z кристалла. Можно видеть, что в начальный момент времени профиль интенсивности световой картины похож на ожидаемый профиль одномерного пучка Бесселя. Однако с увеличением времени экспозиции интенсивность света в отдельных максимумах картины практически сравнивается. Это может быть объяснено насыщаемым характером фоторефрактивной оптической нелинейности кристалла. Рис. 2 иллюстрирует картину дифракции света в дальней зоне на сформированной фазовой структуре с пространственным периодом 380 мкм. Следовательно, пространственный период в ближней и дальней зоне совпадает. Временная эволюция дифракционной эффективности решетки (отношение интенсивностей дифракционных максимумов

первого и нулевого порядков) для света с длиной волны 532 нм (рис. 3) позволила оценить величину изменения показателя преломления материала в области решетки.

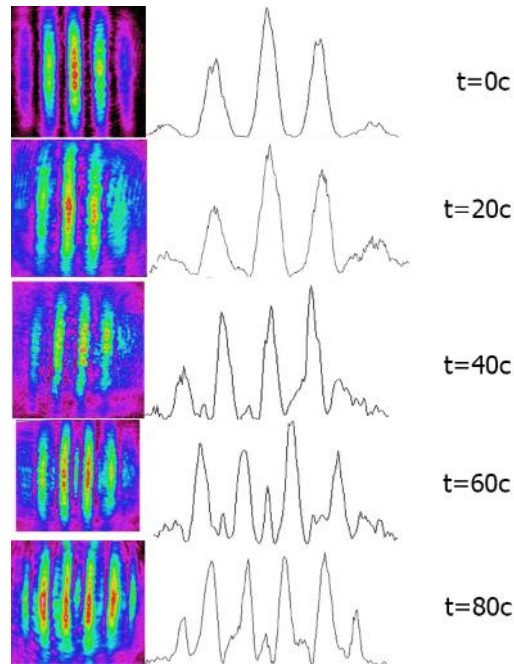


Рис. 1. Картины светового поля (380 мкм) и профили его интенсивности на выходной плоскости пластины LiNbO₃:Cu по оси Z при разном времени экспонирования.

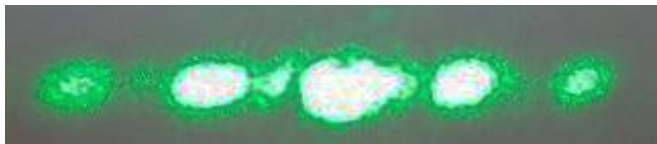


Рис. 2. Световая картина при оптическом зондировании фазовой структуры в кристалле в дальней зоне (380 мкм)

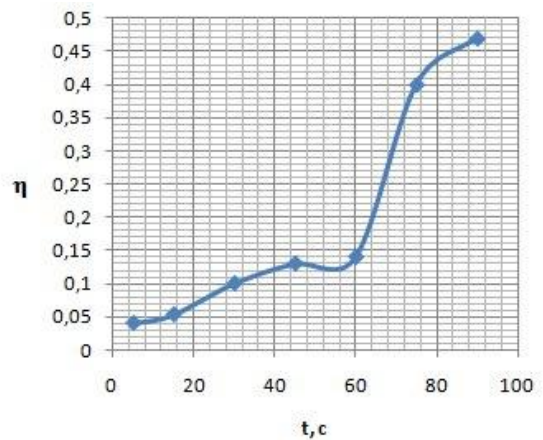


Рис. 3. График зависимости дифракционной эффективности от времени экспонирования.

При максимальном значении дифракционной эффективности $\eta = 0,5$ изменение показателя преломления равно 0, следовательно, при Δn_{\max} дифракционная эффективность равна 0.

Из рис. 3 видно, что изменение показателя преломления в области решетки имеет нелинейный характер. Тем не менее, в лабораторных условиях можно добиться определенного значения Δn в пределах существующих значений дифракционной эффективности.

На рис. 4 показан характер изменения показателя преломления в зависимости от времени индуцирования оптических лучей на фоторефрактивный кристалл LiNbO₃.

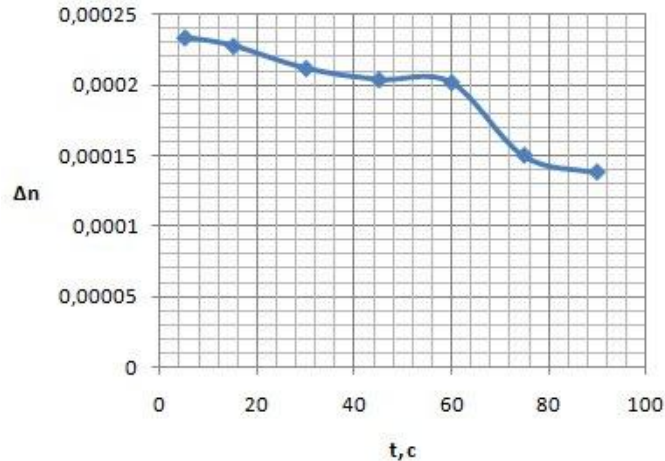


Рис. 4. График зависимости изменения показателя преломления от времени экспонирования

Таким образом, экспериментально продемонстрировано изменение профиля показателя преломления одномерной фазовой дифракционной структуры при ее оптическом индуцировании в кристаллическом фоторефрактивном образце ниобата лития одномерным бесселеподобным пучком.

Работа выполнена в рамках проектной части Госзадания Минобрнауки РФ на 2017 – 2019 годы (проект по заявке 3.1110.2017/ПЧ).

