

## **ЧАСТЬ 6. КОГЕРЕНТНАЯ И НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИКА. ФОТОНИКА**

ГАУССОВЫ ПУЧКИ СВЕТА: НОВЫЕ СЕМЕЙСТВА И ИХ СВЯЗИ <b>Е.Г. Абрамочкин, В.Г. Волостников .....</b>	<b>5</b>
ФОРМИРОВАНИЯ СВЕТОВЫХ ПОЛЕЙ В ВИДЕ КРИВЫХ НА ОСНОВЕ ОПТИКИ СПИРАЛЬНЫХ ПУЧКОВ <b>К.Н. Афанасьев, В.Г. Волостников, Е.Н. Воронцов, С.П. Котова, В.В. Патлань, Е.В. Разуева .....</b>	<b>8</b>
РАСПРОСТРАНЕНИЕ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СИНГУЛЯРНЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В РЕЗОНАНСНЫХ СРЕДАХ <b>О.Г. Романов, Д.В. Горбач, А.Л. Толстик .....</b>	<b>11</b>
ГОЛОГРАФИЧЕСКИЙ ТРАНСПАРАНТ ДЛЯ СОЗДАНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ВИХРЕЙ <b>Д.В. Горбач, А.Л. Толстик, В.В. Могильный, Д.Н. Мармыш .....</b>	<b>14</b>
ФОРМИРОВАНИЕ ВОЛНОВЫХ ФРОНТОВ С ПОМОЩЬЮ МОДАЛЬНЫХ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ КОРРЕКТОРОВ <b>О.А. Заякин, С.П. Котова, В.В. Патлань, С.А. Самагин .....</b>	<b>17</b>
РОЛЬ НЕКОМПЕНСИРОВАННОГО ОБЪЕМНОГО ЗАРЯДА ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ СВЕРХКОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В СЛАБОИОНИЗОВАННЫХ СРЕДАХ <b>В.А. Алешкевич, А.В. Григорьев, Н.Г. Уваров.....</b>	<b>20</b>
ОТРАЖЕНИЕ МОЩНОГО ФЕМТОСЕКУНДНОГО ИМПУЛЬСА ОТ ПЛАЗМЫ <b>Г.А. Русецкий, А.П. Сухоруков, О.М. Федотова, О.Х. Хасанов .....</b>	<b>23</b>
ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ ФОТОЭЛЕКТРОНОВ АТОМАРНОГО СЕРЕБРА, ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩЕГО С ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ ОКОЛОАТОМНОЙ НАПРЯЖЕННОСТИ <b>А.В. Андреев, С.Ю. Стремоухов, О.А. Шутова.....</b>	<b>26</b>

КВАЗИНЕПРЕРЫВНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В ЖЕЛТОМ ДИАПАЗОНЕ СПЕКТРА С ПОМОЩЬЮ ВНУТРИРЕЗОНАТОРНОГО ВКР-САМОПРЕОБРАЗОВАНИЯ И КОГЕРЕНТНОГО СМЕШЕНИЯ

**А. Демидович, А. А. Кононович, А. С. Грабчиков, М. Данаилов, В.А. Орлович..... 29**

ВКР ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СРЕДЕ

**Д.Н. Бусько, М. Данаилов, А.А. Демидович, С.А. Тихомиров, О.В. Буганов, А.С. Грабчиков, В.А. Орлович ..... 32**

ДИСПЕРСИОННЫЕ УДАРНЫЕ ВОЛНЫ В БОЗЕ-ЭЙНШТЕЙНОВСКИХ КОНДЕНСАТАХ

**А.М. Камчатнов..... 33**

ВОЗБУЖДЕНИЕ ВИХРЕВЫХ ПАР В БОЗЕ-ЭЙНШТЕЙНОВСКОМ КОНДЕНСАТЕ ДВИЖУЩИМИСЯ ПОТЕНЦИАЛЬНЫМИ БАРЬЕРАМИ

**В.А. Миронов, Л.А. Смирнов..... 35**

НЕЛИНЕЙНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ОПТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ В НЕОДНОРОДНОМ БОЗЕ-ЭЙНШТЕЙНОВСКОМ КОНДЕНСАТЕ

**А.К. Сухорукова, А.П. Сухоруков, А.С. Гранкин ..... 38**

НЕЛИНЕЙНАЯ ДИФРАКЦИЯ СВЕТА НА ТОНКИХ «ПРОВОЛОЧКАХ»

**Ю.Г. Глудуш, А.М. Камчатнов, E.G. Khamis, A. Gammal, G.A. El .... 41**

ЭФФЕКТ ПОЛНОГО ВНУТРЕННЕГО ОТРАЖЕНИЯ ВОЛНОВЫХ ПУЧКОВ В НЕЛИНЕЙНЫХ СРЕДАХ

**В.Е. Лобанов, А.А. Калинович, А.П. Сухоруков..... 43**

СДВИГ ЧАСТОТЫ И ВРЕМЕННАЯ ЗАДЕРЖКА СИГНАЛА В ПРОЦЕССЕ НЕЛИНЕЙНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С ИМПУЛЬСОМ НАКАЧКИ

**В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков ..... 46**

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛНОВЫХ ПУЧКОВ В ДВУМЕРНЫХ КАСКАДНО-ИНДУЦИРОВАННЫХ РЕШЕТКАХ

**О.В. Боровкова, А.П. Сухоруков ..... 49**

ЭВОЛЮЦИЯ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ГАУССОВОГО ИМПУЛЬСА ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ В ОПТИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ С НОРМАЛЬНОЙ ГРУППОВОЙ ДИСПЕРСИЕЙ

**Ю.А. Капойко ..... 52**

НЕЛИНЕЙНОЕ ОТРАЖЕНИЕ ДВУХ ПАДАЮЩИХ ПОД РАЗНЫМИ  
МАЛЫМИ УГЛАМИ ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИХ СВЕТОВЫХ  
ИМПУЛЬСОВ

**В.К. Турков, С.А. Козлов..... 55**

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СВЕТОВЫХ ВОЛН ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА  
КОЛЕБАНИЙ ПРИ ИХ ВСТРЕЧНОМ РАСПРОСТРАНЕНИИ В  
НЕЛИНЕЙНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СРЕДЕ

**К.С. Корешков ..... 58**

НЕЛИНЕЙНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СОНАПРАВЛЕННЫХ  
ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ СО СПЕКТРАМИ В  
ОБЛАСТИ АНОМАЛЬНОЙ ГРУППОВОЙ ДИСПЕРСИИ СРЕДЫ

**А.А. Булеев, Д.А. Медвинский, М.А. Бахтин ..... 61**

О ДИНАМИКЕ СПЕКТРА ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ В  
ОДНООСНОМ КРИСТАЛЛЕ

**В.А. Халяпин..... 64**

НЕПАРАКСИАЛЬНАЯ ДИНАМИКА ПРОСТРАНСТВЕННОГО  
СПЕКТРА МОНОХРОМАТИЧЕСКОЙ ДВУМЕРНОЙ ТЕ-ВОЛНЫ В  
СРЕДЕ С КУБИЧНОЙ ПО ПОЛЮ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

**Е.В. Сысова ..... 67**

НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ РЕЗОНАНСНОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ В  
ОПТИКЕ И АКУСТИКЕ

**С.В. Сазонов ..... 71**

РЕЖИМЫ АКУСТИЧЕСКОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ  
ТРЕХКОМПОНЕНТНЫХ ПРОДОЛЬНО-ПОПЕРЕЧНЫХ ИМПУЛЬСОВ В  
СИСТЕМЕ ЭЛЕКТРОННЫХ И ЯДЕРНЫХ СПИНОВ

**С.В. Сазонов, Н.В. Устинов..... 74**

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ И  
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ТЕМНЫХ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ СОЛИТОНОВ  
В ПРОТОННО-ИМПЛАНТИРОВАННОМ ПЛАНАРНОМ ВОЛНОВОДЕ В  
НИОБАТЕ ЛИТИЯ

**В.Г. Круглов, В.М. Шандаров, Я. Тан, Ф. Чен, Д. Кип ..... 77**

**ФОТОРЕФРАКТИВНОЕ САМОВОЗДЕЙСТВИЕ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В  
КВАЗИОДНОМЕРНЫХ ФОТОННЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ В НИОБАТЕ  
ЛИТИЯ**

**С.А. Давыдов, П.А. Тренихин, В.М. Шандаров, К.В. Шандарова,  
Д. Кип, Ф. Чен ..... 80**

**КОМПРЕССИЯ ЧАСТОТНО-МОДУЛИРОВАННЫХ ИМПУЛЬСОВ В  
СЕКЦИОНИРОВАННОМ ВОЛНОВОДЕ С ВИНТОВОЙ ГОФРИРОВКОЙ  
ПОВЕРХНОСТИ**

**С.В. Мишакин, С.В. Самсонов ..... 83**

**ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МНОГОСЛОЙНЫХ ОПТИЧЕСКИХ  
ВОЛНОВОДОВ**

**А.Г. Ржанов, С.Э. Григас ..... 86**

**ГЕНЕРАЦИЯ УЗКОПОЛОСНЫХ ПЕРЕПУТАННЫХ СОСТОЯНИЙ  
СВЕТА В ПРОЦЕССЕ СПОНТАННОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО  
РАССЕЯНИЯ В РЕЗОНАТОРЕ**

**А.А. Калинин, И.З. Латыпов, А.В. Шкаликов, А.А. Калачев,  
В.В. Самарцев ..... 89**

**ОПТИМИЗАЦИЯ ХАРАКТЕРИСТИК МИКРОЧИП-ЛАЗЕРА С  
ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ ДЛЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ ПЛАЗМЫ**

**П.В. Шпак, А.Н. Чумаков, А.С. Грабчиков, В.А. Орлович,  
Н.А. Босак, А.М. Петренко, П.В. Чекан, П.Н. Малевич ..... 90**

## ГАУССОВЫ ПУЧКИ СВЕТА: НОВЫЕ СЕМЕЙСТВА И ИХ СВЯЗИ

Е.Г. Абрамочкин, В.Г. Волостников

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

В лекции описываются различные типы гауссовых пучков, распространение которых описывается параболическим (параксиальным) уравнением

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} + 2ik \frac{\partial F}{\partial l} = 0.$$

Известными представителями таких полей являются пучки Эрмита-Гаусса

$$H_{n,m}(x, y) = e^{-x^2-y^2} H_n(\sqrt{2}x) H_m(\sqrt{2}y), \text{ где } n, m = 0, 1, \dots,$$

и Лагерра-Гаусса

$$L_{n,\pm m}(x, y) = e^{-x^2-y^2} (x \pm iy)^m L_n^m(2x^2 + 2y^2), \text{ где } n, m = 0, 1, \dots$$

Структурная устойчивость этих пучков при распространении в зоне Френеля выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{k}{2\pi il} \iint_{\square^2} \exp\left(\frac{ik}{2l}[(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2]\right) H_{n,m}\left(\frac{\xi}{\rho}, \frac{\eta}{\rho}\right) d\xi d\eta = \\ = \frac{1}{|\sigma|} \exp\left(\frac{2il(x^2 + y^2)}{k\rho^4|\sigma|^2} - i(n+m+1)\arg\sigma\right) H_{n,m}\left(\frac{x}{\rho|\sigma|}, \frac{y}{\rho|\sigma|}\right), \\ \frac{k}{2\pi il} \iint_{\square^2} \exp\left(\frac{ik}{2l}[(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2]\right) L_{n,\pm m}\left(\frac{\xi}{\rho}, \frac{\eta}{\rho}\right) d\xi d\eta = \\ = \frac{1}{|\sigma|} \exp\left(\frac{2il(x^2 + y^2)}{k\rho^4|\sigma|^2} - i(2n+|m|+1)\arg\sigma\right) L_{n,\pm m}\left(\frac{x}{\rho|\sigma|}, \frac{y}{\rho|\sigma|}\right), \end{aligned}$$

где  $\sigma = 1 + \frac{2il}{k\rho^2}$ .

Ранее было показано, что данные семейства световых полей связаны следующим интегральным преобразованием

$$\begin{aligned} \iint_{\square^2} \exp\left(-i(x\xi + y\eta) + \frac{2i\xi\eta}{\rho^2}\right) H_{n,m}\left(\frac{\xi}{\rho}, \frac{\eta}{\rho}\right) d\xi d\eta = \\ = \frac{\pi\rho^2}{\sqrt{2}} (-1)^{n+m} \exp\left(-\frac{i\rho^2 xy}{4}\right) \begin{cases} (2i)^n m! L_{m, n-m}\left(\frac{\rho x}{2\sqrt{2}}, \frac{\rho y}{2\sqrt{2}}\right), & (n \geq m), \\ (2i)^m n! L_{n, m-n}\left(\frac{\rho y}{2\sqrt{2}}, \frac{\rho x}{2\sqrt{2}}\right), & (n \leq m). \end{cases} \quad (1) \end{aligned}$$

С помощью сферической и цилиндрической оптики можно экспериментально реализовать преобразование пучков Эрмита-Гаусса, выходящих из лазера в пучки Лагерра-Гаусса в соответствии с (1). Примеры экспериментальной реализации преобразований даны на рис. 1.

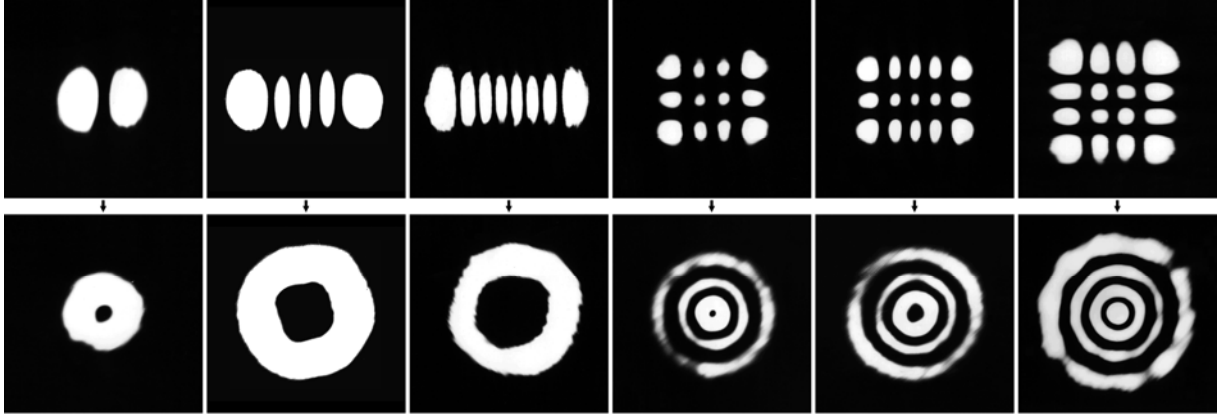


Рис. 1. Экспериментально зарегистрированные распределения интенсивности пучков Эрмита-Гаусса и соответствующих пучков Лагерра-Гаусса.

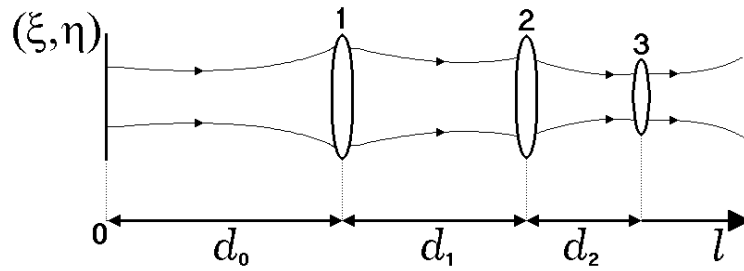


Рис. 2. Схема эксперимента.

Выходящий из лазера пучок с параметром  $Q_0^{-1} = -i\lambda/\pi\omega_0^2$  преобразуется сферическими линзами 1, 2 с фокусными расстояниями  $f_1, f_2$  в плоскости  $l = d_0 + d_1 + d_2$  в пучок с параметром  $Q_1^{-1} = 1/R - i\lambda/\pi\omega^2$  по известной формуле

$$Q_1 = \frac{AQ_0 + B}{CQ_0 + D} + d_2,$$

где

$$A = 1 - \frac{d_1}{f_1}, \quad B = d_0 + d_1 - \frac{d_0 d_1}{f_1}, \quad C = -\frac{1}{f_1} - \frac{1}{f_2} + \frac{d}{f_1 f_2}, \quad D = 1 - \frac{d_0}{f_1} - \frac{d_0 + d_1}{f_2} + \frac{d_0 d_1}{f_1 f_2}.$$

Параметры схемы выбирались таким образом, чтобы  $\text{Re}Q_1^{-1} = \text{Im}Q_1^{-1} = \gamma$  или  $\lambda R^2/\pi = \omega^2$ . Тогда цилиндрическая линза 3 с фокусным расстоянием  $f_3 = 1/2\gamma$ , расположенная в плоскости  $l = d_0 + d_1 + d_2$ , преобразует фазовый фронт пучка следующим образом:

$$\psi(\xi, \eta) = \frac{\pi\gamma}{\lambda}(\xi^2 + \eta^2) - \frac{\pi\gamma}{\lambda}2\eta^2 = \frac{\pi\gamma}{\lambda}(\xi^2 - \eta^2).$$

Поворотом цилиндрической линзы на угол  $\alpha$  относительно оси  $l$  получаем астигматическое распределение:

$$\psi(\xi, \eta) = \frac{\pi\gamma}{\lambda} [(\xi^2 - \eta^2) \cos 2\alpha + 2\xi\eta \sin 2\alpha].$$

При этом распределение гауссовой амплитуды  $G(\xi, \eta)$  будет следующим:

$$G(\xi, \eta) = \exp\left\{-\frac{\pi\gamma}{\lambda} (\xi^2 + \eta^2)\right\}.$$

В дальней зоне за цилиндрической линзой формируются пучки Эрмита-Лагерра-Гаусса. Параметры схемы были следующими:  $d_0=900$  мм,  $d_1=450$  мм,  $d_2=151,3$  мм,  $f_1=250$  мм,  $f_2=85$  мм,  $f_3=3,4$  мм ( $\gamma=0,15$  мм<sup>-1</sup>). Зависимость поля от угла поворота цилиндрической линзы (т.е. пучки Эрмита-Лагерра-Гаусса) приведены на рис. 3.

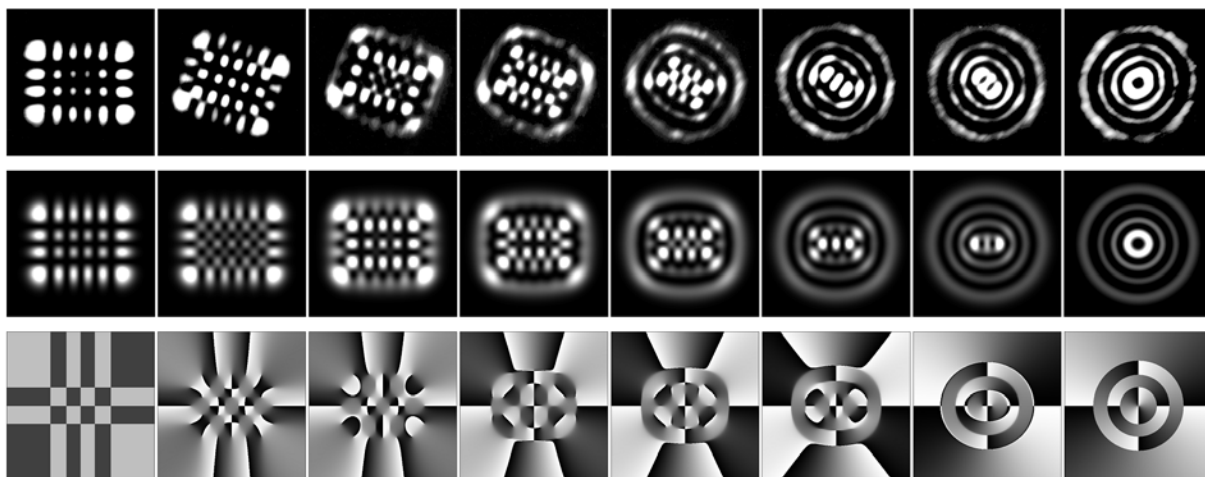


Рис. 3. Пучки Эрмита-Лагерра-Гаусса: экспериментальное распределение интенсивностей (верхний ряд), теоретическое распределение интенсивностей (средний ряд) и фазы (нижний ряд).

В лекции также описываются методы синтеза фазовых элементов для формирования световых полей с заданной формой распределения интенсивности.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. E. Abramochkin, V. Volostnikov. Beam transformations and nontransformed beams // Optics Comm. 1991. V.83. N 1–2. P.123.
2. E. Abramochkin, V.V. olostnikov. Spiral-type beams: optical and quantum aspects // Optics Comm. 1996. V.125. N 4–6. P.302.
3. E. Abramochkin, V. Volostnikov. Structurally stable singular wavefields // Proc. of SPIE. 1998. V.3487. P.20.
4. Е.Г. Абрамочкин, В.Г. Волостников. Спиральные пучки света // Успехи физических наук. 2004. Т.174. N 12. С.1274.

## ФОРМИРОВАНИЯ СВЕТОВЫХ ПОЛЕЙ В ВИДЕ КРИВЫХ НА ОСНОВЕ ОПТИКИ СПИРАЛЬНЫХ ПУЧКОВ

К.Н. Афанасьев, В.Г. Волостников, Е.Н. Воронцов, С.П. Котова,  
В.В. Патлань, Е.В. Разуева

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

В работе [1] рассмотрены основные принципы формирования спиральных пучков с распределением интенсивности в форме замкнутых кривых. Один из методов практической реализации спиральных пучков света основан на применении амплитудно-фазовых элементов. Ранее было показано, что фазовую часть спирального пучка можно использовать для формирования поля, которое имеет в Фурье-плоскости распределение интенсивности в виде образующей кривой спирального пучка [2]. Однако, такое поле по своей пространственной структуре не является спиральным пучком. В экспериментах, выполненных авторами, было выяснено, что формируемое распределение интенсивности неоднородно.

В данной работе проведено сравнение параметров световых полей, формируемых фазовыми элементами, реализующими фазовые части спиральных пучков и фазовыми элементами, полученными на основе оптики спиральных пучков итерационным способом.

В качестве критериев оценки распределений интенсивностей полей были выбраны следующие параметры:

1. Среднеквадратичное отклонение интенсивности вдоль генерирующей кривой:

$$RMS_I = \frac{1}{\langle I \rangle} \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=0}^N (I_i - \langle I \rangle)^2},$$

где  $\langle I \rangle$  – среднее значение интенсивности,  $I_i$  – значение интенсивности в  $i$ -й точке образующей кривой,  $N$  – количество точек. Данный параметр позволяет оценить однородность распределения интенсивности.

2. Отношение минимальной интенсивности  $I_{\min}$  к максимальной  $I_{\max}$  вдоль кривой:

$$\mu = \frac{I_{\min}}{I_{\max}}.$$

В случае существования разрывов в распределении интенсивности данный параметр обращается в нуль.

3. Отношения мощности  $P_\varepsilon$ , попадающей в  $\varepsilon$ -окрестность образующей кривой, к мощности пучка в плоскости наблюдения  $P$ :

$$\eta = \frac{P_\varepsilon}{P}.$$



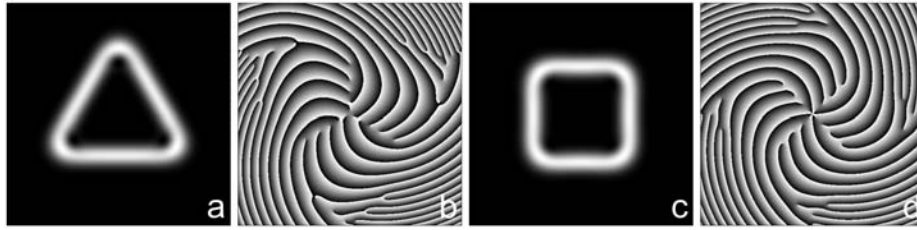


Рис. 1. Распределение интенсивности и фазы спиральных пучков в форме треугольника (a, b) и квадрата (c, d).

Очевидно, что чем выше данный показатель и чем меньше  $\varepsilon$ -окрестность, тем больше соответствует распределение интенсивности понятию «поле в виде кривой».

С точки зрения данных параметров были исследованы распределения интенсивности, которые формируются фазовыми частями спиральных пучков в форме границ правильного треугольника и квадрата (рисунок 1). Рассмотрен практически важный случай освещения данных элементов однородным пучком с круглой апертурой.

Исследованы зависимости введенных параметров от диаметра освещающего пучка. На рисунке 2 представлены графики зависимости параметров  $RMS_I$ ,  $\mu$  и  $\eta$  от безразмерного параметра  $\xi$ , равного отношению радиуса освещающего пучка к радиусу окружности, описанной вокруг образующей кривой.

Выполнены эксперименты по формированию полей рассматриваемым способом с помощью жидкокристаллического пространственного модулятора света HOLOEYE NEO 1080 P (1920 × 1080, шаг пикселей 8 мкм, величина максимальной модуляции фазы  $2\pi$ , число градаций фазы – 256 (8 bit)) и твердотельного лазера с длиной волны излучения 530 нм.

Для дифракционных оптических элементов с фазами, соответствующими спиральным пучкам с распределениями интенсивности в форме треугольника и квадрата, параметры освещающих пучков  $\xi$  равнялись 1,26 и 1,4, соответственно. Характеристики полученных распределений интенсивности приведены в таблице 1 и хорошо согласуются с теоретическими.