ЛИТЕРАТУРА

1. Marti Duocastella // Laser Photonics Rev. 6, 607–621 (2012).
2. A. Georgios Siviloglou // Opt. Lett. 32, 979-981 (2007).
3. D. McGloin and k: Dholakia. // Contemporary Physics, Vol. 46, No. 1, January–February 2005, 15 – 28.
4. И.А. Трушников // Материалы XII международной научно-практической конференции «Электронные средства и системы управления». - Томск, 2016. - Ч1. - С. 126-128

Динамика супергауссовых импульсов в диссипативной среде

В.А. Халяпин, А.Н. Бугай

ФГБОУ ВПО «Калининградский государственный технический университет»,
slavasxi@gmail.com

В настоящей работе предложен подход описания динамики импульсов, форма которых отличается от колоколообразной, при их распространении в диссипативной среде. Уравнение, описывающее распространение таких импульсов имеет вид [1]

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} - \frac{\alpha}{2} \psi + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \tau^2} + \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 \psi}{\partial \tau^3} - i\gamma \psi |\psi|^2 = 0. \quad (1)$$

Здесь $\tau = t - z/v_g$ – время в сопутствующей системе координат, v_g – групповая скорость импульса z – ось, вдоль которой распространяется сигнал, β_2 – коэффициент групповой дисперсии, β_3 – положительный параметр, определяющий дисперсию третьего порядка, α – характеризует поглощение. Коэффициент β_2 положителен, если центральная частота импульса лежит в области нормальной дисперсии групповой скорости и отрицателен в противоположном случае. Анализ динамики параметров импульса проводится на основе метода моментов. Определим моменты импульса с помощью следующих выражений [2]

$$E = \int_{-\infty}^{\infty} |\psi|^2 d\tau, \quad (2)$$

$$C = \frac{i}{E} \int_{-\infty}^{\infty} (\tau - T) \left(\psi^* \frac{\partial \psi}{\partial \tau} - \psi \frac{\partial \psi^*}{\partial \tau} \right) d\tau, \quad (3)$$

$$\sigma^2 = \frac{1}{E} \int_{-\infty}^{\infty} (\tau - T)^2 |\psi|^2 d\tau, \quad (4)$$

$$n = \frac{1}{2E} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{|\psi|^2} \left(\psi^* \psi_{\tau\tau} + \psi \psi_{\tau\tau}^* \right) \tau^2 d\tau - \frac{1}{2}, \quad (5)$$

$$T = \frac{1}{E} \int_{-\infty}^{\infty} (\tau - T) |\psi|^2 d\tau, \quad (6)$$

где E – энергия импульса, σ – величина пропорциональная его длительность, C – определяет модуляцию частоты, n – степень супергауссового импульса, T – характеризует поправку к групповой скорости.

Огибающую поля запишем следующим образом

$$\psi = B \exp \left[-\frac{1}{2} \left| \frac{(\tau - T)}{\tau_p} \right|^{2n} + i \left(\varphi - \frac{C}{2} \left(\frac{(\tau - T)}{\tau_p} \right)^{2n} \right) \right]. \quad (7)$$

Здесь B – амплитуда сигнала, φ – параметр, определяющий добавку к фазовой скорости. Из (2)-(6) с учётом (7) и (1) получаем систему уравнений на параметры импульса

$$E_z = -\alpha E, \quad (8)$$

$$\left(\sigma^2 \right)_z = \beta_2 C, \quad (9)$$

$$C_z = 2\beta_2(1+C^2)\Gamma\left(\frac{4n-1}{2n}\right)\frac{n^2}{\tau_p^2\Gamma\left(\frac{1}{2n}\right)} + \frac{\gamma En}{2^{1/2n}\tau_p\Gamma\left(\frac{1}{2n}\right)}, \quad (10)$$

$$T_z = \frac{\beta_3(1+C^2)n^2}{2\tau_p^2\Gamma\left(\frac{1}{2n}\right)}\Gamma\left(\frac{4n-1}{2n}\right), \quad (11)$$

$$n_z = -\frac{8\beta_2 C n^3(n-1)}{\tau_p^2\Gamma\left(\frac{1}{2n}\right)}\Gamma\left(\frac{4n-1}{2n}\right), \quad (12)$$

где

$$E = \frac{B^2\tau_p}{n}\Gamma\left(\frac{1}{2n}\right), \quad \sigma^2 = \frac{\tau_p^2\Gamma\left(\frac{3}{2n}\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{2n}\right)}. \quad (13)$$

В работе будут получены аналитические выражения для всех параметров.

Отметим, что в дальне зоне дисперсии профиль импульса приобретает форму, определяемую спектром входного сигнала. Такой импульс называется “спектрон” [4]. Отсюда следует, что исходный супергауссовый сигнал разбивается на серию импульсов, причем центральный превосходит боковые (что аналогично дифракции на щели). Исходная пробная функция (7) не допускает таких решений и рассматриваемую модель следует считать приближенной. Выражение (12) показывает, что деформация профиля импульса происходит за счет коэффициента групповой дисперсии.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект №16-02-00453а).

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.С. Кившарь, Г.П. Агравал “Оптические солитоны. От волоконных световодов до фотонных кристаллов” М.: Наука, 2005.
2. J. Santhanam // Opt.Comm. A. 2003. V. 222. P. 413.
3. D. Anderson, M. Lisak // Physical Review A. 1987. V. 35. P. 184.
4. Ю.Е. Дьяков, С.Ю. Никитин. Задачи по статистической радиофизике и оптике” М.: Изд-во МГУ, 1985

Генерация керровской частотной гребенки в оптическом микрорезонаторе в полосе рамановского рассеяния.

А.В. Черенков^{1,2}, Г.В. Лихачев^{1,2}, Н.М. Кондратьев², В.Е. Лобанов², М.Л. Городецкий^{1,2}.

¹ Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет.

² Российский квантовый центр

av.cherenkov@physics.msu.ru

Открытие оптических частотных гребенок в резонаторах с модами шепчущей галереи открыло путь к созданию нового типа генераторов оптических гребенок с характеристиками недоступными системам на основе лазеров с синхронизацией мод [1]. Поскольку оптические моды типа шепчущей галереи в резонаторах сочетают малый эффективный объем локализации поля с высокой добротностью, то порог проявления различных нелинейных эффектов оказывается низким. Одним из таких эффектов является нелинейный эффект четырехчастотного взаимодействия, приводящий к формированию гребенки. Порог генерации гребенки определяется добротностью микрорезонатора и может достигать доли милливатт.

В нескольких работах было показано, что суммарная дисперсия микрорезонатора (комбинация материальной и геометрической дисперсии) играет важную роль в процессе формирования оптической гребенки, в связи с тем, что условия фазового синхронизма при четырехчастотном взаимодействии накладывают жесткие условия на дисперсию микрорезонатора [2]. Октавная частотная гребенка, синхронизация фаз, генерация светлых солитонов были продемонстрированы в различных типах микрорезонаторов в области аномальной дисперсии микрорезонаторов [3]. Но большинство диэлектрических материалов обладают нормальной дисперсией в ближнем ИК и видимом диапазоне, что ограничивает генерацию частотных гребенок в широком частотном диапазоне.

Новый путь к генерации оптических частотных гребенок в области нормальной дисперсии микрорезонатора был предложен в [4] на основе взаимодействия эффектов Рамана и Керра. В нашей работе мы предлагаем теоретический подход для описания генерации оптической частотной гребенки в полосе рамановского рассеяния основанный на уравнении связанных мод. На основе построенной модели было проведено моделирование и продемонстрирована возможность генерации оптической гребенки в режиме области нормальной дисперсии микрорезонатора в полосе рамановского рассеяния.

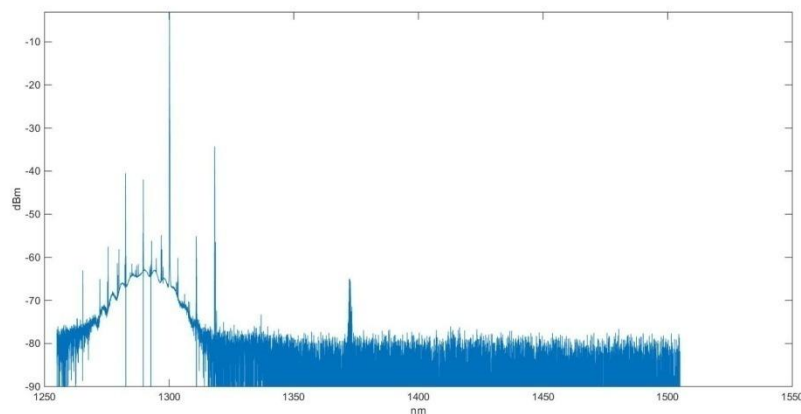


Рис.1. Спектр частотной гребенки с пиком вынужденного рамановского рассеяния.

Для проверки предложенной теоретической модели был проведен эксперимент по генерации оптической частотной гребенки в микрорезонатора из фторида магния на длине волны накачки 1300 нм, где дисперсия микрорезонатора заведомо нормальна, что подтверждено моделированием дисперсии в среде COMSOL Multiphysics. Пик вынужденного рамановского рассеяния и несколько десятков линий гребенки наблюдались на нескольких различных модах. Биения между линиями соответствуют области свободной дисперсии микрорезонатора.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ (16-32-00724 мол_а, 17-02-00522 А)

ЛИТЕРАТУРА

1. T. J. Kippenberg, R. Holzwarth, S. A. Diddams // *Science*, 332.
2. T. Herr, V. Brasch, J.D. Jost, I. Mirgorodskiy, G. Lihachev, M.L. Gorodetsky // *Physical review letters* 113 (12), 123901
3. T. Herr, J. Riemensberger, C. Wang, K. Hartinger, E. Gavartin, M. L. Gorodetsky, T. J. Kippenberg “Universal Holzwarth, Formation Dynamics and Noise of Kerr Frequency Comb in Microresonators”, *Nature Photonics* 6, 480–487.
4. K. Yanne Chembo, S. Ivan // Grudinin, and Nan Yu *Phys. Rev. A* **92**, 043818

Взаимодействие волн на периодических структурах в фоторефрактивных и нелинейных и сегнетоэлектрических кристаллах: физические явления и приложения

С.М. Шандаров¹, В.В. Шепелевич²

¹*Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники*

²*Мозырский государственный педагогический университет им. И.П. Шамякина*
stanislavshandarov@gmail.com

В первой части лекции, посвященной взаимодействию волн в фоторефрактивных кристаллах, рассмотрены механизмы формирования периодических возмущений их оптических свойств методами динамической голографии, с использованием стационарных и фазово-модулированных световых пучков. Отмечено, что при анализе фотоиндуцированного перераспределения зарядов необходимо принимать во внимание глубокие донорные и мелкие ловушечные центры с различающимися сечениями фотоионизации, что обеспечивает описание зависимости эффективности взаимодействия от интенсивности взаимодействующих волн и вклада в нелинейный отклик абсорбционной составляющей динамической голограммы. Рассмотрен вклад линейного электрооптического эффекта в возмущения тензора диэлектрической проницаемости кристалла, считающийся основным, и дополнительный фотоупругий вклад в них, обусловленный упругими деформациями, сопровождающими поле пространственного заряда фоторефрактивной голограммы вследствие пьезоэлектрического и флексоэлектрического эффектов. Показано, что при взаимодействии стационарной опорной волны с фазово-модулированной сигнальной волной на формируемой ими за счет диффузионного механизма перераспределения заряда динамической голограмме, электрооптический и флексоэлектрический вклады определяют амплитуды различных гармоник в выходном сигнале фазовой демодуляции, что может быть использовано в голографической интерферометрии, а также для измерения флексоэлектрических параметров фоторефрактивных кристаллов.

Рассмотрена структура электрических и упругих полей, формируемых вблизи границ полугораниченных образцов фоторефрактивных кристаллов при взаимодействии световых волн, и их применения для агрегации микро- и наночастиц и реализации гибридных элементов «фоторефрактивный кристалл – жидкокристаллический слой» для устройств динамической голографии и адаптивной интерферометрии.

Во второй части лекции рассмотрены эффекты линейной и нелинейной дифракции на периодических доменных структурах (ПДС), создаваемых в сегнетоэлектрических кристаллах методами электрической переполаризации и электронно-лучевой литографии. Для кристаллов ниобата и танталата лития представлены результаты анализа возмущений диэлектрической проницаемости, создаваемых чередующимися 180-градусными доменными стенками, параллельными кристаллографическим осям Z и Y, предсказывающего различные варианты реализации изотропной, коллинеарной и анизотропной дифракции на ПДС в линейном режиме. Описаны эксперименты по наблюдению различных видов такой дифракции в образцах MgO:LiNbO₃ на ПДС, сформированных методом электрической переполаризации. Показано, что линейная дифракция света на ПДС позволяет определить параметры доменной структуры и оценить ее качество. В режиме нелинейной дифракции рассмотрена методика визуализации ПДС, созданных в образцах X- и Y-срезов ниобата лития и волноводах Ti:LiNbO₃ и Zn:LiNbO₃ электронно-лучевой литографией.