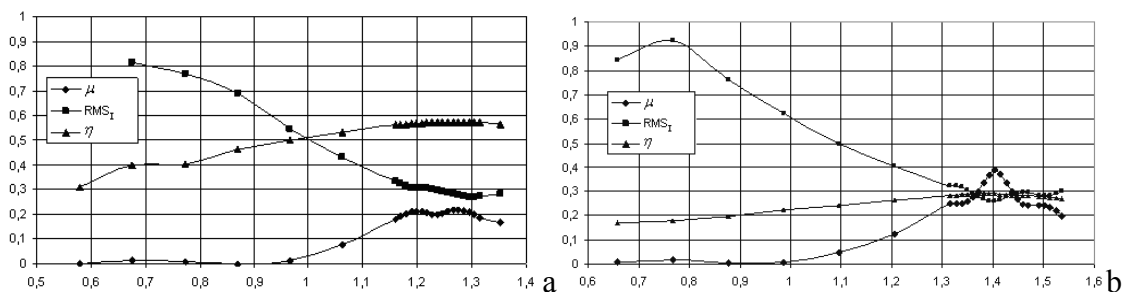


Рис. 2. Зависимость параметров  $RMS_I$ ,  $\mu$  и  $\eta$  от отношения радиуса апертуры освещающего пучка к радиусу окружности, описанной вокруг образующей кривой: а – для пучка с распределением интенсивности в форме треугольника, б – квадрата.

Таблица 1. Экспериментальные и теоретические характеристики распределений интенсивностей пучков, формируемых с помощью фазовых элементов, реализующих фазовые части спиральных пучков.

Тип поля Параметры	"Треугольник", $\xi=1.26$ , $\varepsilon=0.18\rho$		"Квадрат", $\xi=1.4$ , $\varepsilon=0.10\rho$	
	численно	эксперим.	численно	эксперим.
однородность, $\mu$	0,22	0,28	0,38	0,27
$RMS_I$	0,28	0,21	0,27	0,26
доля мощности, $\eta^*$	0,56	-	0,29	-

\*Здесь и в таблице 2 экспериментальные значения доли мощности  $\eta$  не приводятся, т.к. их не удалось достоверно измерить из-за недостаточного динамического диапазона фотоприемника.

Таблица 2. Экспериментальные и теоретические характеристики распределений интенсивностей пучков, формируемых с помощью фазовых элементов, рассчитанных итерационным способом.

Тип поля Параметры	"Треугольник", $\xi=1.26$ , $\varepsilon=0.18\rho$		"Квадрат", $\xi=1.4$ , $\varepsilon=0.10\rho$	
	численно	эксперим.	численно	эксперим.
однородность, $\mu$	0,83	0,46	0,88	0,48
$RMS_I$	0,05	0,15	0,024	0,14
доля мощности, $\eta$	0,67	-	0,67	-

Улучшения характеристик получаемых распределений интенсивности можно добиться, если модифицировать фазовые распределения соответствующих спиральных пучков. Авторы предлагают использовать для этого итерационный алгоритм Герчберга-Сэкстона, в котором нулевое приближение фазы поля во входной плоскости выбрано в виде фазы соответствующего спирального пучка [3].

Численный эксперимент и реальная экспериментальная реализация показывают, что поле, формируемое фазовым элементом, рассчитанным итерационным способом, действительно обладает более высокими показателями однородности и энергетической эффективности (таблица 2) при аналогичных параметрах освещающего пучка.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Е.Г. Абрамочкин, В.Г. Волостников // Успехи физических наук. 2004. Т. 174. № 12. С. 1273.
2. А.В. Коробцов, С.П. Котова, Н.Н. Лосевский // Известия Самарского Научного Центра РАН. 2007. Т. 9. № 3. С. 615.
3. Е.Г. Абрамочкин, В.Г. Волостников, А.В. Коробцов, С.П. Котова, Н.Н. Лосевский, А.М. Майорова, Е.В. Разуева // Известия Российской академии наук. Серия физическая. 2008. Т. 72. № 1. С. 76.

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СИНГУЛЯРНЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В РЕЗОНАНСНЫХ СРЕДАХ

О.Г. Романов, Д.В. Горбач, А.Л. Толстик

Белорусский государственный университет,  
220030, Минск, пр. Независимости, 4; e-mail: [romanov@bsu.by](mailto:romanov@bsu.by)

Среди основных направлений современных исследований в области сингулярной оптики можно отметить разработку способов получения и преобразования сингулярных световых пучков различных порядков, изучение устойчивости пространственной и топологической структуры оптических вихрей при распространении в нелинейных средах, применение оптических вихрей для реализации оптических вычислений и др. [1–4].

В настоящей работе проанализированы закономерности преобразования пространственной и топологической структуры сингулярных пучков в процессе их распространения и взаимодействия в резонансных средах. Теоретически обоснован метод преобразования топологической структуры сингулярных пучков при реализации многоволновых взаимодействий. Предложен метод инвертирования топологического заряда оптических вихрей с их одновременным частотным преобразованием, основанный на реализации многоволнового взаимодействия в растворах красителей. Исследование процессов самовоздействия сингулярных световых пучков в условиях нелинейного поглощения в резонансных средах проведено путем численного моделирования трехмерного укороченного волнового уравнения для комплексной амплитуды поля  $E$ :

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{1}{2ik} \Delta_{\perp} E = i \frac{k_0}{2} \left( \frac{\hat{\Theta}_{12}}{B_{12}} E - \frac{\hat{\alpha} I}{1 + \alpha I} E \right) \quad (1)$$

где  $k_0 = 2\omega k_0 / c$  – линейный коэффициент поглощения,  $\hat{\Theta}_{ij} = \Theta_{ij} + iB_{ij}$ , коэффициенты  $\Theta_{ij}(\omega)$  связаны соотношениями Крамерса-Кронига с коэффициентами Эйнштейна  $B_{ij}(\omega)$ . Параметр  $\hat{\alpha} = a + i\alpha = (\hat{\Theta}_{12} + \hat{\Theta}_{21}) / \nu P_{21}$  определяется эффектами нелинейного изменения коэффициента поглощения и показателя преломления резонансной среды, где  $\nu = c/n$ ,  $P_{21}$  – суммарная вероятность спонтанных и безызлучательных переходов. При численном моделировании предполагалось, что поперечный профиль светового пучка, на границе  $z = 0$  нелинейной среды содержит винтовую фазовую дислокацию топологического заряда  $m$ :  $E(z = 0, r, \varphi) = E_0 [r/r_0]^{|m|} \exp[-(r/r_0)^2 + im\varphi]$ .

Изменение пространственной структуры сингулярных световых пучков в режиме самофокусировки (см. рис. 1) определяется конкуренцией процессов нелинейного поглощения и дифракционного расплывания. На первом этапе распространения ( $z = 0 \div 0.25$ ) происходит фокусировка светлого кольца, которая после  $z \approx 0.5$  сменяется общей самофокусировкой оптического вихря. Увеличение пиковой интенсивности светового пучка при  $z \approx 0.75$  приводит к просветлению резонансного перехода и существенному уменьшению

поглощения в области нелинейного фокуса. В результате локализованная структура самоподдерживается в нелинейной среде от  $z \approx 0.6$  до  $z \approx 0.8$ . В дальнейшем доминирующим процессом становится дифракционное расплывание светового пучка.

Основные закономерности разрушения пространственной и топологической структуры оптических вихрей различных порядков

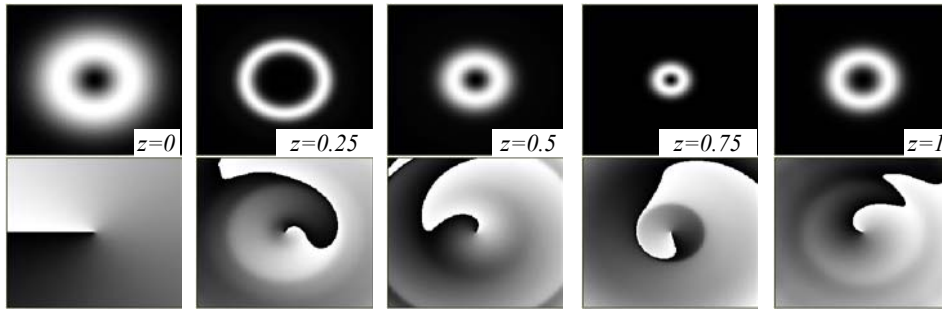


Рис. 1. Распространение оптического вихря в резонансной среде. Расчеты выполнены при следующих параметрах:  $m = +1$ ,  $\alpha I_0 = 5$ ,  $r_0 = 200$  мкм; отстройка частоты излучения от центра полосы поглощения  $\delta = (\omega - \omega_{12}) / \Delta = +2$ , где  $\Delta$  – полуширина гауссова контура поглощения; начальный коэффициент поглощения  $k_0(\omega) = 0.05$  см<sup>-1</sup>; координата  $z$  нормирована на дифракционную длину  $L_D = 2\pi r_0^2 / \lambda$ .

исследованы численно при использовании дополнительной модуляции светового пучка на входе в нелинейную среду:  $\delta E = a_0 \exp(im\phi) \exp[i(k_r r - k_a \phi)]$ , где  $k_r$  и  $k_a$  – пространственные частоты радиальных или азимутальных возмущений. В качестве примера на рис. 2 представлены возможные сценарии эволюции пространственной структуры оптического вихря с зарядом  $m = 2$ .

Теоретическое моделирование процессов преобразования

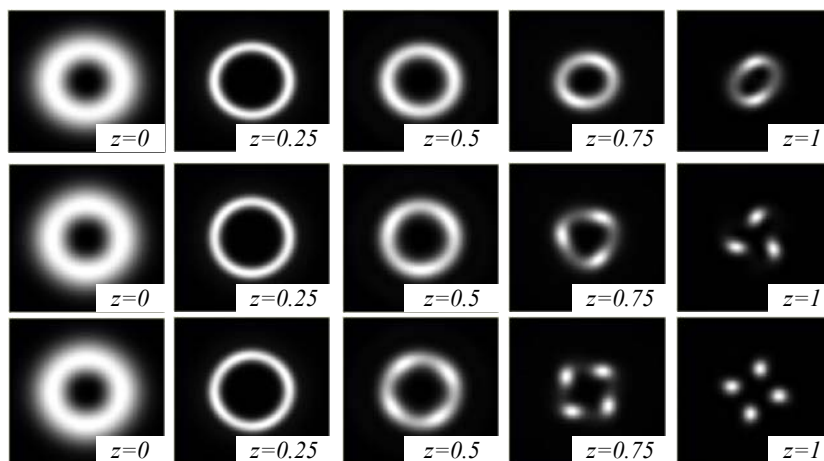


Рис. 2. Пространственная эволюция оптического вихря в режиме модуляционной неустойчивости.  $m = +2$ ,  $\alpha I_0 = 10$ .

топологической структуры оптических вихрей при реализации многоволновых взаимодействий в резонансных средах проведено на основе

рассмотрения системы связанных волновых уравнений. Так, для случая частотно-невырожденного четырех- или шестиволнового взаимодействия система уравнений, описывающая формирование волны  $E_D$  на удвоенной частоте  $2\omega$  при дифракции волны  $E_2$  на решетке, сформированной волнами  $E_1$  и  $E_S$  на частоте  $\omega$ , в стационарном режиме может быть записана в виде:

$$\left( \frac{\partial}{\partial z} \mp \gamma_{1,S} \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\Delta_{\perp}}{2ik_{1,S}} \right) E_{1,S} = \frac{i2\pi\omega}{cn_0} [\chi_0(\omega) E_{1,S} + \chi_{\pm 1}(\omega) E_{S,1}], \quad (2)$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial z} \pm \gamma_{2,D} \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\Delta_{\perp}}{2ik_{2,D}} \right) E_{2,D} = -\frac{i4\pi\omega}{cn_0} [\chi_0(2\omega) E_{2,D} + \chi_{\mp 1(\mp 2)}(2\omega) E_{D,2}]. \quad (3)$$

В данных уравнениях компоненты разложения нелинейной восприимчивости среды  $\chi_m$  в ряд Фурье по пространственным гармоникам решетки  $\zeta = (\vec{k}_1 - \vec{k}_S) \cdot \vec{r}$  определяются спектроскопическими характеристиками резонансного перехода, термооптическими параметрами раствора красителя, частотой и интенсивностью взаимодействующих волн [5]. Частотно-невырожденное четырех- и шестиволновое взаимодействие оптических вихрей экспериментально осуществлено с использованием в качестве нелинейной среды этанольного раствора полиметинового красителя 3274U. На рис. 3 представлены результаты преобразования оптических вихрей 1-го (*a–в*) и 2-го (*z–e*) порядков, полученные при реализации невырожденного четырехволнового взаимодействия.

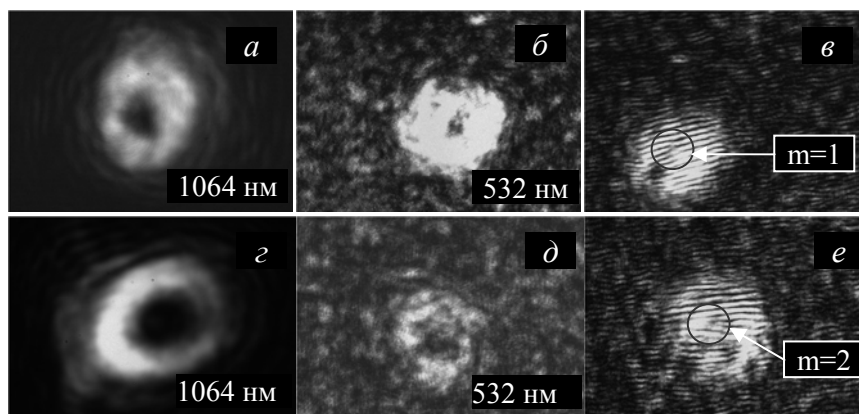


Рис. 3. Частотное преобразование оптических вихрей.

## ЛИТЕРАТУРА

1. M.S. Soskin et al. // Opt.Comm. 2004. V.241. P.237.
2. A. Desyatnikov et al. // Physics Letters A. 2007. V.364. P.231.
3. W. Jiang, Q. Chen, Y. Zhang, G.Guo // Phys.Rev. A. 2006. V.74. P.043811.
4. K. Dholakia et al. // Opt.Express 2007. V.15. P.6330.
5. А.Л. Толстик «Многоволновые взаимодействия в растворах сложных органических соединений» Минск: БГУ, 2002.

## ГОЛОГРАФИЧЕСКИЙ ТРАНСПАРАНТ ДЛЯ СОЗДАНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ВИХРЕЙ

Д.В. Горбач, А.Л. Толстик, В.В. Могильный, Д.Н. Мармыш  
*Белорусский государственный университет,*  
220030, Минск, пр. Независимости, 4; e-mail: [gorbachdv@yandex.ru](mailto:gorbachdv@yandex.ru)

Одним из перспективных методов формирования световых полей со специфической структурой является интерференционно-голографический метод. Его суть заключается в создании фазового голографического транспаранта, преобразующего излучение с гауссовым распределением интенсивности, освещающее транспарант, в пучок любого заданного вида. Одним из основных вопросов при изготовлении подобных оптических элементов является выбор регистрирующей среды, обеспечивающей высокую эффективность преобразования и надежную работу транспаранта в необходимых условиях.

Данная работа посвящена созданию и исследованию характеристик голографических транспарантов, предназначенных для преобразования мощных импульсных световых пучков спектрального диапазона  $\lambda = 532 - 1064$  нм в пучки с фазовой сингулярностью и использующих в качестве регистрирующего материала слои полиметилметакрилата (ПММА) с фенантренхином (ФХ).

Выбор материала обусловлен тем, что полимерные материалы на основе ФХ позволяют изготавливать высокоэффективные объемные голограммы с различными селективными свойствами, определяемыми использованием регистрирующих слоев с различной толщиной [1]. Для удобства юстировки фазовых голографических транспарантов в оптических схемах представляются более предпочтительными объемные голограммы с умеренной угловой селективностью, достигаемой при толщине слоев  $L \approx 100$  мкм. Запись голограмм с дифракционной эффективностью близкой к 100 % в таких слоях возможна лишь при высоком содержании ФХ ( $C \approx 2 - 3$  мол. %). Известно также, что голографические транспаранты, созданные на основе такого материала, устойчивы к воздействию импульсного лазерного излучения. Устойчивая работа транспаранта наблюдалась при плотности мощности воздействующего излучения свыше  $P = 10$  МВт/см<sup>2</sup> для длины волны  $\lambda = 532$  нм и  $P = 20$  МВт/см<sup>2</sup> для длины волны  $\lambda = 1064$  нм [2].

В проведенных экспериментах голограммы записывались в слоях ПММА толщиной 100 мкм, содержащих ФХ с молярной долей 2,5 %, нанесенных на стеклянные подложки методом полива. Запись пропускающих объемных голографических решеток проводилась излучением аргонового лазера ( $\lambda = 514,5$  нм) по симметричной схеме в попутных пучках. Основной период голограмм  $d = 1,2$  мкм. Сигнальный

пучок формировался с помощью голографического транспаранта формирующего оптический вихрь, записанного в слоях галогенсодержащей дихромированной желатины. Было создано два транспаранта: "M1" (сигнальный пучок с топологическим зарядом  $m = 1$ ) и "M2" (сигнальный пучок с топологическим зарядом  $m = 2$ ).

После записи проводился отжиг слоев при температуре  $80\text{ }^\circ\text{C}$  в течение 40 минут и последующее их облучение пространственно однородным излучением, в результате которого слои практически утрачивали светочувствительность.

Изучение характеристик полученных транспарантов проводилось с помощью Nd:YAG лазера, работающего в режиме генерации первой и второй гармоники. Длительность импульса  $\tau = 25$  нс, диаметр пучка  $d = 2$  мм. Исследовалась дифракционная эффективность транспарантов, а также вид и топологический заряд пучков, получаемых при дифракции излучения с длиной волны  $\lambda = 532$  нм (в первый и во второй порядок) и  $\lambda = 1064$  нм (в первый порядок).

Для определения топологического заряда сингулярных пучков использовался интерферометр Маха-Цандера. Дополнительное число полос, содержащееся в интерферограмме пучка, соответствует его удвоенному топологическому заряду. Для регистрации вида пучка одно из плечей интерферометра перекрывалось. Вид полученных пучков и соответствующие им интерферограммы приведены на рис. 1 (транспарант "M1") и рис.2 (транспарант "M2"). Как и предполагалось, для транспаранта "M1" пучки, полученные при дифракции в первый порядок, имеют заряд  $m = 1$  (для обеих длин волн), а при дифракции во второй порядок – удвоенный заряд  $m = 2$ .

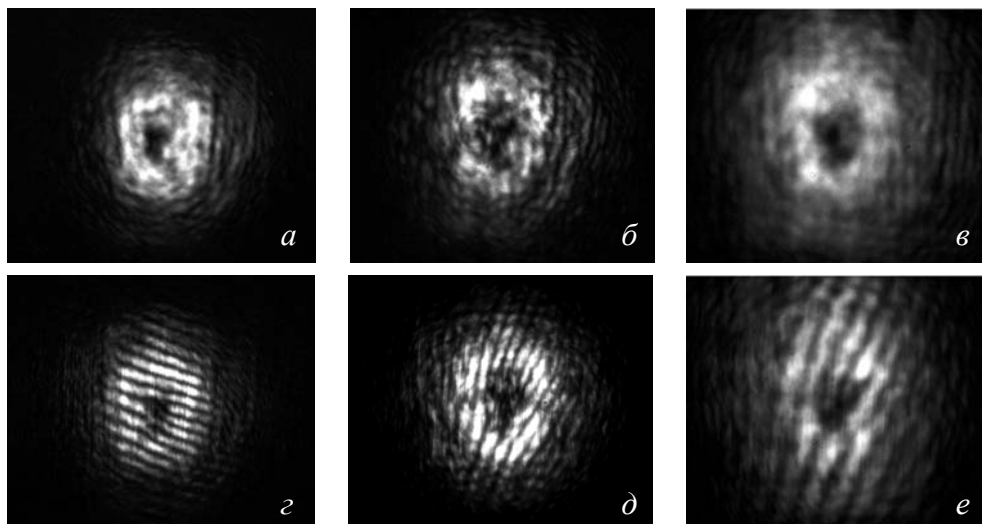


Рис. 1. Вид пучков, получаемых при дифракции гауссова пучка на транспаранте "M1" (верхний ряд), и соответствующие им интерферограммы (нижний ряд).

$a, г - \lambda = 532$  нм, первый порядок дифракции;  $б, д - \lambda = 532$  нм, второй порядок дифракции;  $в, е - \lambda = 1064$  нм, первый порядок дифракции.

Аналогично для транспаранта "М2" пучки, полученные при дифракции в первый порядок, имеют заряд  $m = 2$ , а при дифракции во второй порядок –  $m = 4$ . Следует отметить, что пучки с  $\lambda = 1064$  нм и  $\lambda = 532$  нм, дифрагировавшие в первый и второй порядок соответственно, распространяются в одном направлении.

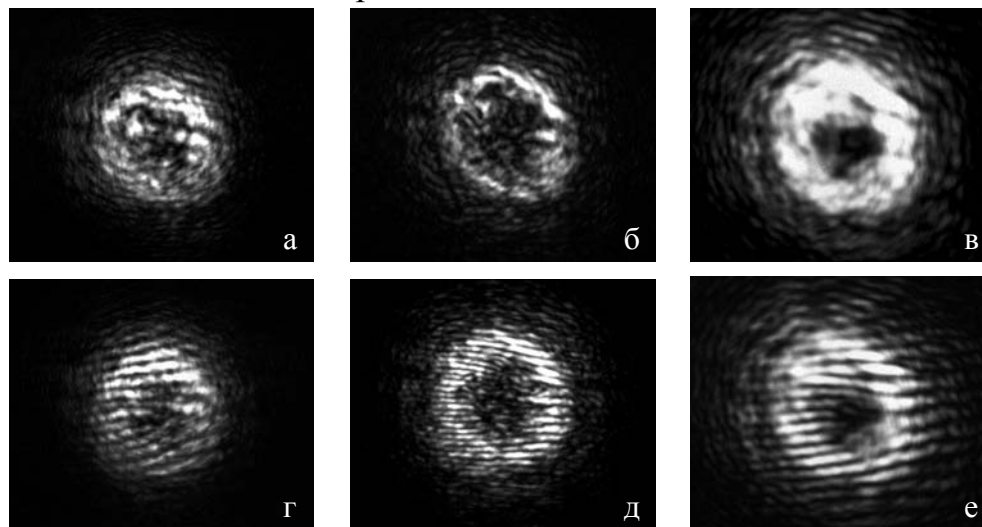


Рис. 2. Вид пучков, получаемых при дифракции гауссова пучка на транспаранте "М2" (верхний ряд), и соответствующие им интерферограммы (нижний ряд).  
 а, г –  $\lambda=532$ нм, первый порядок дифракции; б, д –  $\lambda=532$ нм, второй порядок дифракции; в, е –  $\lambda=1064$ нм, первый порядок дифракции.

Дифракционная эффективность определялась как отношение энергии дифрагированного излучения к энергии падающего на транспарант излучения  $\xi = P_D/P_0$ . Значения эффективности при дифракции различных длин волн на транспарантах "М1" и "М2" приведены в таблице, которая демонстрирует эффективность использования голографических транспарантов на основе полиметилметакрилата с фенантренхиноном для генерации импульсных оптических вихрей.

Таблица 1 Дифракционная эффективность транспарантов "М1" и "М2"

$\lambda$	Порядок дифракции	"М1"		"М2"	
		m	$\xi, \%$	m	$\xi, \%$
532 нм	1	1	70	2	47
532 нм	2	2	2,8	4	1,4
1064 нм	1	1	20	2	10

#### ЛИТЕРАТУРА

1. U. V. Mahilny, D. N. Marmysh, A. I. Stankevich, A. L. Tolstik, V. Matusevich, R. Kowarschik // Appl. Phys B: Lasers and Optics, 2006. V. 82. № 2. P. 299.
2. В.В. Могильный, Д.Н. Мармыш, А.Л. Толстик, Д.В. Горбач // Труды V международной конференции "Прикладная оптика". Санкт-Петербург, 2008. Т. 2. С. 226.



## ФОРМИРОВАНИЕ ВОЛНОВЫХ ФРОНТОВ С ПОМОЩЬЮ МОДАЛЬНЫХ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ КОРРЕКТОРОВ

О.А. Заякин, С.П. Котова, В.В. Патлань, С.А. Самагин

*Самарский филиал Учреждения Российской академии наук Физического института  
имени П.Н. Лебедева*

Жидкокристаллические (ЖК) пространственные модуляторы характеризуются малыми управляющими напряжениями, технологичностью изготовления, относительно низкой стоимостью и представляют значительный интерес для использования в недорогих системах адаптивной оптики в астрономии, медицине и промышленности. Среди ЖК корректоров волнового фронта можно выделить модальные и зональные модуляторы. В зональных многоэлементных ЖК модуляторах управление фазовым пропусканием осуществляется с помощью набора электродов, находящихся в прямом контакте с ЖК слоем и имеющих размер, как правило, значительно больше толщины слоя ЖК. При этом межконтактные области вызывают дополнительное рассеяние света. Модальные ЖК корректоры были предложены в СФ ФИАН и развиты в сотрудничестве с научными группами из Великобритании и Голландии [1, 2]. Они позволяют формировать плавные фазовые профили при гораздо меньшем числе управляющих электродов.