Локализация энергии чирпированного фемтосекундного светового импульса в нелинейной периодической слоистой диэлектрической структуре

И.Г. Захарова, В.А. Трофимов, П.Ю. Шестаков
Московский Государственный Университет имени М.В. Ломоносова
iveage@physics.msu.ru

Класс известных солитонных и солитоноподобных решений нелинейного уравнения Шредингера (НУШ), обладающих различными свойствами и механизмами локализации, достаточно широк [1]. При этом, солитоны в дискретных волноводах, одномерных и двумерных фотонных кристаллах, описываемые НУШ с кубической нелинейностью, являются яркими примерами локализации энергии в нелинейных периодических структурах в оптическом диапазоне.

В настоящей работе численно исследуется распространение коротких фемтосекундных импульсов с частотной модуляцией (чирпированных) и последующая локализация световой энергии в одномерной периодической плоскострой нелинейной диэлектрической структуре, состоящей из четвертьволновых слоев с линейными диэлектрическими проницаемостями ε_1 и ε_2 ($\varepsilon_1 < \varepsilon_2$) и располагающейся в средах с диэлектрическими проницаемостями $\varepsilon_0 = 1$ и $\varepsilon_3 = (\varepsilon_2 + \varepsilon_1)/2$. При этом, слои с линейной диэлектрической проницаемостью чередуются со слоями, обладающими нелинейностью керровского типа - $\chi^{(3)}$, соответствующая самофокусировке (СФ) пучка - $\chi^{(3)} > 0$.

Компьютерное моделирование взаимодействия лазерного импульса со слоистой структурой и исследование локализации световой энергии (динамики локализованных состояний (ЛС)) проводилось на основе следующего нелинейного уравнения типа Шредингера [2]:

$$\frac{ik_0\varepsilon(z)}{c} \frac{\partial A(z,t)}{\partial t} + \frac{\partial^2 A(z,t)}{\partial z^2} + k_0^2\varepsilon(z)A(z,t) + 3\pi k_0^2\chi^{(3)}(z)|A(z,t)|^2 A(z,t) = 0 \quad (1)$$

где $A(z,t)$ - медленно-изменяющаяся во времени комплексная амплитуда, k_0 - волновое число, c - скорость света, $\varepsilon(z)$, $\chi^{(3)}(z)$ - диэлектрическая проницаемость и кубическая восприимчивость среды, соответственно.

Огибающая падающего импульса в начальный момент времени задавалась следующим выражением

$$A(z,t=0) = A_0 \exp\left(-\frac{(z-z_c)^2(1+iC_a)}{2a_0^2}\right), \quad (2)$$

где z_c - координата центра падающего пучка, $a_0 = \tau_0 c$ - пространственная полуширина импульса, τ_0 - длительность на полуширине, $C_a = C_\tau/c^2$ - параметр пространственной модуляции пучка, которая в линейной среде связана с частотной модуляцией импульса, C_τ - параметр частотной модуляции.

Максимальная интенсивность падающего импульса нормировалась на интенсивность $5 \cdot 10^{10} \text{ Вм/см}^2$. Компьютерное моделирование проводилось для различных значений кубичной нелинейности $\chi^{(3)}$, значение которой не превышало $1.3 \cdot 10^{-8} \text{ м}^2/\text{В}^2$. Длительность падающего импульса, рассчитанная по FWHM, равна 100 фс . Центр запрещенной зоны (33) периодической структуры соответствует длине волны $\lambda = 1.5 \text{ мкм}$. Диэлектрические проницаемости слоев выбирались равными: $\varepsilon_1 = 2.2$, $\varepsilon_2 = 5.25$. Изменение параметров среды $\varepsilon(z)$, $\gamma(z) = 3\pi k_0 \chi^{(3)}(z)$ и соответствовало слоистой структуре задавалось в виде:

$$\varepsilon(z), \gamma(z) = \begin{cases} \varepsilon_0, 0 & z \leq z_0 \\ \varepsilon_1, \gamma_1, m\Lambda \leq z \leq m\Lambda + l_1 \\ \varepsilon_2, \gamma_2, m\Lambda + l_1 \leq z \leq (m+1)\Lambda \\ \varepsilon_0, 0 & z \geq z_L \end{cases} \quad (3)$$

где m - номер слоя, $l_1 = \lambda/4\sqrt{\varepsilon_1}$ и $l_2 = \lambda/4\sqrt{\varepsilon_2}$ - длины слоев, $\Lambda = l_1 + l_2$ - период структуры, z_0 и z_L - границы слоистой среды, $L = N\Lambda$ - ее длина, N - количество пар слоев. Локализация световой энергии исследовалась в слоистых структурах двух типов I) $\gamma_1 \neq 0, \gamma_2 = 0$ и II) $\gamma_1 = 0, \gamma_2 \neq 0$ (см. Рис. 1).

На Рис. 1, 2 показаны результаты расчета прохождения электромагнитного импульса ($C_\tau = 0$, $a_0 = 19.34$, $z_c = 489.8$) через структуру ($N = 50$) в линейном режиме ($z_0 = 557.4$, $\gamma_1 = 0, \gamma_2 = 0$) на центральной частоте 33 - $\omega_0 = 0.55 \cdot 2\pi c/\Lambda$. Легко видеть, что интенсивность излучения экспоненциально убывает в среде (Рис. 1), и имеется характерное для брэгговских структур отражение (Рис. 2).

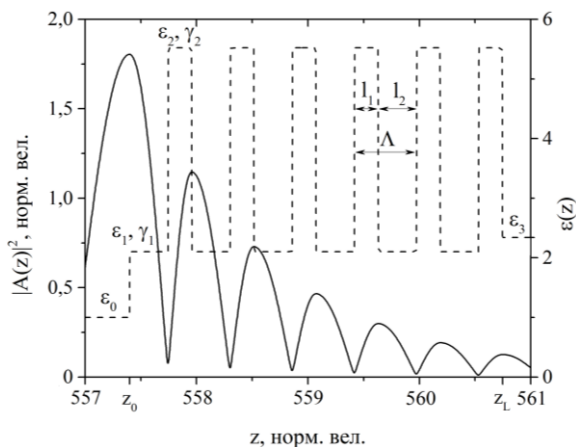


Рис. 1. Распределение интенсивности оптического импульса проходящего через периодическую структуру (сплошная) в момент времени $4\tau_0$. Изменение линейной диэлектрической проницаемости (пунктирная линия)

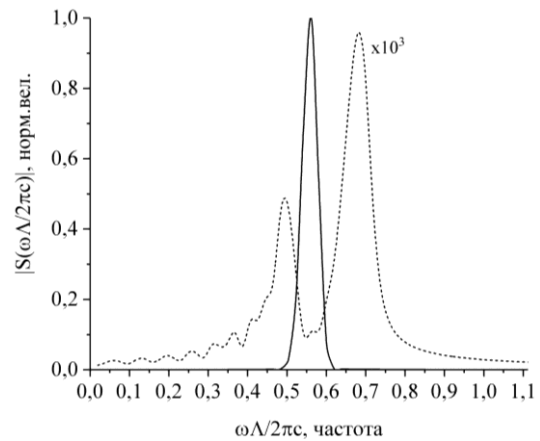


Рис. 2. Спектры падающего (сплошная линия) и прошедшего в момент времени $t = 10\tau_0$ (точечная линия) импульсов. Спектр прошедшего импульса увеличен в 10^3 раз.

Локализация световой энергии имела место в нелинейной периодической структуре I и II типа для импульсов с несущей частотой, расположенной вблизи высокочастотного края первой ЗП ($l_1 = 0.34$, $l_2 = 0.21$, $\omega_2 = 0.654 \cdot 2\pi c/\Lambda$).

На Рис. 3 показано распространение светового импульса ($C_r = 0$) и последующая локализация световой энергии в нелинейной среде II типа и параметром нелинейности $\gamma_2 = 0.52$.

В периодической среде интенсивность импульса возрастает из-за интерференции многократно отраженных волн и при достижении некоторого ее значения происходит локализация световой энергии.

Рассматривая подробно Рис.3, можно выделить три стадии процесса локализации:

1) С увеличением интенсивности падающего излучения, вследствие сильной нелинейности, профиль импульса в среде испытывает искажение, вместе с тем наблюдается фокусировка светового импульса (Рис. 3, $10\tau_0$);

2) Наряду с колебаниями светового поля происходит локализация световой энергии на нескольких слоях периодической структуры (Рис.3, $20\tau_0, 30\tau_0$);

3) Часть нелокализованной энергии полностью излучается из периодической среды в виде сильно искаженных прошедшего и отраженного импульсов. От 30 до 60 % энергии падающего импульса остается в периодической среде, концентрируясь в одном или нескольких ЛС (Рис. 3, $40\tau_0$). Локализации характеризуются пиковым увеличением интенсивности, и в зависимости от величины нелинейности могут оставаться практически неподвижными, или продолжают движение в структуре по z . Время жизни подобных состояний составляет $\sim 40\tau_0$, после чего происходит их затухание.

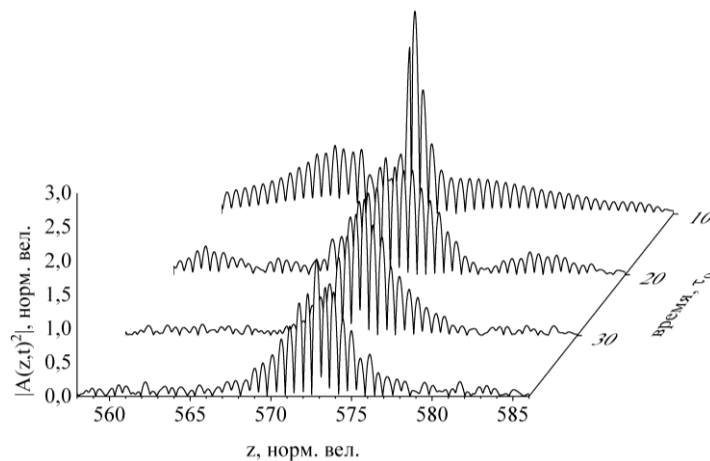


Рис. 3 Локализация световой энергии в нелинейной периодической структуре II типа: $\omega_2 = 0.654 \cdot 2\pi c/\Lambda$, $\gamma_2 = 0.52$.

На Рис. 4 показано прохождение импульса с параметром $|C_r| = 1.25$ разного знака в среде II типа. Несущая частота светового импульса располагалась около высокочастотного края ЗП ($\omega_2 = 0.654 \cdot 2\pi c/\Lambda$). В отличие от прохождения импульса с

$C_\tau = 0$ (Рис. 3), область фокусировки импульсов с дополнительной модуляцией в зависимости от знака параметра C_τ сдвинута к границам расчетной области. В случае $C_\tau = 1.25$ суммарная модуляция частоты выше, а когда $C_\tau = -1.25$ она ниже за счет того что, дополнительная модуляция компенсирует частотную модуляцию, вызванную нелинейной поляризацией. Эффективность самовоздействия в представленных случаях также отличается.