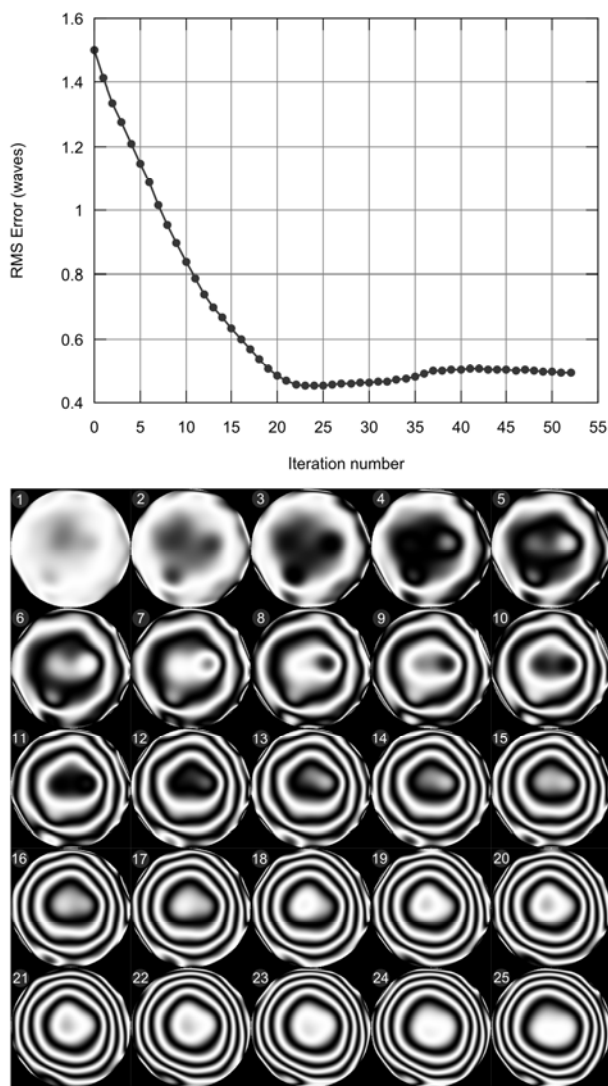
Нами были разработаны многоканальные модальные ЖК корректоры на основе стеклянной подложки со встроенными металлическими контактами [1]. За счет использования в конструкции модулятора высокоомного слоя реализуется система распределенного делителя напряжения, результатом которого является возможность управления функцией отклика как путем изменения амплитуды, так и частоты и фазы прикладываемых к контактам управляющих напряжений. В развитие этого подхода нами был предложен новый способ создания корректоров на основе использования толстых слоев диэлектриков с высоким значением диэлектрической проницаемости [3]. В этом случае электроды находятся внутри диэлектрика, что позволяет уменьшить локальные высокочастотные приконтактные фазовые неоднородности из-за отсутствия прямого соприкосновения контакта со слоем ЖК. Благодаря независимости функции отклика от частоты прикладываемого напряжения в данном корректоре существует потенциальная возможность применения двухчастотного способа управления для повышения быстродействия, что невозможно для корректоров, разработанных ранее.

В данной работе представлены результаты по формированию волновых фронтовых многоканальными модальными корректорами двух типов в адаптивной оптической системе с обратной связью. Для этого была создана система управления 61-элементным модальным корректором, позволяющая реализовать различные режимы управления с помощью

амплитуды, частоты и фазы приложенного к контактам электрического напряжения. Диапазон изменения частот сигнала от 1 Гц до 90 кГц. Разработано соответствующее программное обеспечение. Система управления характеризуется широким диапазоном изменения параметров сигнала, автономностью и нетребовательностью к ресурсам центрального процессора, гибкостью и совместимостью с разными типами компьютеров, простотой программирования, компактностью, а также возможностью расширения и тиражирования в условиях мелкосерийного производства. В качестве датчика волнового фронта используется датчик гартмановского типа.

Были проведены эксперименты двух типов. В первой серии экспериментов формировался волновой фронт, соответствующий абберациям низких порядков (дефокус, астигматизм, кома, «трилистник»). При этом определялась глубина пространственной модуляции фазы и точность воспроизведения формы фронта. Достижимая глубина модуляции составляет 10-14  $\lambda$  в зависимости от типа абберации. В целом, исходя из толщины слоя ЖК при приемлемой точности восстановления, описываемой величиной среднеквадратичного отклонения фазового профиля от требуемого, это находится в соответствии с ожидаемой величиной.

Во второй серии экспериментов в реальном времени корректировались искажения, искусственно вносимые специальными имитаторами аббераций. Найдено, что система устойчиво справляется с задачей компенсации аббераций за небольшое количество итераций даже при умышленно заниженных (для удобства наблюдений) значениях коэффициента глубины обратной связи (20-40 итераций при значении коэффициента глубины обратной связи 0.3). Пример последовательности промежуточных состояний при установлении процесса формирования волнового фронта показан на рисунке 1 вместе с графиком среднеквадратичного отклонения фазы от требуемой в зависимости от номера итерации. Увеличение глубины обратной связи до 0.8 позволяет снизить требуемое в типичном случае количество итераций до 10. Общим результатом исследования характеристик является заключение о возможности и целесообразности применения корректора и системы в приложениях, не требующих высокого быстродействия.



**Рис. 1.** Процесс установления заданного состояния волнового фронта в эксперименте по формированию aberrации типа дефокус адаптивной системой с обратной связью. В верхней части рисунка показан график зависимости среднеквадратичного отклонения от идеального требуемого фазового профиля в зависимости от номера итерации. Для первых 25 итераций (обозначен номер) в нижней части рисунка приведены профили волнового фронта, измеренные с помощью датчика Гартмана. Эксперимент проводился при значении коэффициента глубины обратной связи равном 0.3.

## ЛИТЕРАТУРА

1. S.P. Kotova, M.Yu. Kvashnin, M.A. Rakhmatulin et.al.// Optics Express. 2002. V. 10. P. 1258.
2. Г.В. Вдовин, И.Р. Гуральник, О.А. Заякин и др.// Известия РАН, серия физическая. 2008. Т. 72. № 1. С. 80.
3. Н.А. Климов, С.П. Котова, С.А. Самагин и др.// Квантовая электроника. 2007. Т. 37. № 12. С. 1169.

## РОЛЬ НЕКОМПЕНСИРОВАННОГО ОБЪЕМНОГО ЗАРЯДА ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ СВЕРХКОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В СЛАБОИОНИЗОВАННЫХ СРЕДАХ

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

Физический факультет, Московский государственный университет им.

М.В. Ломоносова, Воробьевы горы, 119991 Москва, Россия

Благодаря экстремальному пространственному и временному сжатию напряженность поля фемтосекундных лазерных импульсов по порядку величины может превышать напряженность внутриатомного кулоновского поля, которое связывает электрон с ядром. При преодолении кулоновского барьера начинается процесс оптической ионизации вещества. Образуется плазма свободных электронов, оказывающая дефокусирующее воздействие на распространение импульса. Баланс Керровской самофокусировки светового пучка и самоиндуцированной плазменной дефокусировки может приводить к образованию устойчивой «световой пули», распространяющейся в канале, сформированном в среде. Впервые явление каналирования (филаментации, от английского «filament» – нить) наблюдалось при распространении фемтосекундного импульса в атмосфере [1]. Впоследствии филаментация фемтосекундных импульсов наблюдалась в различных конденсированных, жидких и газообразных средах. В ряде случаев филаментация фемтосекундных лазерных импульсов сопровождается множеством других явлений, таких как сверхуширение спектра (генерация суперконтинуума), коническая эмиссия, генерация терагерцового излучения и др.

Для корректного описания распространения световых импульсов в ионизированной среде необходимо учесть два новых обстоятельства. Во-первых, при наличии плазмы свободных электронов под действием световой волны возникают токи в плазме и образуется некомпенсированная объемная плотность заряда, учет которой надо проводить непосредственно в уравнении Максвелла  $\operatorname{div} \vec{D} = 4\pi \rho_e$ , где  $\rho$  – разница концентраций свободных электронов и положительных зарядов ионного остова, которая является знакопеременной величиной,  $e$  – заряд электрона. Отметим, что в опубликованных ранее работах полагалось  $\rho = 0$ . Во-вторых, принципиально необходим учет продольной компоненты светового поля, неизбежно присутствующей в световом пучке. Как будет показано ниже, даже если она на входе очень мала, то в среде она может претерпевать значительное усиление.

С учетом вышесказанного из уравнений Максвелла вытекает волновое уравнение:

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{D} + \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \vec{j} = \Delta \vec{E} + \operatorname{grad} \left[ \frac{\vec{E} \vec{\nabla} \varepsilon - 4\pi \rho_e}{\varepsilon} \right]. \quad (1)$$

Здесь диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon$  определяется суммой линейной и нелинейной частей, последняя из которых обусловлена безинерционным квадратичным Керр-эффектом. Подчеркнем, что в уравнении (1) последнее слагаемое в правой части учитывает неоднородность распределения плотности некомпенсированных зарядов  $\rho_e$ .

Выражения для плотности тока  $\vec{j}$  и концентрации  $\rho = \rho_e - \bar{\rho}$  можно найти, пользуясь жидкостной моделью плазмы [2]:

$$\left. \begin{aligned} \partial_t \rho_e + \vec{\nabla}(\rho_e \vec{v}_e) &= S, \\ \partial_t \vec{v}_e &= \frac{e}{m_e} (\vec{E} + \vec{v}_e \times \vec{B}) - \vec{v}_e / \tau_c - S \vec{v}_e / \rho_e \end{aligned} \right\} \Rightarrow \left\{ \begin{aligned} \hat{J} &= \frac{e^2 \tau_c}{m_e (\omega_0^2 \tau_c^2 + 1)} (1 + i \omega_0 \tau_c) \bar{\rho} \hat{A} \equiv \\ &\equiv \tilde{\sigma} (1 + i \omega_0 \tau_c) \bar{\rho} \hat{A}, \\ \hat{\rho} &= -\frac{i}{\omega_0 e} (\vec{\nabla} \hat{J} + i \beta_0 \hat{J}_{\parallel}), \end{aligned} \right. \quad (2)$$

где  $\vec{v}_e$  и  $\rho_e$  – скорость и концентрация свободных электронов,  $\bar{\rho}$  – усредненная за период величина концентрации, монотонно изменяющаяся во времени под действием источников образования плазмы  $S$ ,  $\tau_c$  – характерное время столкновения электронов,  $\omega_0$  – центральная частота импульса,  $\beta_0$  – соответствующее волновое число,  $\hat{J}$ ,  $\hat{A}$  и  $\hat{\rho}$  – комплексные амплитуды величин  $\vec{j}$ ,  $\vec{E}$  и  $\rho$ , соответственно. Для усредненной концентрации электронов  $\bar{\rho}$  используется следующее уравнение:

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} = S = W_{PI} (|\vec{A}|) (\rho_{at} - \bar{\rho}) + \frac{\tilde{\sigma}}{U_I} \bar{\rho} |\vec{A}|^2 - \frac{\bar{\rho}}{\tau_r}, \quad (3)$$

где  $W_{PI}$  – вероятность ионизации (дается теорией Келдыша для ионизации атомов в поле сильной электромагнитной волны [3]),  $\rho_{at}$  – плотность атомов (молекул) вещества,  $U_I$  – потенциал ионизации атомов (молекул) вещества. Слагаемые в правой части уравнения (3) слева направо учитывают: фотоионизацию в поле электромагнитной волны (многофотонная и туннельная ионизация), лавинную ионизацию [4] и рекомбинацию с характерным временем  $\tau_r$ .

Подставляя выражения для  $\vec{j}$  и  $\rho$  из (2) в уравнение (1) и применяя к последнему процедуру вывода уравнения медленно эволюционирующей амплитуды, предложенную Брабеком и Крауцем [5], получим векторное уравнение для медленно эволюционирующей амплитуды электрического поля. Не приводя это уравнение в силу его громоздкости, отметим лишь, что оно учитывает как знакопеременные осцилляции плотности объемных зарядов, связанных с существованием локальных токов, так и векторный характер поля световой волны.

Приведем результаты численного решения задачи распространения 100 фс импульса с  $\lambda = 800$  нм в кварцевом стекле с учетом многофотонной ионизации. На рис. (1) показана эволюция продольной (а) и поперечной (б) компонент поля импульса, (в) – поперечной компоненты поля без учета осцилляций плотности плазмы свободных электронов, в рамках скалярной модели. Существенным отличием результатов векторного описания от скалярного является скачкообразная перекачка энергии из поперечной в продольную компоненту, сопровождающаяся значительным сокращением длительности импульса. Спектр импульса значительно

уширяется (рис.2). Ширина спектра составляет не менее  $3.66\omega_0$ , нижняя длина волны получившегося спектра не более 220 нм. Такое сверхуширение спектра позволяет говорить о генерации суперконтинуума.

Таким образом, появление суперконтинуума, регистрируемое в многочисленных экспериментах, может быть обусловлено наличием в среде градиентов объемной плотности некомпенсированного электрического заряда. Эти градиенты плотности особенно велики на фронтах сверхкоротких импульсов, а также при распространении узких пучков, в том числе и при филаментации.

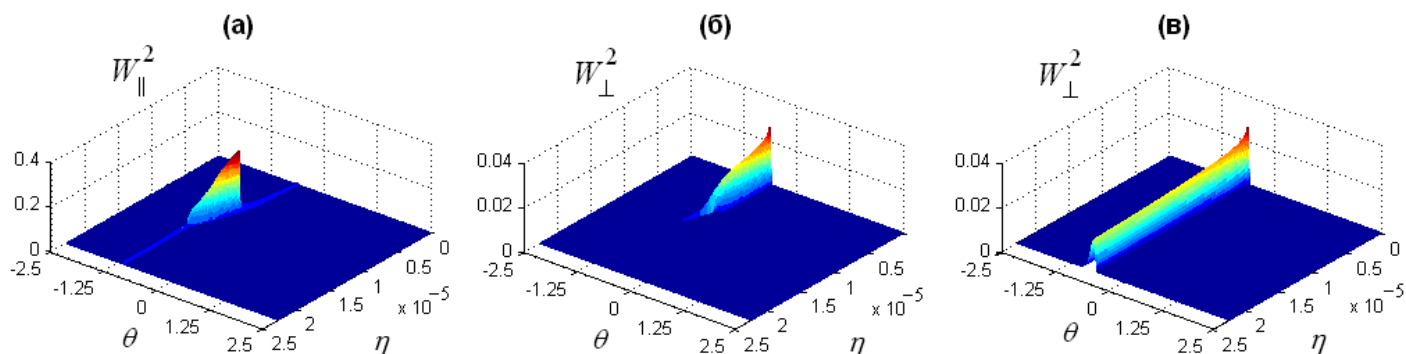


Рис. 1. Динамика распространения продольной (а) и поперечной (б) компонент поля импульса с учетом пространственной неоднородности плотности некомпенсированного заряда, (в) – для поперечной компоненты поля, скалярная модель.  $W_{\parallel}$  и  $W_{\perp}$  – безразмерные комплексные амплитуды продольной и поперечной компонент поля,  $\eta$  и  $\theta$  – безразмерные координата распространения и время.

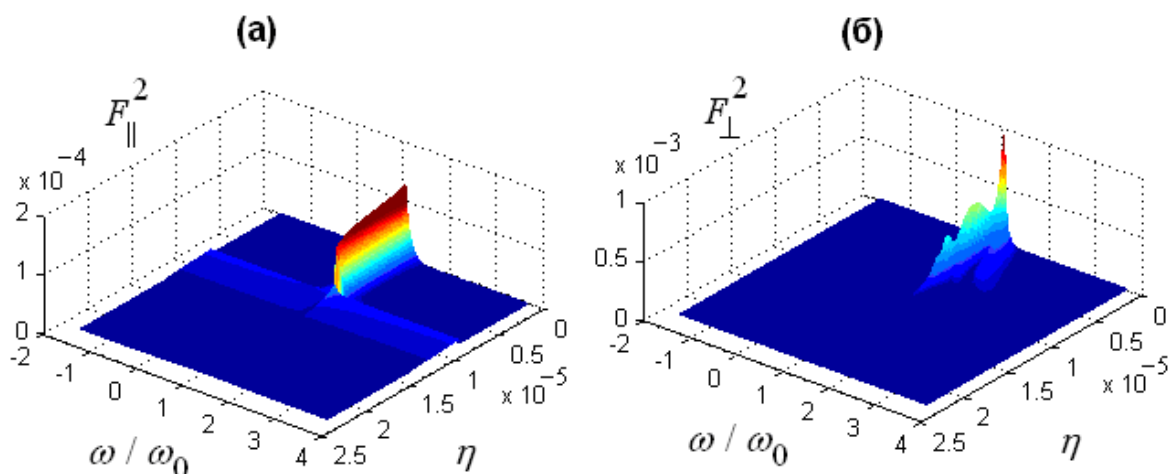


Рис. 2. Эволюция спектра продольной (а) и поперечной (б) компонент поля импульса при распространении в среде.  $F_{\parallel}$  и  $F_{\perp}$  – Фурье образы  $W_{\parallel}$  и  $W_{\perp}$  соответственно.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. A. Braun et al // Opt. Lett. 1995 V. 20 P. 7.
2. P. Sprangle et al // Phys. Rev. E 1996 V. 54 P. 4211.
3. Л.В. Келдыш // ЖЭТФ 1964 Т.47 №5(11) С. 1945.
4. E. Yablonovitch and N. Bloembergen // Phys. Rev. Lett. 1972. V. 29. P. 907.
5. T. Brabec and F. Krausz // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78. № 17. P. 3282.

## ОТРАЖЕНИЕ МОЩНОГО ФЕМТОСЕКУНДНОГО ИМПУЛЬСА ОТ ПЛАЗМЫ

Г.А. Русецкий, А.П. Сухоруков<sup>1</sup>, О.М. Федотова, О.Х. Хасанов  
 ИПЦ НАН Беларуси по материаловедению, П.Бровки 19, Минск 220072, Беларусь  
<sup>1</sup> Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В настоящее время ведется разработка непараксиальных методов решения волнового уравнения. В нашей работе представлен подход, позволяющий описать процесс самоотражения мощных фемтосекундных импульсов и одновременно снимающий условия коллапса. Суть приближения состоит в том, что при решении волнового уравнения сохраняются вторые производные от фазы импульсного излучения в среде, что разносильно учету продольного градиента показателя преломления. Рассмотрены особенности распространения УКИ и условия формирования отраженной волны с учетом фотоиндуцированных поперечных и продольных неоднородностей показателя преломления среды, а также вклада формируемой плазмы. Считая, что поле излучения в среде состоит из прямой  $F(r_{\perp}, z, t)$  и обратной  $B(r_{\perp}, z, t)$  волн, и вводя понятие

нелинейного эйконала  $\varphi = \int_0^z n_0(r_{\perp}, z') dz'$ , получаем следующую систему

уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial z} + \frac{1}{2} \frac{d(\ln n_0)}{dz} [F - Be^{-2ik_0\varphi}] = \frac{i}{2k_0 n_0} \Delta_{\perp} F + \frac{ik_0}{2n_0} (n^2 - n_0^2) F - \frac{n_l}{n_0} \beta_1 \frac{\partial F}{\partial t} - \\ - \frac{\sigma}{2n_0} (1 + i\omega_0 t) \rho [F - Be^{-2ik_0\varphi}] - \frac{\beta^K}{n_0} |F|^{2K-2} F \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} - \frac{\partial B}{\partial z} + \frac{1}{2} \frac{d(\ln n_0)}{dz} [Fe^{2ik_0\varphi} - B] = \frac{i}{2k_0 n_0} \Delta_{\perp} B + \frac{ik_0}{2n_0} (n^2 - n_0^2) B + \frac{n_l}{n_0} \beta_1 \frac{\partial B}{\partial t} \\ + \frac{\sigma}{2n_0} (1 - i\omega_0 \tau) \rho [B - Fe^{-2ik_0\varphi}] \end{aligned} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{\beta^{(K)}}{K \hbar \omega} |Fe^{ik_0\varphi} + Be^{-ik_0\varphi}|^{2K} \quad (3)$$

Здесь  $\varepsilon_{nl}$  – нелинейная составляющая диэлектрической проницаемости вещества,  $n$ - нелинейный показатель преломления  $n(r_{\perp}, z, t) = \sqrt{\varepsilon_l + \varepsilon_{nl} |E(r_{\perp}, z, t)|^2}$ ,  $n_0$  – его значение на оси  $z$ , а  $n_l$  – линейная часть показателя преломления,  $\beta_1$ -величина, обратная групповой скорости. В уравнениях (1-2) вторые слагаемые в левой их части описывают продольный градиент показателя преломления, первые и вторые слагаемые в правых частях связаны с дифракцией и керровской нелинейностью, четвертые слагаемые – с плазмой, обусловленной многофотонным поглощением. Система уравнений (1-3) решалась как с учетом плазмы, так и без ее учета. Различие подходов в том, что учет плазмы приводит к необходимости решения системы интегро-дифференциальных уравнений, а при пренебрежимо малом вкладе плазмы задачу можно свести к квазистационарному случаю. Следует отметить, что проблема нелинейного обратного рассеяния требует численного моделирования. Сложность решения состоит в том, что в уравнениях (1) и (2) содержатся как быстро, так и медленно меняющиеся переменные. В первом уравнении быстроменяющейся переменной является слагаемое, связанное с обратной волной, а во втором быстроменяющейся переменной является вклад прямой волны. Именно прямая волна и является основным источником обратной волны при отражении от нелинейного фокуса и плазмы. Как показывает анализ, она дает вклад только в области больших оптических неоднородностей, которые имеют место как раз в окрестности нелинейного фокуса. Там, где огибающая прямой волны становится медленно меняющейся, она не дает вклада в обратную составляющую. В этой области определяющую роль начинают играть интерференционные слагаемые, содержащиеся в нелинейном показателе преломления и в плотности плазмы.

При решении уравнений (1-3) в качестве первого шага использовалось безабрационное приближение, в рамках которого была получена система уравнений для ширин пучков прямой и обратной волн, их фазовой модуляции, амплитуд и кривизны фронтов. Как показывает проведенный анализ, в квазистационарном случае, прямая волна имеет минимальную апертуру и максимальную интенсивность в точке нелинейного фокуса. В то же время радиус обратной волны становится минимальным на расстоянии пяти длин волн от фокуса, там же наблюдается и максимум ее интенсивности. Результаты расчетов поведения ширин пучков прямой (штриховая линия) и обратной (сплошная линия) волн в плавленом кварце представлены на рис. 1(а, б). В расчетах использовались следующие параметры: отношение входной мощности к критической  $\alpha = 8.1$ , а длина волны излучения  $\lambda = 800$  нм, ширина входного пучка  $a_0 = 20$  мкм. При достаточно больших значениях отношения  $\alpha$  импульс прямой волны испытывает периодическую перефокусировку. Что



касается коэффициента отражения от нелинейного фокуса, он невелик. При отношениях  $\alpha < 20$  интенсивность обратной волны не превышает 5-6 % от прямой и лишь при  $\alpha > 30$ , она может достигать 10 – 15 %.

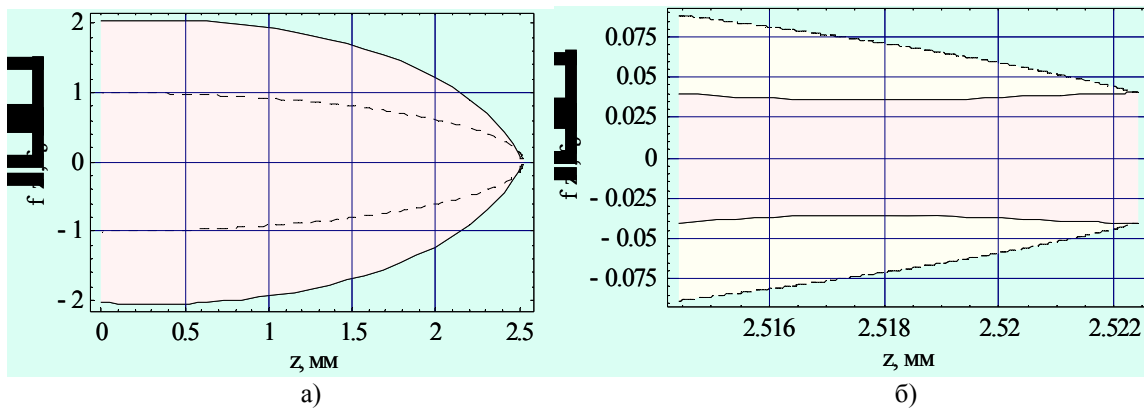


Рис. 1. Зависимость ширины пучков прямой (штриховая линия) и обратной (сплошная линия) волн от: а) пройденного расстояния, б) на расстоянии  $5\lambda$  от нелинейного фокуса.

При отражении от плазмы коэффициент отражения даже при  $\alpha \sim 4$  в 3-4 раза больше по сравнению с рассмотренной выше ситуацией. С ростом  $\alpha$  коэффициент отражения значительно возрастает. Для прямой волны может наблюдаться многофокусное поведение (см. рис. 2). Обратная волна преимущественно формируется на расстоянии одной длины волны. При этом происходит захват фазы обратной волны и интенсивная перекачка энергии из прямой волны в обратную. На расстоянии нескольких длин волн от фокуса обратная волна ведет себя неустойчиво, периодически перефокусируется, при этом распространяется в канале, сформированном прямой волной. А затем импульс обратной волны резко дефокусируется.