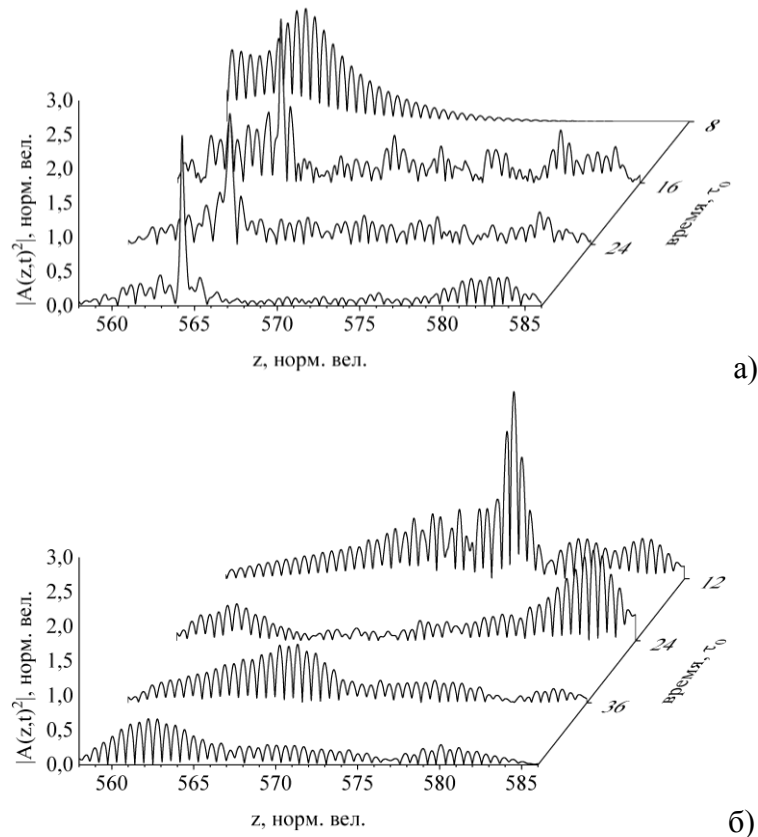


Рис. 4. Локализация световой энергии в нелинейной периодической структуре II типа: $\omega_2 = 0.654 \cdot 2\pi/\Lambda$, $\gamma_2 = 0.52$: а) $C_\tau = 1.25$; б) $C_\tau = -1.25$.

Работа выполнена при Поддержке Российского Научного Фонда (грант № 14-21-00081).

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.С. Кившарь, Г.П. Агравал “Оптические солитоны. От волоконных световодов до фотонных кристаллов” М.: Физматлит, 2005.
2. V.A. Trofimov // Proc.of. SPIE.2000. V. 4002. P.28-33.

**Унифицированный подход к моделированию генерации
высокочастотных и низкочастотных компонент спектра при
ионизации диэлектрической среды предельно коротким импульсом.**

С.А. Штумпф, А.А. Королев, С.А. Козлов

*Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий,
механики и оптики*
stumpf@rambler.ru

В настоящей работе представлен унифицированный подход к моделированию генерации высокочастотных и низкочастотных компонент спектра при ионизации диэлектрической среды предельно коротким импульсом. Унификация заключается в использовании одной и той же модели взаимодействия высокоинтенсивных оптических импульсов из малого числа колебаний светового поля (предельно коротких импульсов, ПКИ) на основе формализма матрицы плотности. Развиваемый подход позволяет одновременно как учитывать появление длинноволнового излучения в ИК и терагерцовом диапазоне, так и описывать такие высокочастотные эффекты, как генерация гармоник высокого порядка. На основе данного подхода выведено уравнение динамики сильного поля ПКИ в среде, которое учитывает электронную нелинейность, обусловленную изменением населенностей высоковозбужденных энергетических состояний и движением электронов в квазисвободном состоянии. В докладе представлены результаты численного моделирования генерации широкополосного излучения инфракрасного и терагерцового диапазонов спектра при возбуждении в воздухе плазмы двумя фемтосекундными импульсами на основной и удвоенной частотах титан-сапфирового лазера, генерации гармоник высокого порядка при распространении высокоинтенсивного импульса в газовой среде (неон, элегаз).

Особенность взаимодействия высокоинтенсивных оптических ПКИ (длительностью порядка единиц фемтосекунд) со средой состоит в том, что их длительность значительно меньше всех характерных времен перехода поглощенной энергии излучения в теплоту и начала процессов эффективного разлета вещества. Но несмотря на кратковременность воздействия, такие ПКИ способны стимулировать ряд неустойчивостей и процессов самоорганизации в веществе [1–3].

Одним из наиболее интересных эффектов взаимодействия таких импульсов с веществом является уширение в инфракрасную и более длинноволновую область спектра, в виде генерации излучения среднего и дальнего ИК-диапазонов, включая терагерцовые волны [4]. Другой эффект состоит в уширении спектра импульса в высокочастотную область с генерацией гармоник высокого порядка используемых для генерации субфемтосекундных и аттосекундных ультрафиолетовых и рентгеновских импульсов [5, 6]. Нами данная задача рассмотрена как квантовомеханическая, с учетом свободного движения электронов в поле импульса, но без учета релятивистских поправок. Естественно, что вопрос теоретического описания подобного режима взаимодействия интенсивного лазерного излучения с веществом актуален уже на протяжении нескольких десятилетий.

Для описания самовоздействия высокоинтенсивного ПКИ, генерирующего в среде плазменную нелинейность, используемая модель взаимодействия излучения со средой должна учитывать переход оптических электронов под действием поля в высоковозбужденные состояния и возможность квазисвободного движения оптического электрона в них. Модели, описывающие влияние электромагнитного поля с высокой интенсивностью на вещество, восходят к нескольким классическим работам Келдыша, Делоне, Аскарьяна: [7–12]. Эти модели применяются для расширения

динамического уравнения для огибающих квазимонохроматических волн описанием ионизации оптической среды [13–15]. Это позволяет получить ряд ценных результатов в исследовании высокоинтенсивных импульсов фемтосекундного диапазона. Однако, ряд эффектов, экспериментально наблюдаемых при распространении таких импульсов в веществе (например, генерация терагерцового излучения при фокусировке двух импульсов разных частот в газе [16, 17]), уравнениями для огибающих не описывается.

Также существует ряд работ, описывающих взаимодействие с диэлектрической средой сверхсильных оптических полей [5–6, 18]. Данные работы анализируют влияние кулоновского потенциала ионизированных атомов и релятивистских эффектов на ускоренное движение квазисвободных электронов, расплывание волнового пакета электронов, истощение атомных состояний, дрейф электронов в магнитном поле. Однако в них анализируется излучение световых квантов при рекомбинации ионизированных электронов, самовоздействие светового импульса не исследуется.