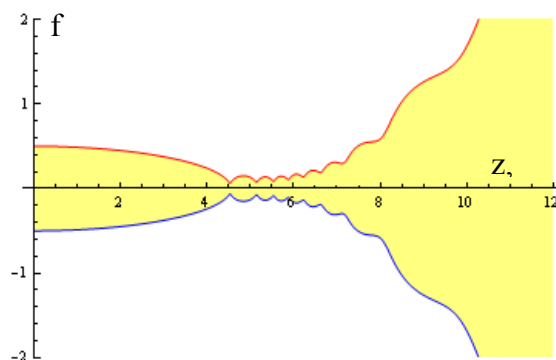


Рис. 2. Многофокусное поведение импульса прямой волны в условиях конкуренции керровской и плазменной нелинейностей.

## ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ ФОТОЭЛЕКТРОНОВ АТОМАРНОГО СЕРЕБРА, ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩЕГО С ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ ОКОЛОАТОМНОЙ НАПРЯЖЕННОСТИ

А.В. Андреев<sup>1</sup>, С.Ю. Стремоухов<sup>1</sup>, О.А. Шутова<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра общей физики и волновых процессов, Москва, Россия

<sup>2</sup>Международный лазерный Центр МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Проблема описания взаимодействия одиночного атома с околоатомными полями является важной и актуальной. Современные лазерные системы позволяют легко достигать значений напряженности лазерных импульсов, сравнимых с внутриатомными величинами ( $I = (10^{15} - 10^{17}) \text{Вт/см}^2$ ). Как показывают результаты многочисленных экспериментов, характер взаимодействия атома с такими полями обладает рядом особенностей. Некоторые из них, такие как стабилизация ионизации, успешно описываются существующими теориями. Однако есть и такие (например, эффект насыщения частоты отсечки), которые еще не получили полного теоретического осмысления. В связи с этим возникает необходимость создания и развития теории, которая позволяла бы в полной мере объяснять существующие экспериментальные данные и предсказывать результаты будущих экспериментов. Развиваемый нами подход, который был предложен в [1], позволил на модели атома водорода качественно описать такие фундаментальные явления как насыщение частоты отсечки, стабилизация ионизации [2], нарушение дипольных правил отбора и наличие дополнительных лепестков в угловых спектрах фотоэлектронов [3]. Однако предыдущая модель не учитывала наличие дискретных уровней, поскольку исследовалось взаимодействие атома водорода с излучением, энергия фотона которого была больше потенциала его ионизации. Опираясь на успехи предыдущей модели, возникла необходимость развить теорию на случай взаимодействия одиночного атома с распространенными типами лазеров (*Nd:YAG* и *Ti:Sapphire* лазеры) для не только качественного, но и количественного сравнения результатов теоретических расчетов с экспериментальными данными. Поскольку энергия фотона в данном случае меньше порога ионизации атома, то возникает необходимость учета дискретного спектра состояний атома.

Процесс взаимодействия одиночного атома с электромагнитным полем может быть описан с помощью нестационарного уравнения Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \left[ \frac{1}{2m} \left( \vec{p} - \frac{e}{c} \vec{A}(\vec{r}, t) \right)^2 + U(\vec{r}) \right] \psi, \quad (1)$$

где  $U(\vec{r})$  - внутриатомный потенциал,  $\vec{A}(\vec{r}, t)$  - векторный потенциал внешней электромагнитной волны. Как показано в наших предыдущих работах [1-3] при анализе взаимодействия атома с полями околоатомной напряженности волновую функцию уравнения (1) удобно разложить в ряд по собственным функциям аксиально-симметричной краевой задачи

$$\left[ \frac{1}{2m} \left( \vec{p} - \frac{e}{c} \vec{A}(\vec{r}, t) \right)^2 + U(\vec{r}) \right] \psi_n(\vec{r}, t) = E_n \psi_n(\vec{r}, t)$$

со стандартными граничными условиями. Решения  $\psi_n(\vec{r}, t)$  можно выразить через волновые функции свободного атома  $u_n(\vec{r})$ :

$$\psi_n(\vec{r}, t) = \hat{V} u_n(\vec{r}), \quad \hat{V} = \exp\left(-i \frac{q}{\hbar c} \vec{A}(t) \vec{r}\right).$$

Полученная таким образом система дифференциальных уравнений для амплитуд населенностей уровней учитывает многофотонные процессы произвольного порядка. Отклик атома зависит главным образом от матричных элементов оператора  $\hat{V}$  для переходов как в дискретном и непрерывном спектре, так и между ними. Количество уровней дискретного спектра велико, непрерывного – бесконечно, поэтому для численного решения системы дифференциальных уравнений их необходимо ограничить. Уровни непрерывного спектра выбираются исходя из аналитического вида матричных элементов переходов между дискретными и непрерывными состояниями и их зависимостей от волнового вектора фотоэлектрона. Из дискретного спектра атома  $Ag$  было выбрано 4 уровня:  $5s$  (основное состояние),  $5p$ ,  $5d$ ,  $6p$ . Необходимость выбора именно этого набора дискретных уровней объясняется тем, что отношение разности энергий этих состояний к энергии фотонов основных гармоник лазеров  $Nd:YAG$  и  $Ti:Sapphire$  оказывается близко к целым числам. В результате такого ограничения количества дискретных и непрерывных уровней система дифференциальных уравнений становится конечной, что дает возможность ее численного решения.

С помощью численного моделирования были получены такие характеристики процесса взаимодействия излучения с одиночным атомом, как энергетический спектр фотоэлектронов и вероятность ионизации. Энергетический спектр фотоэлектронов был получен для различных значений амплитуды импульса лазерного излучения и различных значений его длительности. В области малых значений амплитуды падающей волны наблюдается один пик в зависимости вероятности ионизации электрона от его энергии. При возрастании величины напряженности электрической компоненты лазерной волны пик смещается в область меньших энергий фотоэлектронов. При дальнейшем возрастании поля появляются дополнительные пики. Положение этих дополнительных пиков может

быть описано с помощью формулы, выражающей собой закон сохранения энергии:

$$\frac{\hbar^2 k^2}{2m} = E_n + N\hbar\omega_i,$$

где  $E_n$  – энергии дискретных уровней  $5s, 5p, 5d, 6$ ;  $\hbar\omega_i$  – энергия фотона, а  $N$  – количество поглощенных фотонов. Набор уровней, которые формируют пики энергетического спектра, а также количество фотонов, которые поглотили электроны, формирующие пик, различны для разных значений напряженности электромагнитной волны. В полях субатомной напряженности основной вклад в отклик атома дают переходы, стартующие с  $5s$  уровня. Первый дополнительный пик в спектре фотоэлектронов соответствует поглощению минимального числа фотонов, необходимого для преодоления ионизационного порога атома серебра ( в случае взаимодействия с излучением  $Nd:YAG$  лазера это число равно 7, в случае взаимодействия с  $Ti:Sapphire$  - 6). При дальнейшем возрастании поля последовательно проявляются вклады, обусловленные населенностью  $5p, 5d, 6p$  уровней.

Результаты численных расчетов показывают, что наряду с пиками, соответствующими  $n$  – фотонным переходам, спектр содержит низкоэнергетический пик вблизи порога фотоионизации. В субатомных полях его положение не зависит от энергии фотона. Однако с ростом напряженности поля положение этого пика начинает смещаться в сторону низких энергий. Этот пик является нелинейно оптическим аналогом скачков сечения фотопоглощения вблизи краев поглощения и обусловлен конечной спектральной шириной спектра лазерного импульса. Указанные выше изменения в положении этого пика объясняются видом матричных элементов оператора  $V$  из дискретных состояний в состояния сплошного спектра.

Зависимость вероятности ионизации атома от величины напряженности электромагнитной волны характеризует известный закон стабилизации ионизации в области сильных электромагнитных полей.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 08-02-00448) и фонда "Династия".

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А.В. Андреев // ЖЭТФ. 1999. Т. 116, №3(9). С. 793.
2. A.V. Andreev, O.A. Shoutova, S. Yu. Stremoukhov // Laser Physics. 2007. V. 17(4), P. 496.
3. А.В. Андреев, С.Ю. Стремоухов, О.А. Шутова // Теоретическая физика. 2008. № 9. С. 36.

## КВАЗИНЕПРЕРЫВНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В ЖЕЛТОМ ДИАПАЗОНЕ СПЕКТРА С ПОМОЩЬЮ ВНУТРИРЕЗОНАТОРНОГО ВКР-САМОПРЕОБРАЗОВАНИЯ И КОГЕРЕНТНОГО СМЕШЕНИЯ

А. Демидович<sup>а</sup>, А. А. Кононович<sup>б</sup>, А. С. Грабчиков<sup>б</sup>, М. Данаилов<sup>а</sup>,  
В.А. Орлович<sup>б</sup>

<sup>а</sup> *LaserLab ELETTRA-Sincrotrone, Strada Statale 14 – km 163, 5 in AREA Science Park,  
34012 Basovizza, Trieste, Italy*

<sup>б</sup> *Институт физики им. Б.И. Степанова, НАН Беларуси, 220062, Пр. Независимости,  
68, г. Минск, Беларусь  
aakononovich@yahoo.com*

Вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) широко применяется во многих лазерных системах для преобразования частоты излучения. Использование ВКР позволяет получать генерацию на длинах волн, зачастую недоступных для лазеров с инверсией населенности [1]. В случае непрерывной генерации использование ВКР затруднено, поскольку этот нелинейный эффект требует высокой плотности мощности возбуждающего излучения. До недавнего времени непрерывные твердотельные диодно накачиваемые лазеры с ВКР-преобразованием и системы на их основе отсутствовали. Однако использование высокочастотных резонаторов позволило создать как непрерывные твердотельные ВКР-лазеры с диодной накачкой [2], так и системы с генерацией второй гармоники на их основе [3].

В данной работе описывается квазинепрерывная генерация излучения в желтом диапазоне спектра в лазере с ВКР-самопреобразованием и одновременным внутрирезонаторным когерентным смешением лазерного и стоксового излучений. В лазерном резонаторе была получена генерация на ионах неодима в активной среде ванадата иттрия ( $Nd:YVO_4$ ) с длиной волны 1,06 мкм. Одновременно осуществлялся стоксов сдвиг этого излучения (с получением излучения с длиной волны 1,17 мкм) в той же активной среде (ВКР-самопреобразование). Также в резонатор был помещен нелинейный кристалл, в котором осуществлялось когерентное смешение излучений с длинами волн 1,06 мкм и 1,17 мкм, с получением генерации желтого излучения с длиной волны 559 нм.

Схема экспериментальной установки изображена на рисунке 1.

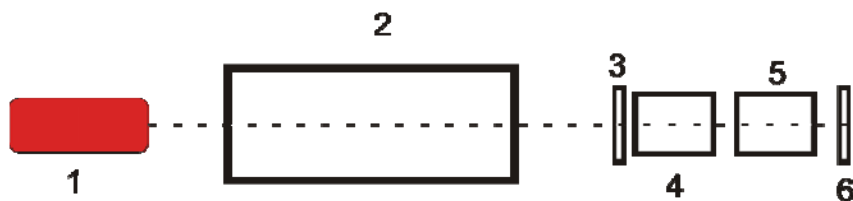


Рис. 1. Схема установки. 1 - диодный лазер (накачка), 2 – система модуляции, ослабления и фокусировки излучения накачки, 3 - входное зеркало, 4 - кристалл  $Nd:YVO_4$ , 5 - кристалл LBO, 6 - выходное зеркало.

В качестве источника накачки 1 использовался диодный лазер LIMO 30-F200-DL808. Диодный лазер имел волоконный выход с диаметром волокна 400 мкм. С помощью системы 2 излучение накачки модулировалось (длительность импульсов 5 мс, период – 50 мс) и фокусировалось в кристалл ванадата иттрия 4. В перетяжке диаметр пятна составил около 400 мкм. Кристалл  $Nd:YVO_4$  был вырезан вдоль кристаллографической оси  $a$  и имел квадратное сечение. Размеры кристалла составили 4x4x10 мм. Кристалл был композитным: 2 мм кристалла были свободны от ионов неодима. Остальные 8 мм были легированы ионами неодима до концентрации 0.4 at.%. Входная и выходная грани кристалла имели антиотражательное покрытие для диапазона 0.8 - 1.2 мкм. Кристалл был ориентирован к накачке своим нелегированным концом.

Для работы в режиме когерентного смешения излучения с длиной волны 1,06 мкм и его стоксовой компоненты в резонатор был помещен нелинейный кристалл LBO 5 (5x5x10 мм,  $\theta = 90^\circ$ ,  $\phi = 7.8^\circ$ ). Оба торца кристалла имели антиотражающие покрытия для диапазонов 1064 – 1200 нм и 560 нм. Геометрическая длина резонатора составила 27 мм. Были использованы зеркала, высокоотражающие в диапазоне 1,06-1,2 мкм и пропускающие около 50% излучения с длиной волны 559 нм. Входное и выходное зеркала были одинаковыми по своим спектральным характеристикам.

График зависимости выходной мощности излучения от мощности диодной накачки при работе лазера в режиме когерентного смешения изображен на рисунке 2.

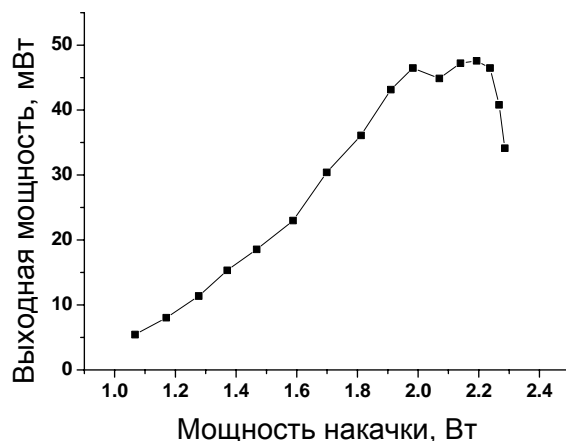


Рис. 2. Зависимость выходной мощности излучения с длиной волны 559 нм от мощности накачки.

Максимальная средняя выходная мощность составила около 50 мВт при накачке в 2,2 Вт, что соответствует КПД в 2,2 %. Импульсная мощность излучения с длиной волны 559 нм достигала 0,5 Вт. При дальнейшем увеличении мощности резонатор выходил за пределы устойчивости вследствие тепловых эффектов. Наши оценки показывают, что при надлежащем конструировании резонатора может быть достигнута выходная мощность 2.5 - 3 Вт в непрерывном режиме при мощности накачки 30 Вт. Пути совершенствования предполагают специальный подбор кривизны и спектральных характеристик зеркал, использование дополнительного внутррезонаторного зеркала для препятствования распространению желтого излучения в  $Nd:YVO_4$ .

Таким образом, нами было впервые получено когерентное смешение излучения лазерной генерации (1,06 мкм) и стоксовой компоненты (1,17 мкм) в квазинепрерывном диодно накачиваемом твердотельном лазере с ВКР-самопреобразованием. Максимальная средняя выходная мощность на длине волны 558 нм составила 50 мВт при мощности накачки 2,2 Вт. Импульсная мощность излучения достигала 0,5 Вт.

## ЛИТЕРАТУРА

1. F. J. Duarte “Tunable Laser Optics” San Diego: Academic Press, 2003. P. 157.
2. A. Demidovich, A. Grabtchikov, V. Lisinetskii et al. // Optics letters. 2005. V. 30, no. 13. P. 1701.
3. A. Lee, H. Pask, P. Dekker, J. Piper // Optics Express. 2008. V. 16, no. 26. P. 21958.

## ВКР ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СРЕДЕ

Д.Н. Бусько<sup>1</sup>, М. Данаилов<sup>2</sup>, А.А. Демидович<sup>2</sup>, С.А. Тихомиров<sup>1</sup>,  
О.В. Буганов<sup>1</sup>, А.С. Грабчиков<sup>1</sup>, В.А. Орлович<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup>LaserLab ELETTRA-Sincrotrone, Strada Statale 14 – km 163, 5 in AREA Science Park,  
34012 Basovizza, Trieste, Italy

ВКР преобразование фемтосекундных импульсов привлекает внимание новыми возможностями в сравнении с уже имеющимися преобразователями на основе параметрической генерации и генерации гармоник. В случае ВКР преобразования частотный сдвиг в твердотельной кристаллической среде составляет до  $1000 \text{ см}^{-1}$ . Это обеспечивает относительно небольшое смещение длины волны, которое невозможно получить в случае использования, например параметрического генератора.

В этом докладе рассматриваются данные исследований по ВКР генерации и ВКР усилению в твердотельной комбинационно-активной среде. В нем обсуждаются характерные временные режимы ВКР: стационарный, нестационарный, импульсивный и проблемы их реализации. Характеризуются типичные твердотельные комбинационно-активные среды.

В первой части доклада рассматривается подход с использованием конических возбуждающих пучков, обеспечивающий возможность ВКР генерации и приводятся свойства преобразованного излучения в режиме близком к импульсивному. Обсуждаются характерные особенности импульсивного ВКР, такие, как сверхширокополосность ВКР преобразованного излучения, отсутствие ярко выраженного смещения на частоту молекулярного колебания, вовлеченного в процесс ВКР.

Во второй части анализируются данные по ВКР усилению при фемтосекундном возбуждении. Приводятся первые результаты по исследованию спектральной полосы ВКР усиления в кристаллической среде. Показано, что важной особенностью формирования спектра усиления является участие в этом процессе низкоинтенсивных компонент комбинационного спектра, подтверждаемое сравнением спектра усиления и спектра спонтанного КР, которые обычно в ВКР усилении не проявляются. Полученные данные демонстрируют формирование широкополосного ВКР усиления с шириной полосы  $52 \text{ нм}$  ( $740 \text{ см}^{-1}$ ) по полувысоте, что более чем в 5 раз превышает спектральную полосу импульсов накачки ( $9 \text{ нм}$ ). Показана возможность 30-кратного усиления в максимуме полосы усиления.

Совокупность полученных данных позволяет сделать вывод о возможности создания фемтосекундной системы ВКР генератор-усилитель на твердотельной основе.



## ДИСПЕРСИОННЫЕ УДАРНЫЕ ВОЛНЫ В БОЗЕ-ЭЙНШТЕЙНОВСКИХ КОНДЕНСАТАХ

А.М. Камчатнов

*Институт спектроскопии РАН, Троицк, Московская обл., 142190*

В отличие от обычных вязких ударных волн, дисперсионные ударные волны возникают в средах, в которых диссипативными эффектами можно пренебречь по сравнению с дисперсионными, и именно такой средой является бозе-эйнштейновский конденсат. Отмечено, что существуют две типичные ситуации, в которых происходит образование дисперсионных ударных волн: 1) эволюция сильного возмущения, приводящая к опрокидыванию волны, 2) сверхзвуковое обтекание препятствий конденсатом. В первом случае возмущение образуется на эксперименте либо сильным мгновенным воздействием на конденсат, либо движением «поршня», реализуемого с помощью потенциала лазерного луча, сфокусированного поперек сигарообразной ловушки [1-3]. Во втором случае конденсат, испущенный из ловушки, обтекает препятствие, также образованное потенциалом лазерного луча [1,4]. Представлены основные результаты теоретического описания динамики конденсата в этих ситуациях на основе метода Уизема, примененного к уравнению Гросса-Питаевского [5-13]. В нестационарном пространственно квазиодномерном случае дано полное решение как задачи об эволюции конденсата под действием движущегося жесткого поршня, так и при течении конденсата мимо «топографии», моделируемой мягким потенциалом препятствия. Во стационарном случае изучена двух или трехмерная волновая картина, образуемая при сверхзвуковом течении конденсата мимо препятствия. Показано, что картина дисперсионных ударных волн существенно различается в зависимости от того, расположена ли эта волна вне или внутри конуса Маха. Амплитуда волны, расположенной вне конуса Маха, убывает с увеличением расстояния от препятствия, трансформируясь достаточно далеко от него в линейную «корабельную» волну, соответствующую закону дисперсии Боголюбова. Волна же внутри конуса Маха распадается в пространственно двумерном случае вдали от препятствия на веер темных солитонов. Построена аналитическая теория обоих типов волн. Показано, что при достаточно больших скоростях течения абсолютная неустойчивость двумерных темных солитонов переходит в их конвективную неустойчивость, что приводит к возможности их наблюдения. Аналитические расчеты подтверждены численным моделированием. Проведено сравнение теории с доступными экспериментальными данными.

ЛИТЕРАТУРА

1. E.A. Cornell, in *Conference on Nonlinear Waves, Integrable Systems and their Applications*, (Colorado Springs, June 2005).
2. M.A. HOEFER, M.J. ABLOWITZ, I. CODDINGTON, E.A. CORNELL, P. ENGELS, V. SCHWEIKHARD, *PHYS. REV. A* **74**,023623 (2006).
3. P. ENGELS, C. ATHERTON, *PHYS. REV. LETT.* **99**, 160405 (2007).
4. I. CARUSOTTO, S.X. HU, L.A. COLLINS, A. SMERZI, *PHYS. REV. LETT.* **97**, 260403 (2006).
5. A.M. KAMCHATNOV, A. GAMMAL, AND R.A. KRAENKEL, *PHYS. REV. A* **69**, 063605 (2004).
6. G.A. EL, A.M. KAMCHATNOV, *PHYS. LETT. A* **350**, 192 (2006); ERRATUM: *PHYS. LETT. A* **352**,554 (2006).
7. G.A. El, A. Gammal, A.M. Kamchatnov, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 180405 (2006).
8. Yu.G. Gladush, G.A. El, A. Gammal, A.M. Kamchatnov, *Phys. Rev. A* **75**, 033619 (2007).
9. Yu.G. Gladush, L.A. Smirnov, A.M. Kamchatnov, *J. Phys. B* **41**, 160301 (2008).
10. A.M. Kamchatnov, L.P. Pitaevskii, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 160402 (2008).
11. Yu.G. Gladush, A.M. Kamchatnov, Z. Shi, P.G. Kevrekidis, D.J. Frantzeskakis, B.A. Malomed, *Phys. Rev. A* **79**, 033623 (2009).
12. T.-L. Horng, S.-C. Gou, T.-C. Lin, G.A. El, A.P. Itin, A.M. Kamchatnov, *Phys. Rev. A* (in press, 2009); arxiv:0902.1317.
13. A.M. Leszczyszyn, G.A. El, Yu.G. Gladush, A.M. Kamchanov, arxiv: 0901.3767.

## ВОЗБУЖДЕНИЕ ВИХРЕВЫХ ПАР В БОЗЕ-ЭЙНШТЕЙНОВСКОМ КОНДЕНСАТЕ ДВИЖУЩИМИСЯ ПОТЕНЦИАЛЬНЫМИ БАРЬЕРАМИ

В.А. Миронов, Л.А. Смирнов

*Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород*

Бозе-эйнштейновский конденсат (БЭК) разреженных газов щелочных металлов представляет собой уникальное состояние материи. В таком конденсате квантовые свойства можно наблюдать в макроскопических пространственных масштабах. Большинство экспериментальных результатов свидетельствуют о том, что динамика сверххолодных газов весьма эффективно (не только качественно, но и количественно) описываются в приближении среднего поля с помощью уравнения Гросса-Питаевского (ГП) для классической волновой функции конденсата  $\Psi(t; \mathbf{r}) = |\Psi(t; \mathbf{r})| \exp(i\vartheta(t; \mathbf{r}))$ :

$$i\hbar \partial_t \Psi(t; \mathbf{r}) = \left[ -(\hbar^2/2m) \Delta + g |\Psi(t; \mathbf{r})|^2 + V(t; \mathbf{r}) \right] \Psi(t; \mathbf{r}) \quad (1)$$

где  $m$  - масса одного бозона,  $g = 4\pi\hbar^2 a/m$ ,  $a$  - длина  $s$ -рассеяния атомов,  $V(t; \mathbf{r})$  - потенциал внешних сил. Квадрат модуля волновой функции есть концентрация частиц в конденсированном состоянии:  $n(t; \mathbf{r}) = |\Psi(t; \mathbf{r})|^2$ , а градиенту ее фазы пропорционален скорости БЭК:  $\mathbf{v}(t; \mathbf{r}) = (\hbar/m) \nabla \vartheta(t; \mathbf{r})$ .

Мы будем считать длину рассеяния положительной величиной ( $a > 0$ ), что соответствует взаимному отталкиванию между атомами конденсата и устойчивости монохроматической волны относительно автомодуляций. Кроме того, ограничимся двумерной задачей:  $\mathbf{r} = \{x, y\}$ , предположив, что от координаты  $z$  ничего не зависит.

В (1) удобно перейти к безразмерным переменным, сделав замену:

$$\mathbf{r}' = \mathbf{r}/r_0, \quad t' = t/t_0, \quad \mathbf{v}' = \mathbf{v}/c_s, \quad \Psi' = \Psi/\sqrt{n_0}, \quad n' = |\Psi'|^2, \quad V' = V/gn_0. \quad (2)$$

Здесь введены соответствующие определенному значению концентрации  $n_0$  следующие часто используемые в теории БЭК характерные масштабы длины, времени и скорости:  $r_0 = \hbar (mgn_0)^{-1/2}$  - корреляционный радиус,  $t_0 = \hbar (gn_0)^{-1}$ ,  $c_s = (gn_0/m)^{1/2}$  - скорость звука в среде. Чтобы не загромождать дальнейшую запись, штрихи над новыми переменными опустим и вместо (1) получим

$$i\hbar \partial_t \Psi(t; \mathbf{r}) = \left[ -(1/2) \Delta + |\Psi(t; \mathbf{r})|^2 + V(t; \mathbf{r}) \right] \Psi(t; \mathbf{r}) \quad (3)$$

Пусть потенциал  $V(t; \mathbf{r})$  создается скачком в момент времени  $t = 0$  в исходно однородном конденсате с плотностью  $|\Psi(t < 0; \mathbf{r})|^2 = 1$  и далее движется вдоль координаты  $x$  с постоянной скоростью  $v$ . В численных расчетах для определенности будем задавать  $V(t > 0; x - vt, y)$  гауссовой функцией вида:

$$V(t > 0; \mathbf{r}) = V_{\max} \exp\left[-2((x - vt)^2 + y^2)/\delta^2\right], \quad (4)$$

где  $\delta$  - характерный размер потенциального барьера. Отметим, что в гидродинамике при рассмотрении задач о движении тела в газе часто вводят так называемое число Маха  $M$ , равное отношению скорости тела к скорости звука. Это число служит одним из критериев подобия в гидродинамике и является мерой влияния газа на его относительное движение. В однородном конденсате в безразмерных переменных (2)  $v \equiv M$ , т.к. в этом случае скорость звука равна единице ( $c_s = 1$ ).

В данной работе в рамках (3) будет дан подробный анализ и проведено численное моделирование процессов возбуждения БЭК потенциальными барьерами (4), движущимися с дозвуковой скоростью ( $M < 1$ ).

Когда  $V_{\max} \gg 1$ , конденсат практически полностью выталкивается области с радиусом  $R_b = \delta (\ln V_{\max} / 2)^{1/2}$ . Сам барьер при этом представляет собой по существу непроницаемое для бозе-частиц цилиндрическое препятствие. Изображенные на Рис. 1, 2 “мгновенные” снимки концентрации и фазы волновой функции в различные моменты времени отвечают радиусу  $R_b \approx 3$  и числам Маха  $M = 0.6$ ,  $M = 0.55$ . Они показывают, что при  $M < 1$  за потенциальными барьерами (4) могут возникать парами вихри с противоположными по знаку топологическими зарядами  $\kappa = \pm 1$ . С их возбуждением связано нарушение режима сверхтекучести БЭК, т.е. появление некой эффективной силы трения, действующей со стороны БЭК на препятствие [1,2].

Конденсат представляет собой сжимаемую жидкость. Ее плотность непосредственно около барьера меньше, чем на больших расстояниях от него. Для генерации вихрей необходимо, чтобы скорость потока бозе-газа относительно препятствия  $\mathbf{v}_{rel} = \nabla \theta - M \mathbf{x}_0$  в какой-либо точке пространства превысила по модулю локальную скорость звука  $c_s = \sqrt{n}$  ( $v_{rel}^2 > n$ ). Как уже отмечалось выше, потенциал воздействует подобно непроницаемому цилиндру с эффективным радиусом  $R_b$ , а для последнего поле скоростей  $\mathbf{v}_{rel}$  и распределение плотности  $n$  можно найти, используя преобразование годографа [2]. Из таких расчетов, в частности, следует, что  $v_{rel}^2 > n$ , если  $M > \sqrt{2/11} \approx 0.43$ . Другими словами, пары “вихрь-антивихрь” возникают, когда число Маха  $M$  превысит критическое значение  $M_{cr} \approx 0.43$ , что хорошо согласуется с результатами численного моделирования уравнения ГП (1). От этого превышения существенным образом зависит частота генерации вихрей. Если разность  $(M - M_{cr})$  достаточно мала, то между моментами зарождения пар проходит время, за которое первые два образовавшиеся вихря отстают от барьера, сближаются на некоторое расстояние и выходят на стационарное состояние. При увеличении разности  $(M - M_{cr})$  вновь родившаяся и ранее появившаяся пары начинают активно взаимодействовать друг с другом. В результате первые вихри еще сильнее сближаются, скорость их поступательного движения увеличивается, и они начинают догонять вторую

пару и препятствие. В конечном итоге происходит своеобразная бифуркация - сброс циркуляции и превращение первой пары в безвихревое возбуждение, в котором амплитуда волновой функции БЭК уже нигде не обращается в ноль. Весь этот процесс сопровождается излучением звуковых волн. При дальнейшем увеличении ( $M - M_{cr}$ ) вихревые пары рождаются столь часто, что вновь появившиеся определяют поведение ранее возбужденных, а те, в свою очередь, влияют на скорость вихреобразования. Вихри, не успевая уйти далеко от барьера, вновь к нему возвращаются и исчезают.

Характерный размер зарождающихся вихревых пар  $l$  определяется радиусом "препятствия" ( $l: 2R_b$ ). О паре можно говорить, только при условии  $l > 1$ . Поэтому потенциальные барьеры с  $R_b < 1$  (даже двигаясь со скоростями  $M > M_{cr}$ ) вихрей не возбуждают.

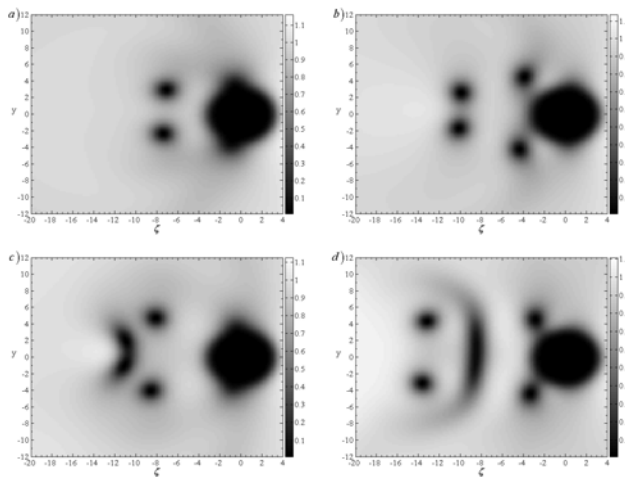


Рис. 1. Структура кильватерного следа через время  $t$  после того, как потенциальный барьер с  $R_b = 3$  начал двигаться со скоростью  $M = 0.6$  (чем темнее цвет, тем меньше концентрация конденсата): (a)  $t = 25$  - за барьером одна вихревая пара; (b)  $t = 35$  - появилась вторая пара; (c)  $t = 45$ , (d)  $t = 55$  - взаимодействие вихрей приводит к исчезновению первой пары и излучению звуковых волн.

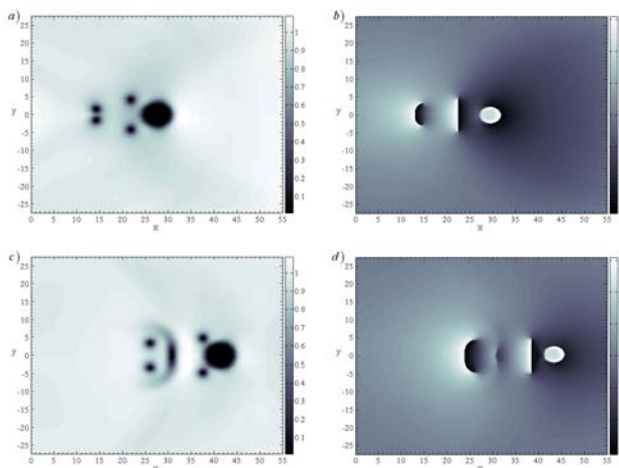


Рис. 2. Пространственные распределения плотности БЭК ((a), (c)) и фазы волновой функции ((b), (d)) для того же барьера, что и на Рис. 1, в моменты времени  $t = 50$  ((a), (b)) и  $t = 75$  ((c), (d)). Мгновенные снимки, на которых изображена фаза, позволяют увидеть, что первая появившаяся вихревая пара сбрасывает с себя циркуляцию и превращается в безвихревое возбуждение.

## ЛИТЕРАТУРА

1. T. Frisch, Y. Pomeau, S. Rica // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 69. № 11. P. 1644.
2. C. Josserand, Y. Pomeau, S. Rica // Physica D 1999. V. 134. P. 111.

## НЕЛИНЕЙНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ОПТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ В НЕОДНОРОДНОМ БОЗЕ-ЭЙНШТЕЙНОВСКОМ КОНДЕНСАТЕ

А.К. Сухорукова, А.П. Сухоруков, А.С. Гранкин

*Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова*

В работе исследуется отражение оптических пучков в неоднородных средах с кубичной нелинейностью. Представлены результаты моделирования взаимодействия оптических пучков разных частот в неоднородном бозе-эйнштейновском конденсате. Потенциальная яма имеет параболический профиль, а нелинейность относится к дефокусирующему классу. Рассматривается полное отражение сигнальной волны от индуцированной пучком накачки отрицательной неоднородности при удержании волн в потенциальной яме.

Рассмотрим взаимодействие оптических пучков на частотах  $\omega_1$  (сигнал) и  $\omega_2$  (накачка) в неоднородной среде с керровской нелинейностью. С учетом дифракции уравнения для медленно меняющихся амплитуд  $A_j$  имеют вид:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + i D_1 \Delta_{\perp} A_1 = -i(\varepsilon_{11} |A_1|^2 + \varepsilon_{12} |A_2|^2) A_1 - i U_1(x, y) A_1, \quad (1)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + i D_2 \Delta_{\perp} A_2 = -i(\varepsilon_{21} |A_1|^2 + \varepsilon_{22} |A_2|^2) A_2 - i U_2(x, y) A_2, \quad (2)$$

где  $z$  – продольная координата;  $\Delta_{\perp} = (\partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2)$  – лапласиан в поперечных координатах,  $D_j = 1/2k_j a_j^2$  – коэффициент дифракции,  $k_j$  – волновой вектор,  $a_j$  – ширина пучка,  $j=1, 2$ ;  $\varepsilon_{ij}$  – коэффициент тензора кубичной нелинейности. Функция  $U_j(x, y)$  описывают неоднородность среды, в частности ловушку. Будем рассматривать взаимодействие волн в дефокусирующей нелинейной среде  $\varepsilon_{ij} < 0$  с фокусирующей неоднородностью  $U_j(x, y)$ . Ранее было показано, что на отрицательной нелинейности могут формироваться темные солитоны [1]. Позднее было предсказано полное отражение оптических пучков от индуцированной неоднородности [2].

Потенциал неоднородности имеет параболический профиль

$$U_j(x, y) = U_{0j}(b^2 - x^2), \quad (3)$$

где  $b$  – ширина неоднородности и  $U_{02} = 2U_{01}$ . Ширины взаимодействующих пучков меньше ширины потенциала неоднородности.

Накачку на входе зададим в виде гауссова пучка  $A_2 = E_2 \exp[-x^2/a_1^2]$ , а сигнальный пучок подадим под углом  $\theta$  на расстоянии  $d$  от накачки  $A_1 = E_1 \exp[-(x-d)^2/a_1^2] \exp(-i\theta x)$ . Если искажения пучка накачки невелики, то его огибающая не меняется:  $A_2(x, z) = E_2(x)$ .

Используя приближение геометрической оптики при решении уравнения (1), получим уравнение для траектории пучка в виде

$$\frac{dx}{dz} = \pm \sqrt{2n(x) - 2n(x_0) + \theta^2}. \quad (4)$$

Полагая в точке поворота  $dx/dz = 0$  находим критический угол полного отражения

$$\theta_{cr} = \sqrt{2[\varepsilon_{12}|E_2^2(0) - U_1(0)]}, \quad (5)$$

Заметим, что в отсутствие фокусирующего потенциала  $U_{1,2}(x) = 0$  критический угол (5) определяется как  $\theta_{cr} = \sqrt{2|\varepsilon_{12}|E_2^2}$ .

При проведении численного моделирования уравнения (1, 2) вводились нормированные величины:  $\bar{x} = x/a$ ,  $\bar{z} = z/L$ ,  $\bar{D}_{1,2} = L/2k_{1,2}a_{1,2}^2 = D_{1,2}L/a^2\bar{a}_{1,2}^2$ ,  $\bar{A}_{1,2} = A_{1,2}/E_2$ ,  $\bar{\varepsilon}_{i,j} = \varepsilon_{i,j}E_2^2L$ ,  $\bar{U}_{1,2} = U_{1,2}L$ ,  $\bar{a}_{1,2} = a_{1,2}/a$ ,  $\bar{\theta} = k_1a\theta$ ;  $L$  - длина среды. В этих переменных величина критического угла полного отражения (5) равна

$$\bar{\theta}_{cr} = k_1a\theta_{cr} = \sqrt{\bar{\varepsilon}_{12}/\bar{D}_1} \quad (6)$$

Как видно из (6), угол  $\bar{\theta}_{cr}$  представляет собой отношение критического угла к углу дифракционной расходимости. При параметрах расчетов  $|\bar{\varepsilon}_{12}| = 1 \div 16$ ,  $\bar{D}_1 = 0.14$  этот угол не превышает величину  $\bar{\theta}_{cr} = 2.7 \div 10.7$ . В численных расчетах для  $\bar{\theta} = 4$  мы наблюдали полное отражение от отрицательной неоднородности при нелинейности  $|\bar{\varepsilon}_{12}| > 2$ .

На рис. 1 показано отражение сигнала от накачки при отсутствии потенциала,  $U_{1,2} = 0$  с нелинейностью  $\bar{\varepsilon}_{12} = -0.5$  (а) и  $\bar{\varepsilon}_{12} = -4.0$  (б).

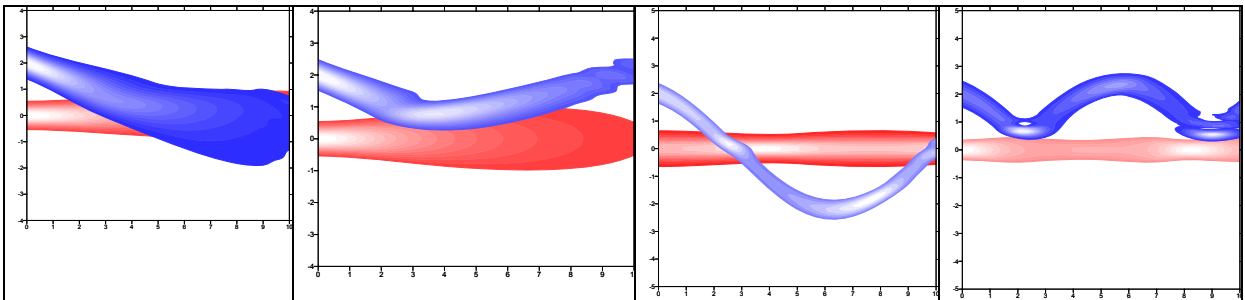
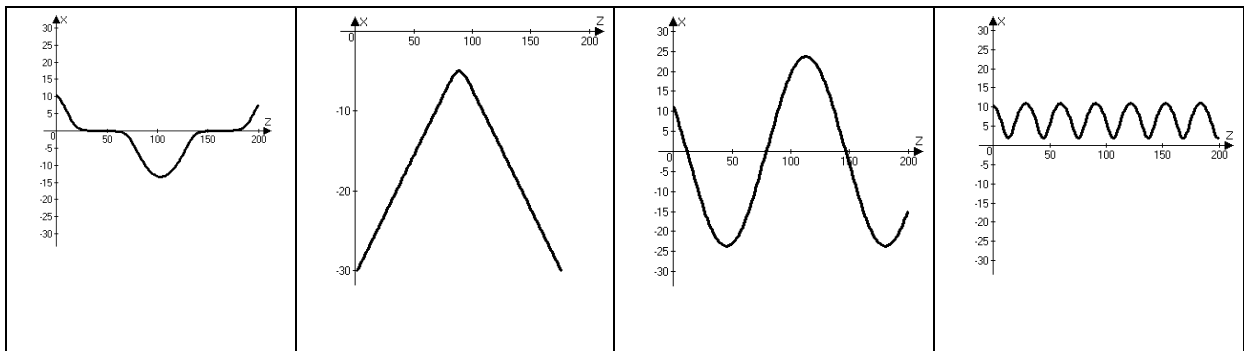


Рис. 1.

При малой нелинейности (рис. 1а) отражения не происходит, пучок сигнала проходит через накачку. С увеличением нелинейности хорошо видно, что сигнал доходит до пучка накачки и отражается от него (рис. 1б).

В параболической яме,  $U_j = 16 - x^2$ , поведение пучка меняется. В среде с малой нелинейностью  $\bar{\epsilon}_{12} = -1.0$  (рис. 1в) пучок насквозь проходит пучок накачки и осциллирует в потенциальной яме. Если нелинейность сделать сильной  $\bar{\epsilon}_{12} = -8.0$  (рис. 1г), то пучок колеблется между внешней границей потенциала и границей пучка накачки. Получается своеобразный волновод.

На рис. 2 представлены траектории сигнального пучка, рассчитанные в геометрическом приближении с помощью дифференциального уравнения (4). Представленные на этом рисунке сценарии поведения пучка соответствуют численному моделированию по волновой теории, построенной на уравнениях (1, 2) (см. рис. 1).



## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в бозе-эйнштейновском конденсате происходит конкуренция между эффектами, вызванными наличием потенциальной ямы, и эффектами полного отражения от индуцированной пучком накачки дефокусирующей неоднородности.

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

## ЛИТЕРАТУРА

1. Y.S. Kivshar, B. Luther-Davies // Physics Reports, 1998. V. 298. P. 81.
2. В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков // Изв. РАН. Серия физ. 2005. Т. 69. С. 1775.



## НЕЛИНЕЙНАЯ ДИФРАКЦИЯ СВЕТА НА ТОНКИХ «ПРОВОЛОЧКАХ»

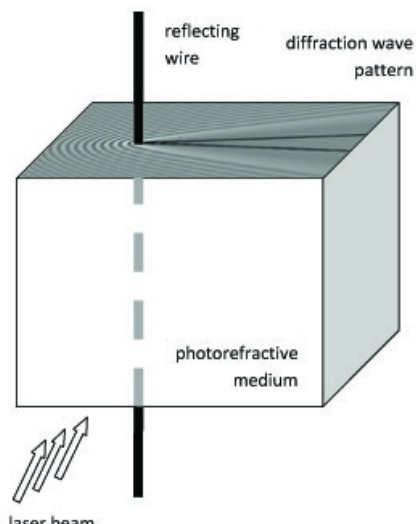
Ю.Г. Гладуш<sup>1</sup>, А.М. Камчатнов<sup>1</sup>, E.G. Khamis<sup>2</sup>, A. Gammal<sup>2</sup>, G.A. El<sup>3</sup>  
<sup>1</sup>Институт спектроскопии РАН; <sup>2</sup>Instituto de Fisica, Universidade de Sao Paulo; <sup>3</sup>Loughborough University

Благодаря экспериментам по дифракции света в оптически нелинейных средах стали доступны для наблюдения и изучения различные нелинейные волновые структуры – оптические темные и светлые солитоны, вихри и вихревые решетки, оптические аналоги дисперсионных ударных волн [1]. В данной работе предлагается новый дифракционный эффект, включающий в себя темные солитоны, вихри и малоамплитудные волны модуляции интенсивности. Принципиальная схема эксперимента представлена на рис.1. В среду с дефокусирующей нелинейной добавкой к показателю преломления встроена тонкая отражающая «проволочка». Под небольшим углом на нее падает световая волна. На противоположной грани, перпендикулярной проволочке, наблюдается дифракционная картина. Ее вид зависит от угла между направлением распространения света и проволочкой. Для того, чтобы наблюдать волновую картину, включающую в себя темные солитоны, вихри и малоамплитудные волны и темные солитоны, необходимо, чтобы для угла падения выполнялось соотношение:  $c_s < \alpha \ll 1$ , где

для керровской среды  $c_s = \sqrt{\frac{n_2 \rho_0}{n_0}}$ , а  $n_2$ ,  $n_0$  – нелинейный и линейный показатели

преломления,  $\rho_0$  – фоновая интенсивность. Возникающая в таком эксперименте дифракционная картина может быть разделена на две области введением конуса Маха. Вне конуса Маха находятся малоамплитудные волны модуляции интенсивности. Внутри конуса Маха расположены темные солитоны и вихри (рис. 2).

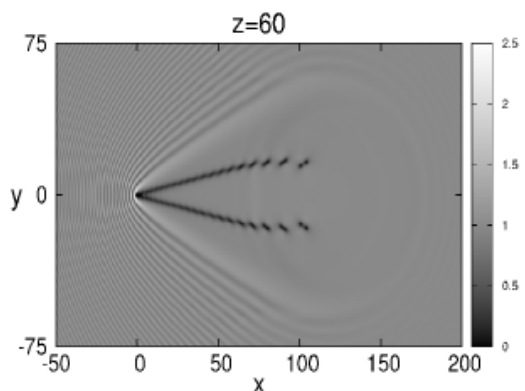
Анализ дифракционной картины проводился с помощью обобщенного нелинейного уравнения Шредингера (НУШ) с произвольной зависимостью показателя преломления от интенсивности. Для волн вне конуса Маха решалось линеаризованное НУШ, были найдены стационарные решения, определяющие



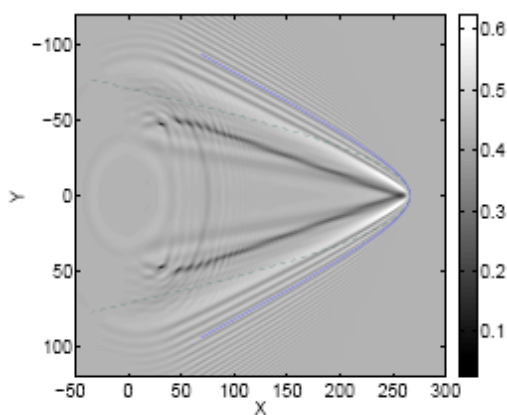
**Рис. 1** Принципиальная схема предполагаемого эксперимента по наблюдению нелинейной дифракции света на тонкой проволочке.

линии гребней волн и распределение амплитуд в параметрическом виде. Показано, что структура волновой картины не зависит от вида нелинейности.

Для области внутри конуса Маха найдены выражения для профилей стационарных темных солитонов вдали от его концов. Известно, что пространственные темные солитоны являются неустойчивыми относительно распада на вихри. Однако, если вдоль солитона существует эффективное течение, то эти неустойчивости могут сноситься. В данном случае роль течения играет наклон направления распространения света по отношению к проволочке. Найдено критическое значение наклона, при котором темные солитоны могут формироваться и становятся доступными для наблюдения.



**Рис. 2.** Волновая картина, возникающая при дифракции на тонкой проволочке.



**Рис. 3** Численное моделирование дифракционной картины в случае распространения двух волн поляризации.

В случае, если в среде существует слабое двулучепреломление и распространяются две волны поляризации, то дифракционная картина усложняется (рис. 3). На ней существуют два конуса Маха с двумя соответствующими линейными волновыми структурами. Внутри внешнего конуса Маха расположены темные солитоны, сосуществующие с внутренней линейной волной. На конце солитоны распадаются на пары оптических вихрей.

Анализ дифракционной картины проводился с помощью векторного нелинейного уравнения Шредингера. Найдены выражения для линейных волн, построены профили солитонов для определенного подбора параметров задачи. Исследовалась устойчивость векторных темных солитонов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.С. Кившарь, Г.П. Агравал «Оптические солитоны» М.: Физматлит, 2005.

## ЭФФЕКТ ПОЛНОГО ВНУТРЕННЕГО ОТРАЖЕНИЯ ВОЛНОВЫХ ПУЧКОВ В НЕЛИНЕЙНЫХ СРЕДАХ

В.Е. Лобанов, А.А. Калинович, А.П. Сухоруков  
*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Явление полного внутреннего отражения известно уже давно [1]. В последнее время оно привлекло большое внимание исследователей в нелинейной оптике. Суть явления заключается в следующем: мощная опорная волна благодаря кросс-воздействию в дефокусирующей среде создает на второй частоте эффективную поперечную неоднородность показателя преломления, причем максимум интенсивности накачки соответствует минимуму показателя преломления. При прохождении второго пучка через индуцированную неоднородность возникает рефракция. В результате этого его траектория искривляется и, если угол между пучками достаточно мал, может произойти нелинейное полное внутреннее отражение слабой второй волны от мощного первого пучка.

Подобные эффекты были теоретически изучены в квадратично - нелинейных средах [2], в фоторефрактивных кристаллах [3] и в средах с тепловой нелинейностью [4, 5].

Для реализации эффекта отражения в квадратично-нелинейных средах применяется каскадный механизм трехчастотного взаимодействия. Метод заключается в том, что при несинхронном параметрическом взаимодействии мощная опорная волна вместе с каскадно-возбужденной суммарной волной создают на сигнальной частоте эффективную поперечную неоднородность, повторяющую профиль интенсивности опорной волны. Заметим, что при этом волна на суммарной частоте сконцентрирована только в узком отражающем слое, где она совершает поворот из-за рефракции. В приближении геометрической оптики были получены уравнения траектории сигнала в двух и трехмерной геометрии, найдено условие отражения. Также нами было изучено влияние сноса энергии и фокусировки взаимодействующих пучков на динамику взаимодействия, описан эффект "выпуклого зеркала". Преимуществом квадратично-нелинейных сред является сравнительно малое время отклика и то, что мощный пучок накачки не испытывает дефокусировку. Отмечены ограничения, накладываемые на знак и величину расстройки волновых векторов взаимодействующих волн, и требование достаточно большой пиковой интенсивности пучка накачки (порядка сотен мегаватт на квадратный сантиметр).

Основной проблемой для экспериментального наблюдения эффекта отражения в средах с кубичной и фоторефрактивной нелинейностью является сильная дефокусировка пучка накачки. Одним из решений этой проблемы в фоторефрактивных кристаллах является подход, применявшийся ранее для формирования периодических структур и

генерации дискретных солитонов в подобных средах [6]. Рекомендация состоит в том, чтобы выбирать материал с сильной электро-оптической анизотропией в котором волна накачки поляризована в неэлектрооптическом направлении (обыкновенная поляризация), а сигнальная волна имеет необыкновенную поляризацию. При этом, например, в кристалле SBN:75 коэффициент нелинейности для волны с необыкновенной поляризацией в 20 раз больше, чем для волны с обыкновенной. Благодаря этому волна накачки распространяется практически линейно, а сигнальная волна испытывает как воздействие волны накачки, так и экранирующую нелинейность. Эффективность этого метода была подтверждена результатами численного моделирования. При этих условиях применимым является выражение для предельного угла отражения, полученное в работе [3].