В работе [19] нами было выведено уравнение динамики сильного поля ПКИ в диэлектрической среде, которое учитывает электронную нелинейность, обусловленную изменением населенностей высоковозбужденных энергетических состояний и движением электронов в квазисвободном состоянии. В работе [20] на основе анализа решений этого уравнения изучены условия доминирования различных физических факторов при самовоздействии ПКИ и приведены иллюстрации диапазонов интенсивности, длительности и спектрального состава излучения, когда плазменная нелинейность среды становится преобладающей. Показано, что модель корректно описывает возрастание коэффициента нелинейного показателя преломления оптической среды в фиолетовой части видимого спектра излучения и ближнем УФ-диапазоне. В работе [21] с помощью этой модели объяснен ряд особенностей генерации низкочастотного терагерцового излучения при оптическом пробое воздуха двухцветным фемтосекундным излучением, в частности, квазипериодическая зависимость длины плазменного филамента от исходной временной расстройки между фемтосекундными импульсами на основной и удвоенной частотах.

Настоящий доклад обобщает приложение данной модели одновременно к нескольким аспектам взаимодействия высокоинтенсивного излучения с диэлектрической средой и систематизирует все этапы построения модели, применимой для теоретического изучения самовоздействия в веществе высокоинтенсивных оптических импульсов из малого числа колебаний:

- Построена модель взаимодействия высокоинтенсивных оптических импульсов из малого числа колебаний излучения с веществом.
- Выведено уравнение динамики сильного поля ПКИ в диэлектрической среде, которое учитывает электронную нелинейность, обусловленную изменением населенностей высоковозбужденных энергетических состояний и движением электронов в квазисвободном состоянии.
- Проверено соответствие развиваемого в данной работе подхода в приближении квазимонохроматического излучения известным уравнениям для медленно меняющейся огибающей.
- На основе выведенного в работе уравнения динамики сильного поля проведено численное моделирование распространения в диэлектрике одиночного импульса различной длительности для анализа генерации гармоник высоких порядков. Результаты сопоставлены с известными экспериментами данной тематики.
- Проведено моделирование процессов взаимодействия комбинированного разночастотного импульса высокой интенсивности при его распространении в среде. Показано, как изменяется характер генерации длинноволнового

излучения при изменении временного сдвига между разночастотными составляющими импульса.

Указанный подход позволяет проводить моделирование как явлений в низкочастотной области спектра (распространение инфракрасного и терагерцового излучения), так и в высокочастотной (генерация кратных гармоник). Рис. 1 дает обзорную картину вида спектра импульса (смена масштаба оси абсцисс происходит на основной частоте излучения).

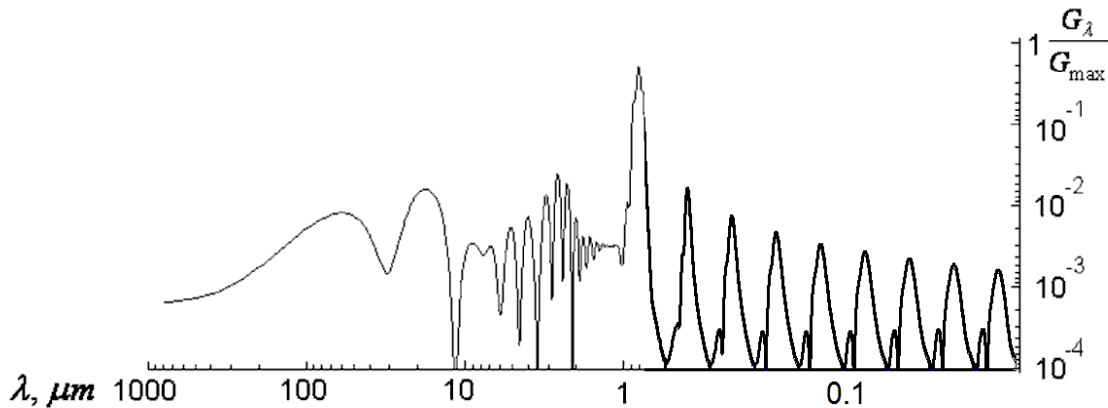


Рис.1. Иллюстративная картина спектра излучения в низкочастотной и высокочастотной области, полученная с помощью единой модели взаимодействия предельно короткого импульса с диэлектрической средой.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Brodeur S.L. Chin // Journ. OSAmerica B, 1999. V. 16. № 4. P. 637–650.
2. S.L. Chin et. al. // Journ. Nonlin. Opt., Phys. and Mat., 1999. V.8. № 1. P.121.
3. J.K. Ranka, R.S. Windeler, A.J. Stentz // Opt. Lett. 2000. V. 25. № 1. P. 25–27.
4. N. Karpowicz, X. Lu, X. Zhang // Journ. Mod. Opt. 2009. V. 56. № 10. P. 1137
5. В.Т. Платоненко, В.В. Стрелков // Квант. электрон. 1998, т.25, №7, С.582.
6. V.V. Strelkov et. al. // Phys. Usp., 59:5 (2016), 425–445
7. Л.В. Келдыш // ЖЭТФ, 1964. Т. 47. С. 1945–1957.
8. Н.Б. Делоне, Л.В. Келдыш “Многофотонная ионизация атомов” М., 1970.
9. N.B. Delone, V.P. Kraynov, B.A. Zon “Diffusion process of ionization of highly excited atoms in an alternating electromagnetic field” М., 1978.
10. Г.А. Аскаръян, М.С. Рабинович // ЖЭТФ, 1965. Т. 48. С. 290–294.
11. Л.В. Келдыш // ЖЭТФ, 1965. Т. 48. С. 1693–1707.
12. А.М. Переломов, В.С. Попов, М.В. Терентьев // ЖЭТФ, 1966.Т.50,С. 1393.
13. V.P. Kandidov, S.A. Shlenov, O.G. Kosareva // Quant. Electron 2009, v.39.
14. Н.А. Панов и др. // Квантовая электроника, 2007. Т.37. №12. С. 1153-1158.
15. O.G. Kosareva et. al. // Applied Physics B., 2008. V.91. P. 35-43.
16. J. Dai, N. Karpowicz, X.-C. Zhang // Phys. Rev. Lett. 2009. V.103. 023001.
17. К. -Y. Kim et. al. // Opt. Science and Tech., OSA, 2007. Paper TuD7.
18. Р.В. Кулягин, В.Д. Таранухин // Квант. электрон., 1996. Т.23. №10. С. 889.
19. С.А. Штумпф, А.А. Королев, С.А. Козлов // Изв. РАН, сер.физ. 2006. Т.70. №1. С.124-130.
20. С.А. Штумпф, А.А. Королев, С.А. Козлов // Изв. РАН, сер. физ. 2007. Т.71, №2, С.158-161.
21. А.А. Андреев и др. // Опт. и спектр. 2009. Т.107. №4. С. 569-576.