Нами были изучены эффекты отражения и дифракции цилиндрической сигнальной волны на индуцированных неоднородностях (рис. 1). В случае, когда ширина пучка накачки сравнима или больше ширины сигнального пучка, наблюдалось нелинейное отражение сигнала. При этом если ширина сигнала была много меньше ширины накачки, то форма сигнала практически не искажалась после отражения, а если поперечные размеры пучков были сравнимы, то отраженный сигнал приобретал характерную форму в виде полумесяца. В случае если ширина сигнала существенно превышала ширину накачки, наблюдалась нелинейная дифракция сигнальной волны на индуцированной неоднородности. Стоит заметить, что полученные при этом результаты показали сильное сходство с динамикой нелинейной дифракции на тонких отражающих проволочках, внедренных в фоторефрактивную среду [7].

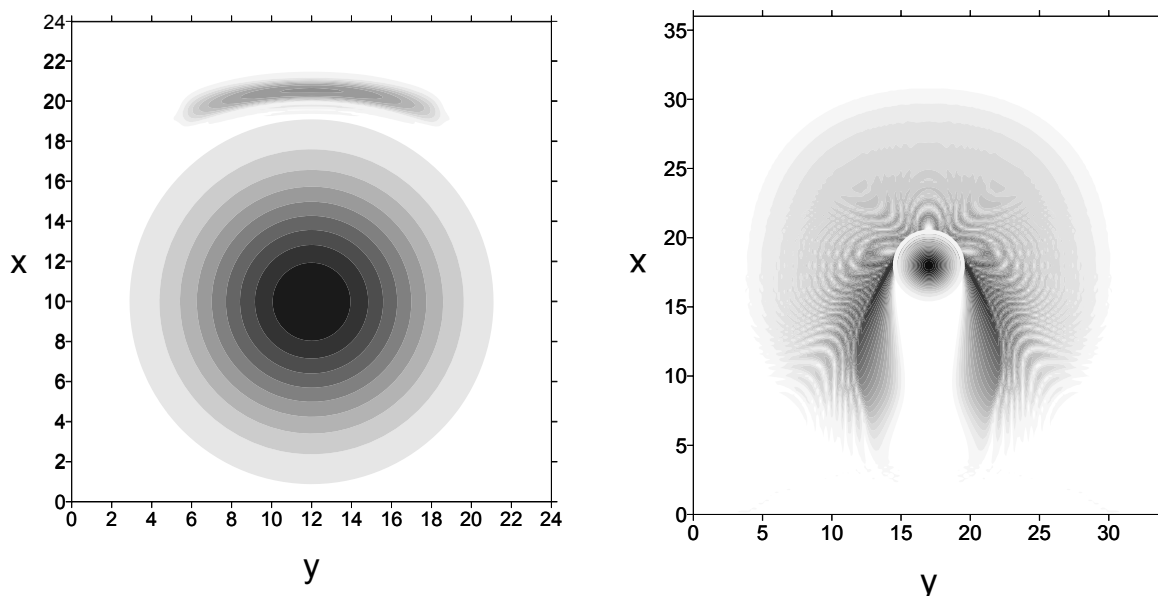


Рис. 1. Отражение узкого пучка от индуцированной неоднородности (слева) и обтекание широкого пучка (справа).

Отметим, что преимуществом фоторефрактивных сред является высокая нелинейность, и, следовательно, малая требуемая интенсивность накачки, а недостатком – сравнительно большое время отклика.

В среде с тепловой нелинейностью снизить влияние дефокусировки можно, используя предварительную фокусировку пучка накачки. Ранее эффект отражения исследовался в приближении заданного поля накачки. Для анализа взаимодействия с учетом поглощения и тепловой дефокусировки была получена система дифференциальных уравнений второго порядка. Первое уравнение описывает траекторию сигнального пучка, а второе эволюцию ширины пучка накачки и связанное с этим изменение индуцированной неоднородности. В этом приближении исследовалось влияние затухания, тепловой дефокусировки и были подобраны оптимальные параметры для наблюдения нелинейной дифракции широких пучков и полного отражения узких пучков.

Мы провели численное моделирование процесса нелинейного отражения лазерного пучка одной частоты от пучка другого лазера в спиртовом растворе йода. Результаты численного моделирования с хорошей степенью точности совпали с экспериментальными данными [5].

Работа выполнена при поддержке грантами «Ведущие научные школы» НШ-671.2008.2, РФФИ № 08-02-00717, 09-02-01028. В.Е. Лобанов также благодарит за финансовую поддержку Фонд некоммерческих программ «Династия».

## ЛИТЕРАТУРА

1. М. Борн, Э. Вольф “Основы оптики”. МЮ: Наука, 1973. 720 с.
2. В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков // Изв. РАН. Сер. физ. 2005. Т. 69. № 12. С. 1775.
3. И.В. Кабакова, А.П. Сухоруков // Изв РАН. Сер. физ. 2006. Т. 70. № 12. С. 1752.
4. А.А. Калинович, В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков // Изв. РАН. Сер. физ. 2008. Т. 72. № 1. С. 12.
5. V.E. Lobanov, A.A. Kalinovich, A.P. Sukhorukov, F. Bennet, D. Neshev // Laser Physics. 2009. V. 19, No. 5. P. 1112.
6. J.W. Fleischer, T. Carmon, M. Segev, N.K. Efremidis, D.N. Christodoulides // PRL. 2003. V. 90. No. 2. P. 023902.
7. E.G. Khamis, A. Gammal, G.A. El, Yu.G. Gladush, A. M. Kamchatnov // PRA. 2008. V. 78. P. 013829.

## СДВИГ ЧАСТОТЫ И ВРЕМЕННАЯ ЗАДЕРЖКА СИГНАЛА В ПРОЦЕССЕ НЕЛИНЕЙНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С ИМПУЛЬСОМ НАКАЧКИ

В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра фотоники и физики микроволн*

В нашей работе исследуется принципиально новый эффект – задержка и перестройка частоты оптического импульса в результате двух- или трехчастотного взаимодействия в нелинейных средах. Это явление является временным аналогом нелинейного отражения оптических пучков в пространстве [1-5]. Суть эффекта заключается в следующем: пусть в нелинейном кристалле слабый сигнальный импульс встречается мощный импульс на другой частоте, который благодаря нелинейному кросс-воздействию создает эффективную неоднородность показателя преломления. Разработанная нами теория предсказывает, что если дисперсия групповых скоростей аномальна на сигнальной частоте, а нелинейность дефокусирующая (либо при нормальной дисперсии групповых скоростей нелинейность - фокусирующая), а исходная расстройка групповых скоростей взаимодействующих импульсов не превышает критическую величину, определяемую пиковой интенсивностью импульса накачки, то происходит полное внутреннее отражение от движущегося импульса накачки. При этом меняется знак групповой расстройки и перестраивается частота сигнального импульса. В результате сдвига частоты уменьшается скорость распространения сигнала и, как бы, происходит задержка сигнального импульса по сравнению с линейным режимом распространения. Заметим, что отражение волновых пучков происходит только в среде с дефокусирующей нелинейностью.

Для анализа эффекта мы воспользовались аналогом приближения геометрической оптики для решения уравнения, описывающего распространение импульса в неоднородной среде.

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + v_2 \frac{\partial A_2}{\partial \tau} + i D_2 \frac{\partial^2 A_2}{\partial \tau^2} = i k_2 n_{nl}(A_1) A_2, \quad (1)$$

где  $v_2 = 1/u_2 - 1/u_1$  - расстройка групповых скоростей,  $\tau = t - z/u_1$  - бегущее

время,  $D_j = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2 k_j}{\partial \omega^2}$  - коэффициент дисперсии,  $n_{nl} = -\Delta n_2/n_{20}$  -

индуцированная опорным импульсом неоднородность показателя преломления на сигнальной частоте. Для фоторефрактивной нелинейности

имеем  $n_{nl} = -0.5 n_{10}^2 r_2 \frac{E_0}{1 + I_1/I_d} = -0.5 n_{20}^2 r_2 E_0 \left( 1 - \frac{I_1/I_d}{1 + I_1/I_d} \right)$ , где  $n_{20}$ ,  $r_2$  - линейный

показатель преломления и электрооптический коэффициент на частоте на

частоте сигнала,  $I_d$  - темновая интенсивность,  $I_1$  - интенсивность накачки. Для каскадного взаимодействия в квадратично нелинейной среде  $n_{nl} = -\gamma_2\gamma_3 I_1 / k_2 \Delta k$ , где  $\Delta k = k_1(\omega_1) + k_2(\omega_2) - k_3(\omega_1 + \omega_2)$  - дисперсионная расстройка волновых векторов на несущих частотах для процесса генерации суммарной частоты,  $\gamma_j = 2\pi \vec{e}_1 \hat{\chi}^{(2)} \vec{e}_2 \vec{e}_3 \omega_j / (cn_{j0})$  - коэффициент квадратичной нелинейности,  $I_1$  - интенсивность накачки.

Из (1) можно получить уравнение эйконала в виде:

$$\frac{\partial S_2}{\partial z} + v_2 \frac{\partial S_2}{\partial \tau} - D_2 \left( \frac{\partial S_2}{\partial \tau} \right)^2 = k_2 n_{nl}(\tau). \quad (2)$$

Решая уравнение (2), получаем "уравнение траектории" сигнального импульса:

$$\frac{d\tau}{dz} = \pm \sqrt{v_2^2 - 4D_2 k_2 [n_{nl}(\tau) - n_{nl}(\theta)]}. \quad (3)$$

где  $\theta$  - интервал между сигнальным и опорным импульсами на входе в среду. Из уравнения (3) следует, что отражение произойдет при выполнении условий

$$4D_2 k_2 [n_{nl}(\tau) - n_{nl}(\theta)] > 0, \quad v_2^2 \leq \max(4D_2 k_2 [n_{nl}(\tau) - n_{nl}(\theta)]). \quad (4)$$

Первое из условий связывает знаки дисперсии и нелинейности для реализации эффекта отражения. Заметим, что знак экранирующей фоторефрактивной нелинейности определяется направлением приложенного к кристаллу поля, а знак каскадной нелинейности - знаком расстройки волновых векторов. Второе условие, налагаемое на величину расстройки скоростей либо на интенсивность опорного пучка, аналогично условию, налагаемому на угол наклона в случае отражения пучков:  $|v_2| < v_{cr}$ . Критическая величина расстройка играет ту же роль, что и критический угол полного внутреннего отражения пучков. В квадратичной среде имеем  $v_{cr} = (4\gamma_2\gamma_3 |A_{1\max}|^2 |D_2/\Delta k|)^{1/2}$ , а в фоторефрактивной  $v_{cr} = \left( \frac{2k_{20} n_{20}^3 r_2 |D_2 E_0| |A_{1\max}|^2 / I_d}{1 + |A_{1\max}|^2 / I_d} \right)^{1/2}$ .

В результате отражения (взаимодействия) меняется мгновенная частота сигнального импульса  $\Omega(z) = \frac{\partial S_0}{\partial \tau}$  согласно уравнению

$$\Omega(z) = -(v_2/2D_2) \pm \sqrt{(v_2/2D_2)^2 + (k_2/D_2)[n_{nl}(\tau) - n_{nl}(\theta)]}. \quad (5)$$

Пусть первоначально импульсы разнесены по времени так, что  $n_{nl}(\theta) \approx 0$ . На

входе в среду при  $z=0$  сигнальный импульс настроен на центральную частоту  $\Omega(0)=0$ , а после отражения  $n_{nl}(\tau_{ref}) \approx 0$  его частота меняется на величину

$$\Omega(z_{ref}) = -\frac{v_2}{D_2}. \quad (6)$$

Если интенсивность накачки мала, то сигнальный импульс просто обгоняет импульс накачки, и его частота меняется незначительно.

Из анализа вышеприведенных условий следует, что возможен эффект отражения импульса от светлого солитона стационарной формы. Пусть нелинейность является дефокусирующей (кубичной или фоторефрактивной), а опорный и сигнальный импульсы так разнесены по частоте, что спектр опорного импульса попадает в область нормальной дисперсии групповых скоростей, а сигнального – в область аномальной дисперсии. Тогда можно создать светлый солитон на опорной частоте, от которого может отразиться сигнальный импульс. Также возможен вариант, когда нелинейность фокусирующая, накачка лежит в области аномальной дисперсии, сигнал – в области нормальной дисперсии.

Нами проведены количественные оценки вышеописанного эффекта для различных сред. Теоретические результаты подтверждены данными численного решения системы уравнений для медленно меняющихся огибающих.

Описанное явление позволяет реализовать в нелинейных средах сверхбыстрое полностью оптическое управление скоростью и частотой световых импульсов.

Работа выполнена при поддержке грантами «Ведущие научные школы» НШ-671.2008.2, РФФИ № 08-02-00717, 09-02-01028. В.Е. Лобанов также благодарит за финансовую поддержку Фонд некоммерческих программ «Династия».

## ЛИТЕРАТУРА

1. В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков // Изв. РАН. Сер. физ. 2005. Т. 69. № 12. С. 1775.
2. И.В. Кабакова, А.П. Сухоруков // Изв. РАН. Сер. физ. 2006. Т. 70. № 12. С. 1752.
3. А.А. Калинович, В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков // Изв. РАН. Сер. физ. 2008. Т. 72. № 1. С. 12.
4. В.Е. Лобанов, А.К. Сухорукова, А.П. Сухоруков // Квантовая электроника. 2008. Т. 38. № 10. С. 951.
5. V.E. Lobanov, A.A. Kalinovich, A.P. Sukhorukov, F. Bennet, D. Neshev // Laser Physics. 2009. V. 19, No. 5. P. 1112.



## РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛНОВЫХ ПУЧКОВ В ДВУМЕРНЫХ КАСКАДНО-ИНДУЦИРОВАННЫХ РЕШЕТКАХ

О.В. Боровкова, А.П. Сухоруков

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, физический факультет, кафедра фотоники и физики микроволн*

Полностью оптические методы и устройства управления процессом передачи данных в различных телекоммуникационных системах являются на сегодняшний день очень перспективным и многообещающим направлением исследований. Приборы, в которых свет управляется светом, имеют ряд преимуществ перед распространенными сейчас электронными и оптоэлектронными устройствами. Во-первых, частота переключений в таких системах зависит от времени отклика кристалла и может достигать нескольких ТГц. Во-вторых, полностью оптические переключатели являются миниатюрными и легко перестраиваемыми.

Один из самых перспективных методов управления лазерными пучками связан с применением систем слабо связанных оптических волноводов, в которых свет, с одной стороны, оказывается локализован внутри волновода, а, с другой стороны, оптическая энергия может перераспределяться по решетке за счет слабой связи между отдельными волноводами. В таких структурах можно реализовать принципиально новые режимы распространения, несуществующие в однородных средах, например, явление дискретной дифракции [1]. В свою очередь периодические структуры из наведенных волноводов предоставляют исследователям еще более широкие возможности, чем волноводные решетки в кристаллах, изготовленные методами литографии, модификации материала, внедрения других веществ и т.д. [2, 3] Параметры индуцированных оптических решеток (например, глубина и период модуляции показателя преломления) можно легко регулировать, изменяя интенсивность и углы наклона формирующей структуру опорного сигнала. Как уже упоминалось выше, для реализации сверхбыстрых переключений нужно выбирать нелинейные среды с малым временем релаксации, например, среды с электронной нелинейностью. К их числу относятся нецентросимметричные оптические кристаллы, обладающие квадратичной нелинейностью, например, ниобат лития и др. В квадратичных средах можно имитировать кубичную нелинейность с помощью каскадного взаимодействия трех волн разных частот: опорной низкочастотной волны, сигнала и суммарной волны. Такой метод позволяет сочетать достоинства квадратичных и керровских сред.

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

Формирование каскадно-индуцированной решетки происходит в два этапа. Сначала создается объемная решетка на основной частоте путем интерференции нескольких наклонных опорных волн. Затем в среду входит узкий сигнальный пучок, который возбуждает вместе с накачкой суммарную волну. Модулированная волна накачки вместе с суммарной волной наводят решетку показателя преломления на сигнальной частоте

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + i D_2 \Delta_{\perp} A_2 = i k_2 n_{nl} A_2, \quad n_{nl} = -16 \frac{\gamma_2 \gamma_3}{k_2 \Delta k} |A_1(x, y, z)|^2, \quad (1)$$

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

При средней глубине модуляции каскадно-индуцированной решетки наблюдается дискретная дифракция пучка на сигнальной частоте. При этом каналы возбуждаются симметричным относительно центра решетки образом. В отличие от случая однородной среды, при дискретной дифракции большая часть энергии исходного пучка концентрируется в самых дальних от центра структуры возбужденных волноводах. Кроме того, геометрия решетки на частоте опорного сигнала влияет на характер возбуждения волноводов на сигнальной частоте, а именно, повторяет ее.

При увеличении интенсивности накачки глубина модуляции решетки возрастает, и сигнальный пучок захватывается в волновод, стенками которого служат каналы с минимумами амплитуды накачки, и распространяется, сохраняя свою форму. Это свойство дает нам возможность регулировать количество возбужденных каналов на выходе из кристалла.

Если сигнальный пучок подается на вход в нелинейный кристалл под некоторым углом к входной плоскости и его амплитуда на входе имеет вид

$$A_2(x, y, z = 0) = A_{20} \exp\left(-\frac{x^2}{a_2^2} + ik_2 \theta_x x + ik_2 \theta_y y\right), \quad \text{то начинают проявляться}$$

анизотропные свойства двумерной структуры, когда распределение энергии по каналам несимметрично и зависит от угла падения сигнального пучка. Таким образом, можно добиться возбуждения определенных, наперед заданных волноводов. Продольная компонента волнового вектора сигнального пучка  $k_z$  зависит от углов  $\theta_x$  и  $\theta_y$  следующим образом

$$k_z \approx \cos(k_2 \theta_x \Lambda) + \cos(k_2 \theta_y \Lambda) + k' \cos(k_2 \theta_x \Lambda) \cos(k_2 \theta_y \Lambda). \quad (2)$$

Из соотношения (2) видно, что дифракцию сигнального пучка на двумерной индуцированной структуре можно снизить до минимального уровня (рис. 1).

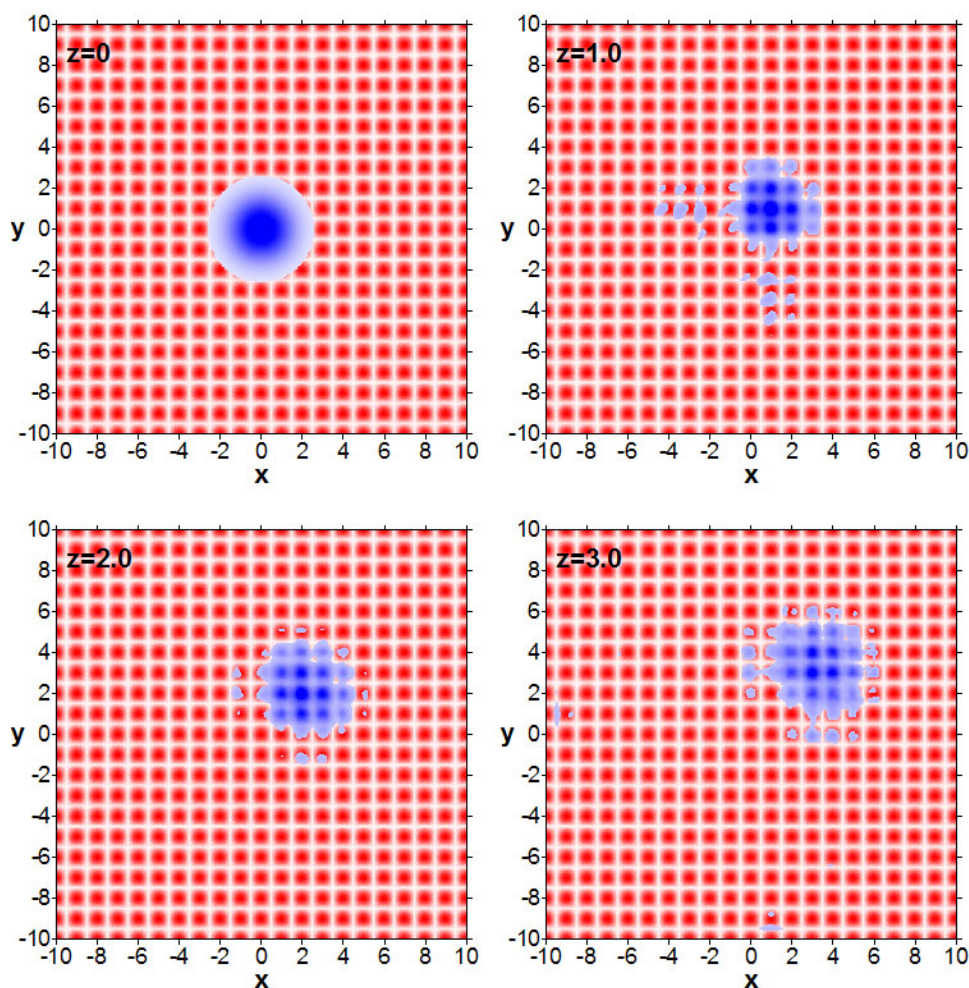


Рис. 1. Динамика изменения распределения интенсивности сигнального пучка (синий цвет) при его минимальном дифракционном расплывании в двумерной каскадно-индуцированной структуре (красный цвет).

В данной работе предложен новый метод генерации двумерных периодических решеток в квадратично-нелинейных средах. Преимущества каскадно-индуцированной решетки состоят в ее устойчивости, возможности быстрой перестройки ее параметров путем варьирования амплитуды и угла наклона опорных волн. Показано, что в таких периодических структурах реализуется полностью оптическое управление характером распространения лазерных пучков. Например, используя явление дискретной дифракции можно мультиплексировать сигнал в системах оптической обработки и передачи информации.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. A.L. Jones // J. Opt. Soc. Am. 1965. V. 55. P. 261.
2. H.E. Eisenberg, Y. Silberberg et al // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 3383.
3. J.W. Fleische, M. Segev et al // Nature. 2003. V. 422. P. 147.

## ЭВОЛЮЦИЯ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ГАУССОВОГО ИМПУЛЬСА ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ В ОПТИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ С НОРМАЛЬНОЙ ГРУППОВОЙ ДИСПЕРСИЕЙ

Ю.А. Капойко  
СПбГУ ИТМО, кафедра ФиОИ

Эволюция электрического поля  $E$  импульса с континуумным спектром, попадающим диапазон прозрачности оптического волновода, может быть описана уравнением [1]

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial z} + \frac{N_0}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} - a_1 \frac{\partial^3 \vec{E}}{\partial t^3} + a_2 \frac{\partial^5 \vec{E}}{\partial t^5} - \dots = 0, \quad (1)$$

где  $z$  - направление распространения волны,  $t$  - время,  $c$  - скорость света в вакууме,  $N_0$ ,  $a_n$  - константы, характеризующие дисперсию показателя преломления оптической среды вида

$$n(\omega) = N_0 + a_1 \cdot c\omega^2 + a_2 \cdot c\omega^4 + \dots, \quad (2)$$

где  $\omega$  - частота; которое при  $N_0=1.4435$ ,  $a_1=0.7872 \cdot 10^{-41} \text{ м/с}^3$ ,  $a_2=0.4353 \cdot 10^{-72} \text{ м/с}^3$ ,  $a_3=0.1368 \cdot 10^{-103} \text{ м/с}^3$  описывает показатель преломления кварцевого волокна с точностью  $\Delta < 10^{-4}$  в диапазоне 520..1080 нм

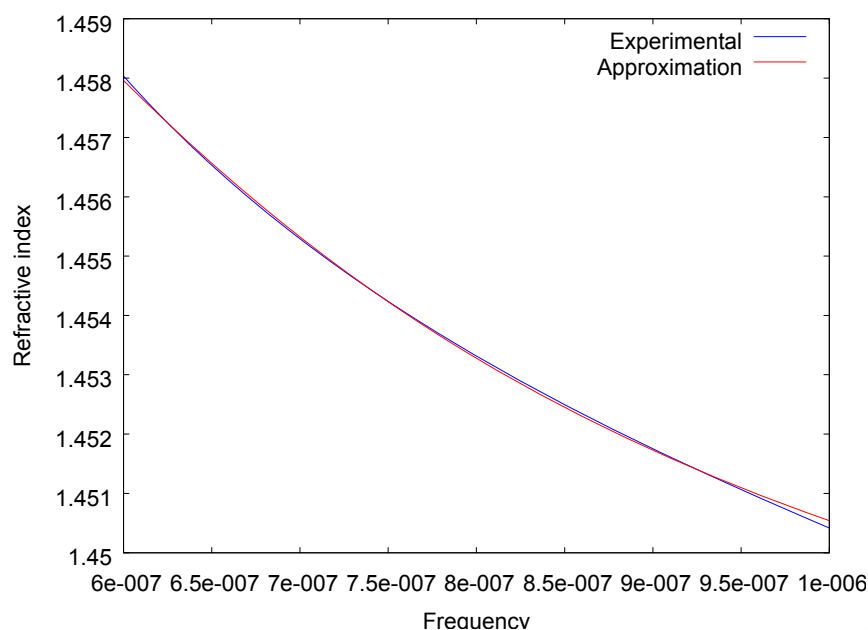


Рис. 1. Зависимость показателя преломления от длины волны.

Пусть  $W = \int_{-\infty}^{\infty} E^2 dt$  - энергия импульса.

В таком случае скорость движения светового импульса

$$\frac{d \langle t \rangle}{dz} = \frac{2}{W} \int_{-\infty}^{\infty} t E \left( \frac{N_0}{c} \frac{\partial \bar{E}}{\partial t} - a_1 \frac{\partial^3 \bar{E}}{\partial t^3} + a_2 \frac{\partial^5 \bar{E}}{\partial t^5} - a_3 \frac{\partial^7 \bar{E}}{\partial t^7} \right) dt \quad (3)$$

Вторая производная по  $z$  от момента распределения поля  $E$  второго порядка может быть представлена как

$$\frac{d^2 \langle t^2 \rangle}{dz^2} = \frac{2N_0^2}{c^2} + \frac{4N_0}{Wc} \int_{-\infty}^{\infty} A dt + \frac{2}{W} \int_{-\infty}^{\infty} t^2 AB dt + \frac{2}{W} \int_{-\infty}^{\infty} t^2 E \left( a_1 \frac{\partial^3 B}{\partial t^3} + a_2 \frac{\partial^5 B}{\partial t^5} + a_3 \frac{\partial^7 B}{\partial t^7} \right) dt, \quad (4)$$

где  $A = a_1 \frac{\partial^3 E}{\partial t^3} - a_2 \frac{\partial^5 E}{\partial t^5} + a_3 \frac{\partial^7 E}{\partial t^7}$ , а  $B = -\frac{N_0}{c} \frac{\partial \bar{E}}{\partial t} + A$  (для упрощения записи).

Как показано в [1], скорость дисперсионного расплывания импульса определяется величиной

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 \langle t^2 \rangle}{dz^2} - \left( \frac{d \langle t \rangle}{dz} \right)^2.$$

Квадрат длительности импульса [1]

$$\tau^2 = \tau_0^2 + \left( \frac{d \langle t \rangle}{dz} \right)_0 z + \left( \frac{1}{2} \frac{d^2 \langle t^2 \rangle}{dz^2} - \left( \frac{d \langle t \rangle}{dz} \right)^2 \right) z^2. \quad (5)$$

Для исходного гауссового импульса  $E = E_0 \cdot e^{-t^2/t_0^2} \sin(\omega_0 t)$  скорость движения

$$\frac{d \langle t \rangle}{dz} = \frac{1}{c} \left( N_0 - 3\Delta n_{\text{дисн},1} \frac{1 + \omega_0^2 t_0^2 - e^{-\omega_0^2 t_0^2/2}}{\omega_0^2 t_0^2 (1 - e^{-\omega_0^2 t_0^2/2})} - 5\Delta n_{\text{дисн},2} \frac{3 + 6\omega_0^2 t_0^2 + (\omega_0^2 t_0^2)^2 - 3e^{-\omega_0^2 t_0^2/2}}{(\omega_0^2 t_0^2)^2 (1 - e^{-\omega_0^2 t_0^2/2})} - \right. \\ \left. 7\Delta n_{\text{дисн},3} \frac{15 + 45\omega_0^2 t_0^2 + 15(\omega_0^2 t_0^2)^2 + (\omega_0^2 t_0^2)^3 - 15e^{-\omega_0^2 t_0^2/2}}{(\omega_0^2 t_0^2)^3 (1 - e^{-\omega_0^2 t_0^2/2})} \right), \quad (6)$$

где  $\Delta n_{\text{дисн},i} = a_i \omega_0^{2i} c$ ,  $i = 1, 2, 3$ .

Скорость дисперсионного расплывания (для случая  $a_3 = 0$ )

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{2} \frac{d^2 \langle t^2 \rangle}{dz^2} - \left( \frac{d \langle t \rangle}{dz} \right)^2 = & \frac{a_1 N_0 \left[ (-q^4 + 12q^2 + 15)e^{q^2} + (q^4 - 15q^2 - 30)e^{q^2/2} + 3q^2 + 15 \right]}{2ct_0^2 (e^{q^2/2} - 1)^2} + \\
 & + \frac{a_2 N_0 \left[ (q^6 - 25q^4 - 195q^2 - 105)e^{q^2} - (q^6 + 25q^4 + 210q^2 + 210)e^{q^2/2} - 15q^2 - 105 \right]}{2ct_0^4 (e^{q^2/2} - 1)^2} + \\
 & + \frac{a_1^2 \left[ (q^6 - 15q^4 - 63q^2 - 39)e^{q^2} - (q^6 + 3q^4 - 78q^2 + 78)e^{q^2/2} - 15q^2 - 39 \right]}{2t_0^4 (e^{q^2/2} - 1)^2} + \\
 & + \frac{a_1 a_2 \left[ (-2q^8 + 56q^6 + 780q^4 + 2040q^2 + 750)e^{q^2} + (2q^8 + 4q^6 - 420q^4 - 2250q^2 - 1500)e^{q^2/2} - 210q^2 - 750 \right]}{2t_0^6 (e^{q^2/2} - 1)^2} + \\
 & + \frac{a_2^2 \left[ (q^{10} - 45q^8 - 1090q^6 - 7350q^4 - 13875q^2 - 3705)e^{q^2} - (q^{10} + 5q^8 - 490q^6 - 5550q^4 - 14820q^2 - 7410)e^{q^2/2} - 945q^2 - 3705 \right]}{2t_0^8 (e^{q^2/2} - 1)^2}
 \end{aligned} \tag{7}$$

## ЛИТЕРАТУРА

1. С.А. Козлов, В.В. Самарцев “Оптика фемтосекундных лазеров” СПб, СПбГУ ИТМО, 2007. 218с.
2. В.С. Барсуков, В.Б. Каресёв, С.А. Козлов, Ю.А. Шполянский. *Дисперсионное расплывание фемтосекундных световых импульсов с континуумным спектром* // В кн.: Оптические и лазерные технологии, 2001. С. 11.
3. Г. Агравал. “Нелинейная волоконная оптика” 1996.

## НЕЛИНЕЙНОЕ ОТРАЖЕНИЕ ДВУХ ПАДАЮЩИХ ПОД РАЗНЫМИ МАЛЫМИ УГЛАМИ ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИХ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ

В.К. Турков, С.А. Козлов

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

Зависимость пространственно-временного спектра излучения  $G_{ref}$ , отраженного от нелинейной диэлектрической среды с нелинейной восприимчивостью  $\chi_s$ , от спектра параксиального излучения  $G_{inc}$ , падающего на границу раздела линейной и нелинейной сред под малым углом, имеет вид[1]:

$$G_{ref} = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \left( 1 + \frac{c^2}{n_1 n_2} \frac{k_x^2 + k_y^2}{\omega^2} \right) G_{inc} - \frac{4\pi\chi_s S}{(n_1 + n_2)^2}, \quad (1)$$

где

$$G_{ref,inc}(\omega, k_x, k_y) = \iiint E_{ref,inc}(t, x, y) \exp[i(\omega t - k_x x - k_y y)] dt dx dy, \quad (2)$$

$E_{ref}$ ,  $E_{inc}$  - поля отраженной и падающей волн излучения соответственно,  $n_1(\omega)$  и  $n_2(\omega)$  – линейные показатели преломления граничащих сред,  $\omega$ ,  $k_x$ ,  $k_y$  – временные и пространственные частоты.

$$S(\omega, k_x, k_y) = \frac{1}{(2\pi)^6} \iiint \iiint G_{inc}(\omega - \omega', k_x - k'_x, k_y - k'_y) \times \\ \times G_{inc}(\omega' - \omega'', k'_x - k''_x, k'_y - k''_y) \times \\ \times G_{inc}(\omega'', k''_x, k''_y) d\omega' dk'_x dk'_y d\omega'' dk''_x dk''_y \quad (3)$$

В работе [2] было получено выражение для пространственно-временного спектра излучения, отраженного на кратных и комбинационных частотах, при нелинейном отражении двух импульсов, падающих на границу раздела сред ( $z = 0$ ) под малыми углами в одной плоскости, поле которых имеет вид:

$$E_{inc} = E_1 \exp\left\{-\left(\frac{x}{\rho_1}\right)^2\right\} \exp\left\{-\left(\frac{y \cos \alpha}{\rho_1}\right)^2\right\} \exp\left\{-\left(\frac{t}{\tau_1}\right)^2\right\} \sin(\omega_1 t - k_1 y \sin \alpha) + \\ + E_2 \exp\left\{-\left(\frac{x}{\rho_2}\right)^2\right\} \exp\left\{-\left(\frac{y \cos \beta}{\rho_2}\right)^2\right\} \exp\left\{-\left(\frac{t}{\tau_2}\right)^2\right\} \sin(\omega_2 t - k_2 y \sin \beta) \quad (4)$$

а спектр:

$$\begin{aligned}
 G_{inc} = & \frac{E_1 \rho_1^2 \tau_1}{2i \cos \alpha} \pi^{3/2} \exp\left\{-\frac{k_x^2 \rho_1^2}{4}\right\} \left[ \exp\left\{-\frac{(k_y + k_1 \sin \alpha)^2 \rho_1^2}{4 \cos^2 \alpha}\right\} \exp\left\{-\frac{(\omega + \omega_1)^2 \tau_1^2}{4}\right\} - \right. \\
 & \left. - \exp\left\{-\frac{(k_y - k_1 \sin \alpha)^2 \rho_1^2}{4 \cos^2 \alpha}\right\} \exp\left\{-\frac{(\omega - \omega_1)^2 \tau_1^2}{4}\right\} \right] + \\
 & + \frac{E_2 \rho_2^2 \tau_2}{2i \cos \beta} \pi^{3/2} \exp\left\{-\frac{k_x^2 \rho_2^2}{4}\right\} \left[ \exp\left\{-\frac{(k_y + k_2 \sin \beta)^2 \rho_2^2}{4 \cos^2 \beta}\right\} \exp\left\{-\frac{(\omega + \omega_2)^2 \tau_2^2}{4}\right\} - \right. \\
 & \left. - \exp\left\{-\frac{(k_y - k_2 \sin \beta)^2 \rho_2^2}{4 \cos^2 \beta}\right\} \exp\left\{-\frac{(\omega - \omega_2)^2 \tau_2^2}{4}\right\} \right] ,
 \end{aligned} \tag{5}$$

где  $E_1$  и  $E_2$  – амплитуды падающих волн,  $\rho_1$  и  $\rho_2$  – поперечные размеры световых пучков,  $k_1$  и  $k_2$  – их волновые числа,  $\alpha$  и  $\beta$  – углы падения пучков,  $\tau_1$  и  $\tau_2$  – длительности импульсов,  $\omega_1$  и  $\omega_2$  – их центральные частоты.

В настоящей работе получены зависимости параметров импульсов отраженных на кратных и комбинационных частотах, от пространственно-временных параметров падающего излучения. Спектр отраженного излучения содержит помимо импульсов отраженных на основных частотах  $\omega_1$  и  $\omega_2$ , также импульсы, отраженные на кратных -  $3\omega_1$  и  $3\omega_2$  и комбинационных частотах -  $2\omega_1 \pm \omega_2$  и  $2\omega_2 \pm \omega_1$ .

В отличие от импульсов, отраженных на кратных частотах, углы, отражения которых совпадают, с углами отражения на основных частотах, для комбинационных частот углы отражения определяются выражениями:

$$\begin{aligned}
 \sin(\gamma_{2\omega_1+\omega_2}) &= \frac{|2k_1 \sin \alpha + k_2 \sin \beta|}{k_{2\omega_1+\omega_2}} \\
 \sin(\gamma_{2\omega_1-\omega_2}) &= \frac{|2k_1 \sin \alpha - k_2 \sin \beta|}{k_{2\omega_1-\omega_2}} \\
 \sin(\gamma_{2\omega_2+\omega_1}) &= \frac{|2k_2 \sin \beta + k_1 \sin \alpha|}{k_{2\omega_2+\omega_1}} , \\
 \sin(\gamma_{2\omega_2-\omega_1}) &= \frac{|2k_2 \sin \beta - k_1 \sin \alpha|}{k_{2\omega_2-\omega_1}}
 \end{aligned} \tag{6}$$

где



$$\begin{aligned}
 k_{2\omega_1+\omega_2}^2 &= 4k_1^2 + k_2^2 + 4k_1k_2 \cos(\alpha - \beta) \\
 k_{2\omega_1-\omega_2}^2 &= 4k_1^2 + k_2^2 + 4k_1k_2 \cos(\alpha + \beta) \\
 k_{2\omega_2+\omega_1}^2 &= k_1^2 + 4k_2^2 + 4k_1k_2 \cos(\alpha - \beta). \\
 k_{2\omega_2-\omega_1}^2 &= k_1^2 + 4k_2^2 + 4k_1k_2 \cos(\alpha + \beta)
 \end{aligned}
 \tag{7}$$

Поперечные же размеры и длительности импульсов имеют вид:

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{\rho_{x1}^2} &= \frac{2}{\rho_1^2} + \frac{1}{\rho_2^2} & \frac{1}{\rho_{x2}^2} &= \frac{1}{\rho_1^2} + \frac{2}{\rho_2^2} \\
 \frac{1}{\rho_{k1}^2} &= \frac{2 \cos \alpha}{\rho_1^2} + \frac{\cos \beta}{\rho_2^2} & \frac{1}{\rho_{k2}^2} &= \frac{\cos \alpha}{\rho_1^2} + \frac{2 \cos \beta}{\rho_2^2} \\
 \frac{1}{\tau_{k1}^2} &= \frac{2}{\tau_1^2} + \frac{1}{\tau_2^2} & \frac{1}{\tau_{k2}^2} &= \frac{1}{\tau_1^2} + \frac{2}{\tau_2^2}
 \end{aligned}
 \tag{8}$$

Исходя из выражений (6)-(8) можно сделать вывод, что меняя исходные параметры падающих импульсов можно управлять длительностью и поперечными размерами импульсов отраженных на кратных и комбинационных частотах.

Зависимости параметров импульсов, отраженных от нелинейной среды на кратных и комбинационных частотах, от пространственно-временных характеристик падающего излучения иллюстрированы на примере отражения суперпозиции первой и второй гармоник титан-сапфирового лазера от кварцевого стекла.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. С.А. Козлов, О.А. Мохнатова // ЖЭТФ. 2008. Т. 133, в.2. С. 260.
2. В.К. Турков, С.А. Козлов // Сборник трудов V международного оптического конгресса «Оптика – XXI век», 2008. Т. 1. С. 149.

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СВЕТОВЫХ ВОЛН ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ ПРИ ИХ ВСТРЕЧНОМ РАСПРОСТРАНЕНИИ В НЕЛИНЕЙНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СРЕДЕ

К.С. Корешков  
СПбГУ ИТМО, Санкт-Петербург

### Введение

Оптика импульсов из малого числа колебаний, часто называемых предельно короткими импульсами [1] представляет большой интерес как своими прикладными задачами, так и фундаментальными. Особое внимание привлекает нелинейная оптика импульсов из малого числа колебаний. В большинстве опубликованных работ по нелинейной оптике предельно коротких импульсов рассматриваются эффекты их самовоздействия (например, генерации спектрального суперконтинуума). Работ же по нелинейному взаимодействию столь коротких импульсов на настоящий момент мало и в основном они посвящены анализу столкновения волн в световодах.

### Уравнение параксиальной динамики пространственно-временного спектра оптического излучения в нелинейной диэлектрической среде

Динамика поля  $\vec{E}$  параксиальных световых волн с широким временным спектром, в том числе из малого числа колебаний, в нелинейной диэлектрической среде может быть описана уравнением [1]:

$$\Delta \vec{E} - \frac{N_0^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \frac{2N_0}{c} a \frac{\partial^4 \vec{E}}{\partial t^4} - 2 \frac{N_0}{c} b \vec{E} - \frac{\varepsilon_{nl}}{c^2} \frac{\partial^2 (\vec{E} \cdot \vec{E}) \vec{E}}{\partial t^2} = 0, \quad (1)$$

где  $N_0$ ,  $a$ ,  $b$  – эмпирические константы, характеризующие дисперсию линейного показателя преломления среды  $n^2(\omega) = N_0^2 + 2cN_0a\omega^2 - 2cN_0b\omega^{-2}$ , (2)

$\varepsilon_{nl}$  – коэффициент нелинейной диэлектрической проницаемости,  $\Delta$  – лапласиан,  $t$  – время, а  $c$  – скорость света в вакууме.

Используем спектральный подход к задаче; связано это с тем, что спектральный подход в сравнении с полевым обладает рядом преимуществ. Так, например, уравнение в частных производных (1) превращается в дифференциальное уравнение в полных производных.

Для пространственно-временного спектра оптического излучения

$$\vec{G}(\omega, k_x, k_y, z) = \int \int \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{E}(t, x, y, z) e^{i(\omega t - k_x x - k_y y)} dt dx dy, \quad (3)$$

где  $\omega$ ,  $k_x$ ,  $k_y$  – частоты временного и пространственного спектра световых волн,  $z$  – направление, вдоль которого они распространяются, уравнение (1) принимает вид:

$$\frac{d^2 \vec{G}}{dz^2} + k_z^2 \vec{G} + \frac{\varepsilon_{nl} \omega^2}{c^2 (2\pi)^6} \iiint \iiint_{-\infty}^{+\infty} \vec{G}(\omega - \omega' - \omega'', k_x - k'_x - k''_x, k_y - k'_y - k''_y) \times \vec{G}(\omega', k'_x, k'_y) \times \vec{G}(\omega'', k''_x, k''_y) d\omega' dk'_x dk'_y d\omega'' dk''_x dk''_y = 0, \quad (4)$$

где  $k_z^2 = \frac{\omega^2}{c^2} n^2(\omega) - (k_x^2 + k_y^2)$

Нормируем спектральное уравнение (4), вводя переменные:  $\tilde{G} = \frac{G}{G_0}$ ,  $\tilde{z} = z \cdot k_0$ ,

$\tilde{k}_x = \frac{k_x}{k_0}$ ,  $\tilde{k}_y = \frac{k_y}{k_0}$ ,  $\tilde{\omega} = \frac{\omega}{\omega_0}$ , где  $G_0$  - максимальное значение спектральной плотности

излучения на входе в нелинейную среду (при  $z = 0$ ),  $k_0 = \frac{N_0 \omega_0}{c}$ ,  $\omega_0$  - центральная частота излучения на входе в среду. В новых переменных уравнение (4) принимает вид:

$$\frac{d^2 \tilde{G}}{dz^2} + \tilde{k}_z^2 \tilde{G} + \mu \tilde{\omega}^2 \iiint_{-\infty}^{+\infty} \iint \tilde{G}(\tilde{\omega} - \tilde{\omega}' - \tilde{\omega}'', \tilde{k}_x - \tilde{k}_x' - \tilde{k}_x'', \tilde{k}_y - \tilde{k}_y' - \tilde{k}_y'') \times \tilde{G}(\tilde{\omega}', \tilde{k}_x', \tilde{k}_y') \times \tilde{G}(\tilde{\omega}'', \tilde{k}_x'', \tilde{k}_y'') d\tilde{\omega}' d\tilde{k}_x' d\tilde{k}_y' d\tilde{\omega}'' d\tilde{k}_x'' d\tilde{k}_y'' = 0 \quad (5)$$

где  $\tilde{k}_z^2 = \tilde{\omega}^2(1 + A\tilde{\omega}^2 - B\frac{1}{\tilde{\omega}^2}) - \tilde{k}_x^2 - \tilde{k}_y^2$ ,  $A = \frac{2ac\omega_0^2}{N_0}$ ,  $B = \frac{2bc}{N_0\omega_0^2}$ ,  $\mu = \frac{\varepsilon_{nl}}{N_0^2} \omega_0^2 G_0^2 k_0^4$ .

Ниже в нормированном уравнении (5) для удобства записи значки нормировки « $\sim$ » будем опускать.

### Итерационный метод решения уравнения динамики пространственно-временного спектра оптического излучения

Уравнение (5) удобно решать методом итераций, который позволяет свести это интегро-дифференциальное уравнение к совокупности однородных и неоднородных обыкновенных дифференциальных уравнений.

Будем искать решение (5) в виде ряда:  $G(z) = G_0(z) + \mu G_1(z) + \mu^2 G_2(z) + \dots$ , (6) где  $\mu$  - параметр малости. Тогда уравнение (5) сводится к системе уравнений

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d^2 \bar{G}_0}{dz^2} + k_z^2 \bar{G}_0 = 0 \\ \frac{d^2 \bar{G}_1}{dz^2} + k_z^2 \bar{G}_1 + \iiint_{-\infty}^{+\infty} \iint \bar{G}_0(\omega - \omega' - \omega'', k_x - k_x' - k_x'', k_y - k_y' - k_y'') \times \\ \times \bar{G}_0(\omega', k_x', k_y') \times \bar{G}_0(\omega'', k_x'', k_y'') d\omega' dk_x' dk_y' d\omega'' dk_x'' dk_y'' = 0 \\ \frac{d^2 \bar{G}_2}{dz^2} + k_z^2 \bar{G}_2 + \iiint_{-\infty}^{+\infty} \iint \bar{G}_0(\omega - \omega' - \omega'', k_x - k_x' - k_x'', k_y - k_y' - k_y'') \times \\ \times \bar{G}_0(\omega', k_x', k_y') \times \bar{G}_1(\omega'', k_x'', k_y'') d\omega' dk_x' dk_y' d\omega'' dk_x'' dk_y'' + \dots = 0 \\ \dots \end{array} \right. \quad (7)$$

Решение первого обыкновенного дифференциального уравнения системы (7), рассматриваемое как нулевая итерация, находится просто и имеет вид:

$$\bar{G} = \bar{C}_1^{(0)} e^{ik_z z} + \bar{C}_2^{(0)} e^{-ik_z z}, \quad (8)$$

где  $\bar{C}_1^{(0)}(k_x, k_y, \omega)$  и  $\bar{C}_2^{(0)}(k_x, k_y, \omega)$  определяются из граничных условий.

Решение второго линейного неоднородного обыкновенного дифференциального уравнения системы (5) можно записать в виде:  $\bar{G} = \bar{C}_1 e^{ik_z z} + \bar{C}_2 e^{-ik_z z} + \bar{G}_{nl}(z)$ , (9)

где  $\bar{C}_1(\omega, k_x, k_y)$  и  $\bar{C}_2(\omega, k_x, k_y)$  - постоянные интегрирования, а  $\bar{G}_{nl}(z)$  - частное решение неоднородного уравнения. Это частное решение можно получить в виде:

$$\bar{G}_{nl}(z) = \bar{C}_1^{(1)}(z) e^{ik_z z} + \bar{C}_2^{(1)}(z) e^{-ik_z z}, \quad (10)$$

где коэффициенты  $\bar{C}_1^{(1)}$  и  $\bar{C}_2^{(1)}$  можно получить из системы:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{d\bar{C}_1^{(1)}(z)}{dz} &= \frac{i}{2k_z} e^{-ik_z z} \frac{1}{(2\pi)^6} \iiint_{-\infty}^{+\infty} \iiint_{-\infty}^{+\infty} \bar{G}_0(\omega - \omega' - \omega'', k_x - k'_x - k''_x, k_y - k'_y - k''_y) \times \\ &\times \bar{G}_0(\omega', k'_x, k'_y) \times \bar{G}_0(\omega'', k''_x, k''_y) d\omega' dk'_x dk'_y d\omega'' dk''_x dk''_y \\ \frac{d\bar{C}_2^{(1)}(z)}{dz} &= \frac{-i}{2k_z} e^{ik_z z} \frac{1}{(2\pi)^6} \iiint_{-\infty}^{+\infty} \iiint_{-\infty}^{+\infty} \bar{G}_0(\omega - \omega' - \omega'', k_x - k'_x - k''_x, k_y - k'_y - k''_y) \times \\ &\times \bar{G}_0(\omega', k'_x, k'_y) \times \bar{G}_0(\omega'', k''_x, k''_y) d\omega' dk'_x dk'_y d\omega'' dk''_x dk''_y \end{aligned} \right. \quad (11)$$

Для гауссовых пучков:  $\bar{C}_1^{(0)} = E_{01} \frac{\rho_{01}^2 \tau_{01} \pi^{3/2}}{2i} e^{-\frac{k_x^2 + k_y^2}{4} \rho_{01}^2} e^{-\frac{(\omega - \omega_{01})^2}{4} \tau_{01}^2}$  – на границе  $z=0$

$\bar{C}_2^{(0)} e^{-ik_z L} = E_{02} \frac{\rho_{02}^2 \tau_{02} \pi^{3/2}}{2i} e^{-\frac{k_x^2 + k_y^2}{4} \rho_{02}^2} e^{-\frac{(\omega - \omega_{02})^2}{4} \tau_{02}^2}$  – на границе  $z=L$

где  $E_{01}$ ,  $E_{02}$  – амплитудные,  $\rho_{01}$ ,  $\rho_{02}$  – поперечные, а  $\tau_{01}$ ,  $\tau_{02}$  – временные размеры встречных световых пучков.