Магнитоплазмонные структуры со сверхдлиннопробежными плазмонными модами

Д.О. Игнатьева^{1,2}, П.О. Капралов², Г.А. Князев^{1,2}, С.К. Секацкий³, М. Нюр-Е-Алам⁴,
М. Васильев⁴, К. Аламех⁴, В.И. Белотелов^{1,2}

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова

²Росский квантовый центр

³Федеральный политехнический институт Лозанны

⁴Университет Эдит-Кован

ignatyeva@physics.msu.ru

В настоящее время большое внимание уделяется разработке новых типов плазмонных сенсоров и поиску методов увеличения их чувствительности. Одним из перспективных методов, позволяющих повысить чувствительность сенсора в несколько раз, является использование магнитоплазмонных структур и регистрация резонанса экваториального эффекта Керра вместо резонанса в спектре коэффициента отражения [1]. Однако существенным недостатком данного метода является необходимость включения в структуру ферромагнитных материалов, характеризующихся достаточно высоким поглощением. Поэтому представляется оптимальным сочетать данный подход с другим, состоящим в возбуждении длиннопробежных мод в структуре, обеспечивая таким образом большую добротность резонансов [2].

Работа посвящена исследованию распространения магнитоплазмонов в слоистых гетероструктурах с фотонными кристаллами, обеспечивающими рекордно высокие добротности плазмонных резонансов одновременно с высокими значениями магнитооптических эффектов. Ранее нами было продемонстрировано, что такие структуры увеличивают чувствительность плазмонных сенсоров на примере измерения показателя преломления газов в структурах с фотонными кристаллами и кобальтом или висмут-замещенным иттриевым феррит-гранатом [3,4].

Параметры одномерных слоистых фотонных кристаллов подбираются таким образом, чтобы эффективный импеданс структуры совпадал с импедансом исследуемой среды. Такой выбор параметров обеспечивает сверхузкие плазмонные резонансы за счет возбуждения длиннопробежных плазмонных мод в данной квазисимметричной структуре. Использование магнитных слоев тоже увеличивает добротность, поскольку магнитооптический резонанс уже, чем оптический, в то же время он характеризуется большей производной, и, следовательно, на несколько порядков большей чувствительностью. Кроме того, измерение магнитооптического эффекта Керра вместо оптического позволяет избежать влияния паразитной интерференции в оптическом тракте и нивелирует неточности нормировки оптических спектров.

В работе на основе численного моделирования подобраны параметры структуры, обеспечивающие высокий магнитооптический отклик путем возбуждения сверхдлиннопробежной плазмон-поляритонной моды. Изготовленная структура состоит из одномерного (слоистого) фотонного кристалла, состоящего из чередующихся слоев кварца SiO₂ и пентаоксида тантала Ta₂O₅ слоями толщинами 164 нм и 119.4 нм, соответственно. Структура покрыта слоем висмут-замещенного иттриевого феррит-граната толщиной 125 нм, выступающего в роли ферромагнитного материала и золотой пленкой толщиной 8 нм для возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов. Часть структуры оставлена не покрытой золотом для сравнения чувствительности плазмонных и волноводных мод. Структуры рассчитаны для работы с газами ($n \sim 1$) на длине волны 790 нм.

Проведенные эксперименты показывают, что в изготовленных магнитоплазменных структурах ширина плазмонного резонанса составила 0.13 градуов, что соответствует добротности резонанса 350. В то же время ширина резонанса магнитооптического эффекта Керра, связанного с плазмонным резонансом, составила 0.06 градуса, что соответствует добротности 700. Измеряя положение и ширину плазмонного резонанса мы можем рассчитать действительную и мнимую часть показателя преломления, как это было описано в работе [3], и, таким образом, рассчитать длину пробега плазмона, которая составила 42 мкм в данном образце.

Переключение между двумя противоположными направлениями магнитного поля в экваториальной конфигурации вызывает модуляцию постоянной распространения плазмона. При этом, поскольку в структуре реализован режим распространения длиннопребегных плазмон-поляритонов (для сравнения, длина пробега плазмона на границе кобальт-золото составляет только 4 мкм), такие структуры имеют важное значение для магнитоплазменной интерферометрии и модуляции сигнала.

Распространение магнитоплазмонов в изготовленной слоистой структуре наблюдалось непосредственно путем регистрации вытекающего излучения со стороны призмы. Призма из ВК-7 использовалась для возбуждения плазмон-поляритонов в сенсорных экспериментах. В экспериментах по визуализации распространения плазмон-поляритонов она использовалась для визуализации распространения плазмон-поляритона, вытекающее излучение которого регистрировалось при помощи CMOS-матрицы.

Работа поддержана грантом Президента РФ МК-2047.2017.2.

ЛИТЕРАТУРА

1. Sepulveda et al. // Optics Letters. 2006. Optics Letters. Vol. 31. P. 1085.
2. J. Homola // Chem. Rev. 2008. Vol. 108 P. 462.
3. D.O. Ignatyeva et al // Sci. Rep. 2016. Vol. 6. P. 28077.
4. Д.О. Игнатъева и др. // Письма в ЖЭТФ. 2016. Т. 104. С. 679-684.