Пример спектра волны, генерируемой на комбинационной частоте:

$$G = \frac{\pi^{15/2} E_{01}^2 E_{02}^2 \rho_{01}^4 \rho_{02}^2 \tau_{01}^2 \tau_{02}^2 e^{\frac{\omega^2 \tau_{01}^2 + \omega_{02}^2 \tau_{02}^2 + \omega^2 \tau_{01}^2 + \tau_{02}^2}{2}} e^{\frac{\omega^2 N_0^2}{c^2}} e^{-\frac{2N_0^2}{c^2} iz} (\omega_{01} \omega \tau_{01}^2 + \omega^2 (\tau_{01}^2 + \tau_{02}^2) - 2\omega_{02} \omega \tau_{02}^2)}{(2i)^3 \left( \left( \rho_{01}^2 + \frac{1}{2} \rho_{02}^2 + 2iz \right)^3 + \left( \rho_{01}^2 + \frac{1}{2} \rho_{02}^2 + 2iz \right)^2 \right)} \times$$

$$\frac{(k_x^2 + k_y^2) \left( \left( \rho_{01}^2 + \frac{1}{2} \rho_{02}^2 + 2iz \right)^2 + 4 \left( \rho_{01}^2 + \frac{1}{2} \rho_{02}^2 + 2iz \right)^3 + \left( \rho_{01}^2 + \frac{1}{2} \rho_{02}^2 + 2iz \right)^4 \right)}{4 \left( \left( \rho_{01}^2 + \frac{1}{2} \rho_{02}^2 + 2iz \right) + \left( \rho_{01}^2 + \frac{1}{2} \rho_{02}^2 + 2iz \right)^2 \right)} \times$$

$$\frac{e^{-\frac{4\omega_{01}^2 \tau_{01}^2 + 3\omega_{02}^2 \tau_{02}^2}{4}} e^{-\frac{(k_x^2 + k_y^2) iz}{2}} e^{-\frac{6N_0 b iz}{c}} e^{-\frac{4 \left( \left( \rho_{01}^2 + \frac{1}{2} \rho_{02}^2 + 2iz \right) + \left( \rho_{01}^2 + \frac{1}{2} \rho_{02}^2 + 2iz \right)^2 \right)}{4}}}{\sqrt{\left( 2 \frac{N_0^2}{c^2} iz - \frac{3}{4} \tau_{01}^2 - \frac{1}{2} \tau_{02}^2 \right) \left( 2 \frac{N_0^2}{c^2} iz - \frac{1}{2} \tau_{01}^2 - \frac{1}{2} \tau_{02}^2 + \frac{1}{4} \tau_{01}^4 + \frac{1}{2} \tau_{01}^2 \tau_{02}^2 + \frac{1}{4} \tau_{02}^4 \right)}} \times$$

$$\frac{\left( \frac{\omega (\tau_{01}^2 + \tau_{02}^2) - 2 \frac{N_0^2}{c^2} \omega iz + \frac{1}{4 \left( 2 \frac{N_0^2}{c^2} iz - \frac{3}{4} \tau_{01}^2 - \frac{1}{2} \tau_{02}^2 \right)} \left( 2 \frac{N_0^2}{c^2} (\tau_{01}^2 + \tau_{02}^2) \omega iz - \frac{\omega_{01} + \omega}{2} \tau_{01}^4 + \frac{2\omega_{02} + \omega}{2} \tau_{02}^4 + \left( \omega_{02} - \omega - \frac{\omega_{01}}{2} \right) \tau_{01}^2 \tau_{02}^2 \right)}{4 \left( 2 \frac{N_0^2}{c^2} iz - \frac{1}{2} \tau_{01}^2 - \frac{1}{2} \tau_{02}^2 + \frac{1}{4} \tau_{01}^4 + \frac{1}{2} \tau_{01}^2 \tau_{02}^2 + \frac{1}{4} \tau_{02}^4 \right)} \right)}{\times e} \times$$

$$\frac{-\frac{\omega}{2} (\omega_{01} \tau_{01}^4 + \omega_{01} \tau_{01}^2 \tau_{02}^2 - 2\omega_{02} \tau_{01}^2 \tau_{02}^2 + 2\omega_{02} \tau_{02}^4) - \omega^2 \left( \frac{1}{4} \tau_{01}^4 + \frac{1}{2} \tau_{01}^2 \tau_{02}^2 + \frac{1}{4} \tau_{02}^4 - 4 \frac{N_0^4}{c^4} z^2 \right)}{e^{-\frac{\omega_{01}^2 \tau_{01}^4}{2} + \omega_{01} \omega_{02} \tau_{01}^2 \tau_{02}^2 - \omega_{02}^2 \tau_{02}^4}} e^{-\frac{(k_x^2 + k_y^2)}{8} (2\rho_{01}^2 + \rho_{02}^2)}$$

## ЛИТЕРАТУРА

1. С.А. Козлов, В.В. Самарцев "Оптика фемтосекундных лазеров" СПб: СПбГУ ИТМО, 2007. 218 с.
2. С.А. Козлов, С.В. Сазонов // ЖЭТФ, 1997. Т. 111, в. 2. С. 404.
3. Г. Агравал "Нелинейная волоконная оптика" М., Мир, 1996.
4. С.А. Ахманов, В.А. Выслоух, С.А. Чиркин "Оптика фемтосекундных лазерных импульсов" М, Наука, 1988.

## НЕЛИНЕЙНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СОНАПРАВЛЕННЫХ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ СО СПЕКТРАМИ В ОБЛАСТИ АНОМАЛЬНОЙ ГРУППОВОЙ ДИСПЕРСИИ СРЕДЫ

А.А. Булеев, Д.А. Медвинский, М.А. Бахтин

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

Недавние исследования по нелинейному взаимодействию двух спектральных суперконтинуумов выявили ряд особенностей этого процесса. Так, например, в работах [1, 2] было показано, что в результате такого взаимодействия может формироваться регулярная последовательность фемтосекундных импульсов с частотой повторения 10-50 ТГц, и спектр этой последовательности имеет выраженную квазидискретную структуру. В работах [1, 2] исследовалось взаимодействие импульсов с центральными длинами волн 390 нм и 780 нм в стандартном волноводе из кварцевого стекла, т.е. спектр обоих импульсов преимущественно находился в области нормальной групповой дисперсии среды. В настоящей работе рассматривается взаимодействие импульсов, спектр которых лежит в области аномальной групповой дисперсии. При использовании в качестве нелинейной среды кварцевого стекла для выполнения этого условия необходимо рассматривать импульсы с центральными длинами волн, лежащими в инфракрасном диапазоне.

Для исследования столкновения импульсов из малого числа колебаний и с разным спектральным составом в настоящей работе нами выбран подход, основанный на анализе непосредственно поля излучения. Основное уравнение, описывающее динамику поля линейно поляризованного излучения в однородных и изотропных прозрачных средах с дисперсией и нерезонансной электронной нелинейностью, можно записать в виде [3]:

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{N_0}{c} \frac{\partial E}{\partial t} + a \frac{\partial^3 E}{\partial t^3} - b \int_{-\infty}^t E d\tau + gE^2 \frac{\partial E}{\partial t} = 0, \quad (1)$$

где  $E$  – напряженность электрического поля излучения;  $z$  – направление, вдоль которого оно распространяется;  $t$  – время;  $N_0$ ,  $a$ ,  $b$  – параметры среды, описывающие дисперсию ее линейного показателя преломления,  $g$  – характеристика среды, связанная с ее коэффициентом нелинейного показателя преломления  $n_2$  выражением  $g = \frac{2n_2}{c}$ ;  $c$  – скорость света в вакууме.

На основе численного моделирования уравнения (1) рассмотрим столкновение импульсов с центральными длинами волн:

$\lambda_1=2\pi c/\omega_1=2500$  нм;  $\lambda_2=2\pi c/\omega_2=1250$  нм; длительностями  $\tau_1=\tau_2=30$  фс; интенсивностями на входе в среду  $I_1=I_2=10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup> и временной задержкой  $\Delta\tau=80$  фс в кварцевом стекле, у которого:  $N_0=1.4508$ ;  $a=2.7401\cdot 10^{-44}$  с<sup>3</sup>/см;  $b=3.9437\cdot 10^{17}$  1/(с·см);  $n_2=2.9\cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup>/Вт [4].

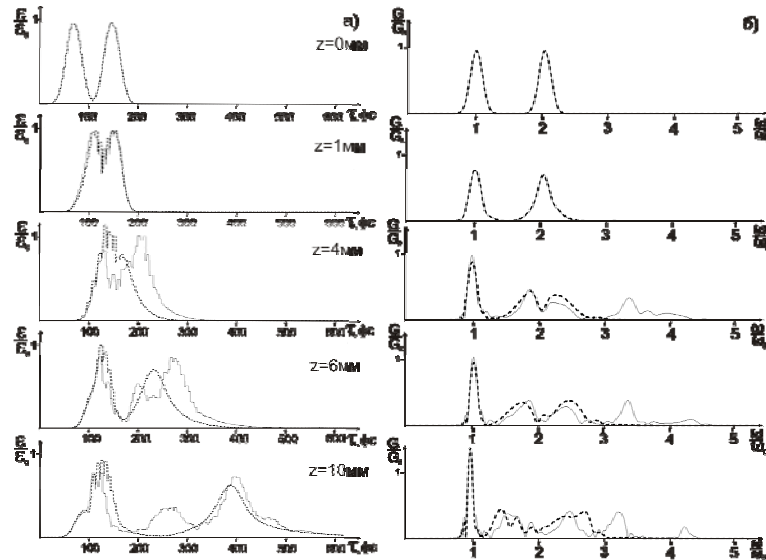


Рис. 1. Динамика а) огибающей электрического поля взаимодействующих импульсов  $\varepsilon(z, t)$ , нормированной на максимум входной амплитуды  $\varepsilon_0$ , и б) спектральной плотности формирующейся полевой структуры,  $|G(z, \omega)/G_0|$  для импульсов с входными интенсивностями  $I_1=I_2=10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup> в волокне из кварцевого стекла, сплошная линия – результат взаимодействия, пунктирная линия – интерференция импульсов прошедших по разным каналам без взаимодействия.

На Рис. 1 приведены результаты расчета динамики взаимодействия импульсов в кварцевом стекле (сплошная линия). Для наглядности на этом рисунке изображены временные огибающие импульсов  $\varepsilon(z, t)$ , соединяющие максимальные значения электрического поля излучения, эволюция которого рассчитывалась по уравнению (1). Для того, чтобы отделить эффекты, проявляющиеся в результате взаимодействия, от эффектов самовоздействия импульсов, для сравнения, на графике приведен результат сложения (интерференции) импульсов прошедших то же самое расстояние в нелинейной среде, но по разным каналам, и сведенным только на выходе из нелинейной среды (пунктирная линия). Справа на Рис. 1 приведена динамика спектральной плотности взаимодействующих импульсов. Если сравнивать эти результаты с результатами полученными при исследовании взаимодействия импульсов в области нормальной групповой дисперсии [1], можно видеть, что в области аномальной групповой дисперсии эффект генерации «комбинационных» частот проявляется в большей степени по сравнению со случаем нормальной групповой дисперсии. Так же, можно видеть, что в отличие от

взаимодействия импульсов в области нормальной групповой дисперсии, в данном случае взаимодействие не приводит к образованию последовательности импульсов, а приводит к разделению всей полевой структуры на три выделенных образования.

В работе изучены сценарии нелинейного взаимодействия фемтосекундных импульсов, спектр которых лежит в области аномальной групповой дисперсии. В отличие от области нормальной групповой дисперсии, при слиянии спектров взаимодействующих импульсов, не удастся получить квазидискретный спектральный суперконтинуум, типичный для случая нормальной групповой дисперсии. При этом в стандартном волокне из кварцевого стекла при таком взаимодействии существенно усиливается генерация излучения на «комбинационных» частотах в районе четвертой гармоники по сравнению со случаем нормальной групповой дисперсии. Таким образом, можно утверждать, что сценарии взаимодействия импульсов со спектрами в области аномальной групповой дисперсии существенно отличаются от сценариев взаимодействия импульсов со спектрами в области нормальной групповой дисперсии.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. М.А. Бахтин, С.А. Козлов, Ю.А. Шполянский. // Оптический журнал, 2007. Т. 74, №11. С. 24.
2. М.А. Бахтин, С.А. Козлов. // Оптика и спектроскопия, 2005. Т. 98, N 3. С. 425.
3. С.А. Козлов, С.В. Сазонов // ЖЭТФ, 1997. Т. 111, В. 2. С. 404.
4. М.А. Бахтин, С.Ю. Колесникова, Ю.А. Шполянский. Сравнение точности аппроксимации дисперсии кварцевого стекла в методах медленно меняющейся огибающей и медленно меняющегося профиля. В кн. “Современные технологии”. СПб, 2001, С. 196.

## О ДИНАМИКЕ СПЕКТРА ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ В ОДНООСНОМ КРИСТАЛЛЕ

В.А. Халяпин

*Калининградский государственный технический университет*

В последнее время уделяется значительное внимание вопросам, касающимся изучения поведения спектра предельно коротких импульсов (ПКИ) в различных средах. Этот интерес обусловлен их возможным применением в системах оптической связи. С теоретической точки зрения интерес к ПКИ связан с качественно новыми особенностями их взаимодействия с веществом. Кроме того, широкое практическое применение ПКИ находят в спектроскопии.

Таким образом, приобретает актуальность исследование поведения спектра ПКИ, чему и посвящена настоящая работа.

Пусть ПКИ, поляризованный в плоскости необыкновенной волны, распространяется вдоль оси  $z$ , под углом  $\varphi$  к оптической оси одноосного кристалла в области нормальной дисперсии групповой скорости (центральная частота импульса лежит ниже характерных частот ионных переходов среды). Соответствующее волновое уравнение имеет вид [1]

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{a_2}{2} \frac{\partial E^2}{\partial \tau} - \delta_e \frac{\partial^3 E}{\partial \tau^3} = 0 \quad (1)$$

и представляет собой уравнение Кортевега-де Вриза. Здесь  $E$  – электрическое поле импульса,  $\tau = t - n_e z / c$  – время в сопровождающей системе координат,  $n_e$  – коэффициент преломления необыкновенной волны,  $c$  – скорость света в вакууме,  $a_2$  – коэффициент при квадратичной нелинейности, а  $\delta_e$  – включает в себя ионную и электронную дисперсию необыкновенной компоненты.

Динамику спектра будем исследовать с помощью спектрального уравнения, соответствующего (1)

$$\frac{\partial F(\omega, z)}{\partial z} + i\delta_e \omega^3 F(\omega, z) + \frac{ia_2 \omega}{2} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega - \omega_2, z) F(\omega_2, z) d\omega_2 = 0, \quad (2)$$

где  $E(\tau, z) = \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega, z) e^{i\omega\tau} d\omega$ ,  $F(\omega, z)$  – спектральная плотность сигнала.

Применяя к интегро-дифференциальному уравнению (2) метод итераций, получаем



$$F(\omega, z) = \left( F(\omega, 0) + \frac{a_2 \omega}{2\delta_e} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{F_0(\omega_2) F_0(\omega - \omega_2) e^{-i3\delta_e z (\omega_2^2 \omega - \omega^2 \omega_2)}}{(\omega - \omega_2)^3 - \omega_2^3} d\omega_2 \right) e^{-i\delta_e z \omega^3}. \quad (3)$$

В (3) введено обозначение  $F_0(\omega) \equiv F(\omega, 0)$  – профиль спектральной плотности на входе ( $z=0$ ). Используя метод перевала [2] для интегрального слагаемого в (3), получаем

$$F(\omega, z) = \left( F_0(\omega) + \frac{2a_2}{\delta_e \omega^2} \sqrt{\frac{\pi}{3\delta_e \omega z}} F_0^2\left(\frac{\omega}{2}\right) e^{i\left(\frac{3\delta_e}{4} \omega^3 z - \frac{\pi}{4}\right)} \right) e^{-i\delta_e z \omega^3}. \quad (4)$$

Если входной профиль импульса описывается гауссовским законом  $E(\tau, 0) = A e^{-\gamma^2 \tau^2} \cos(\omega_0 \tau)$ , то спектральная плотность представляет собой вещественную функцию и имеет вид

$$F(\omega, 0) = \frac{A}{4\sqrt{\pi\gamma}} e^{-\frac{(\omega_0 - \omega)^2}{4\gamma^2}}. \quad (5)$$

Здесь  $A$  – амплитуда входного сигнала,  $\gamma$  – его обратная длительность,  $\omega_0$  – центральная частота импульса.

Из (4) получаем выражение для квадрата модуля спектральной плотности сигнала

$$|F(\omega, z)|^2 = F_0^2(\omega) + 2BF_0^2\left(\frac{\omega}{2}\right)F_0(\omega) \cos\left(\frac{3\delta_e}{4} \omega^3 z - \frac{\pi}{4}\right) + B^2 F_0^4\left(\frac{\omega}{2}\right), \quad (6)$$

где  $B = 2a_2 \sqrt{\pi} / \delta_e \omega^2 \sqrt{3z\delta_e \omega}$ . Соотношение (6) описывает генерацию второй гармоники. Продолжая итерационную процедуру, из (2) можно получить эволюцию и высших гармоник. Подобный вид спектра был численно получен в работе [3] при описании генерации терагерцового суперконтинуума в одноосном кристалле.

Рассмотрим, теперь, динамику спектра ПКИ при нерезонансном распространении обыкновенной компоненты вдоль оптической оси в области нормальной дисперсии групповой скорости. Данный процесс описывается модифицированным уравнением Кортевега-де Вриза [4], которое имеет вид

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{a_3}{3} \frac{\partial E^3}{\partial \tau} - \delta_o \frac{\partial^3 E}{\partial \tau^3} = 0. \quad (7)$$

Здесь  $\tau = t - n_o z / c$  – время в сопровождающей системе координат,  $n_o$  – коэффициент преломления обыкновенной волны,  $a_3$  – коэффициент при кубической нелинейности, а  $\delta_o$  – описывает электронную и ионную дисперсию импульса.

Динамику спектра будем исследовать с помощью спектрального уравнения [5]

$$\frac{\partial F(\omega, z)}{\partial z} + i\delta_o \omega^3 F(\omega, z) + \frac{ia_3 \omega}{3} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega - \alpha, z) F(\alpha - \beta, z) F(\beta, z) d\alpha d\beta = 0. \quad (8)$$

Применяя к интегро-дифференциальному уравнению (8) метод итераций и перевала, получаем

$$F(\omega, z) = \left[ F_0(\omega) + \frac{\pi a_3}{9\delta_o \omega^3 z} \left( |F_0(\omega)|^2 F_0(\omega) - 9\sqrt{3}i F_0\left(\frac{\omega}{3}\right) e^{\frac{8i\delta_o \omega^3 z}{9}} \right) \right] e^{-i\delta_o \omega^3 z}. \quad (9)$$

Здесь  $G = a_3 \pi / 3 \delta_o^2 \omega^3 z$ . Выражение (9) позволяет описать генерацию спектрального суперконтинуума импульса, распространяющегося как в одноосном кристалле, так и в изотропном диэлектрике.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект # 09-02-00503).

## ЛИТЕРАТУРА

1. С.В. Сазонов, А.Ф. Соболевский // Письма в ЖЭТФ. 2002. Т. 75. № 12. С. 746.
2. А. Найфэ "Введение в методы возмущения" Москва.: Мир, 1984.
3. А.Н. Бугай, С.В. Сазонов // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 87. № 8. С. 470.
4. С.А. Козлов, С.В. Сазонов // ЖЭТФ. 1997. Т. 111. С. 404.
5. V.G. Bespalov, S.A. Kozlov, Yu.A. Shpolyanskiy, T.A. Walmsley // Phys. Review A. 2002. V. 66. P. 013811.

НЕПАРАКСИАЛЬНАЯ ДИНАМИКА ПРОСТРАНСТВЕННОГО  
СПЕКТРА МОНОХРОМАТИЧЕСКОЙ ДВУМЕРНОЙ  
ТЕ-ВОЛНЫ В СРЕДЕ С КУБИЧНОЙ ПО ПОЛЮ  
НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

Е.В. Сысова

СПбГУ ИТМО, Санкт-Петербург

С помощью итерационного метода в работе [8] найдено аналитическое решение уравнения непараксиальной динамики пространственного спектра монохроматической ТЕ-волны с кубичной по полю нелинейностью, которое в двухитерационном приближении принимает вид:

$$G(k_x, z) = G_{\text{лин}}(k_x, z) + \mu G_1(k_x, z) = C_{1\text{лин}}(k_x) e^{i\sqrt{1-k_x^2}z} + \mu \left[ C_{1\text{нл}}(k_x) e^{i\sqrt{1-k_x^2}z} + C_{2\text{нл}}(k_x) e^{-i\sqrt{1-k_x^2}z} + F(k_x, z) \right], \quad (1)$$

где  $k_x$  - пространственная частота, ось  $z$  - выделенное направление, вдоль которого распространяется излучение,  $G_{1\text{лин}}(k_x, z) = C_{1\text{лин}}(k_x) e^{i\sqrt{1-k_x^2}z}$  - линейное решение однородного уравнения непараксиальной динамики пространственного спектра, выбранное в качестве начального итерационного шага,  $\mu = \frac{3\omega^2}{4\pi} \chi G_0^2$  - нелинейная добавка,  $c$  - скорость света в вакууме, нелинейные коэффициенты выражении, примут вид:

$$C_{1\text{нл}}(C_{1\text{лин}}(k_x), k_x) = -\frac{1}{2\sqrt{1-k_x^2}} \iint_{\pm\infty} \frac{C_{1\text{лин}}^*(\alpha - k_x) C_{1\text{лин}}(\alpha - \beta) C_{1\text{лин}}(\beta) d\alpha d\beta}{-\sqrt{1-k_x^2} - \sqrt{1-(\alpha - k_x)^2} + \sqrt{1-(\alpha - \beta)^2} + \sqrt{1-\beta^2}} + C_1(k_x, 0), \quad (2)$$

$$C_{2\text{нл}}(C_{1\text{лин}}(k_x), k_x) = \frac{1}{2\sqrt{1-k_x^2}} \iint_{\pm\infty} \frac{C_{1\text{лин}}^*(\alpha - k_x) C_{1\text{лин}}(\alpha - \beta) C_{1\text{лин}}(\beta) d\alpha d\beta}{\sqrt{1-k_x^2} - \sqrt{1-(\alpha - k_x)^2} + \sqrt{1-(\alpha - \beta)^2} + \sqrt{1-\beta^2}} + C_2(k_x, 0), \quad (3)$$

$$F(C_{1\text{лин}}(k_x), k_x, z) = \iint_{\pm\infty} \frac{C_{1\text{лин}}^*(\alpha - k_x) C_{1\text{лин}}(\alpha - \beta) C_{1\text{лин}}(\beta) e^{i(-\sqrt{1-(\alpha - k_x)^2} + \sqrt{1-(\alpha - \beta)^2} + \sqrt{1-\beta^2})z} d\alpha d\beta}{-\left(\sqrt{1-k_x^2}\right)^2 + \left(-\sqrt{1-(\alpha - k_x)^2} + \sqrt{1-(\alpha - \beta)^2} + \sqrt{1-\beta^2}\right)^2}. \quad (4)$$

Воспользуемся разложением экспоненциальной функции в ряд Тейлора, получим приближенное выражение вида:

$$e^{i\sqrt{1-k_x^2}z} \approx 1 + i\sqrt{1-k_x^2}z - \frac{1}{2}(1-k_x^2)z^2 \quad \text{и} \quad e^{-i\sqrt{1-k_x^2}z} \approx 1 - i\sqrt{1-k_x^2}z - \frac{1}{2}(1-k_x^2)z^2,$$

при  $k_x \in (-\infty, \infty)$ . Как видно из полученных выражений (2) - (4), решение дифференциального уравнения содержит секулярный член. Если волновое число стремительно приближается к единицы, то даже при очень малом

парамetre нелинейности можно вызвать ощутимые изменения спектральной функции. Таким образом, при  $k_x \rightarrow 1$  решения уравнения:

$$G(k_x, z) = C_{1лин}(k_x) + C_{1лин}(k_x) \left( i\sqrt{1-k_x^2} \right) z - \frac{1}{2} (1-k_x^2) C_{1лин}(k_x) z^2 + \\ + \mu \left[ C_{1нл}(k_x) + C_{1нл}(k_x) \left( i\sqrt{1-k_x^2} \right) z - \frac{1}{2} (1-k_x^2) C_{1нл}(k_x) z^2 + \right. \\ \left. + C_{2нл}(k_x) - C_{2нл}(k_x) \left( i\sqrt{1-k_x^2} \right) z - \frac{1}{2} (1-k_x^2) C_{2нл}(k_x) z^2 + F(k_x, z) \right], \quad (5)$$

где  $C_{1нл}(k_x)$ ,  $C_{2нл}(k_x)$  определяются формулами (2) и (3) соответственно и как рассмотрено выше, а  $F(C_{1лин}(k_x), k_x, z)$  примет вид:

$$F(C_{1лин}(k_x), k_x, z) = \iint_{\pm\infty} \frac{C_{1лин}^*(\alpha - k_x) C_{1лин}(\alpha - \beta) C_{1лин}(\beta) d\alpha d\beta}{-\left(\sqrt{1-k_x^2}\right)^2 + \left(-\sqrt{1-(\alpha - k_x)^2} + \sqrt{1-(\alpha - \beta)^2} + \sqrt{1-\beta^2}\right)^2} + \\ + \iint_{\pm\infty} i \frac{C_{1лин}^*(\alpha - k_x) C_{1лин}(\alpha - \beta) C_{1лин}(\beta) d\alpha d\beta i \left(-\sqrt{1-(\alpha - k_x)^2} + \sqrt{1-(\alpha - \beta)^2} + \sqrt{1-\beta^2}\right)}{-\left(\sqrt{1-k_x^2}\right)^2 + \left(-\sqrt{1-(\alpha - k_x)^2} + \sqrt{1-(\alpha - \beta)^2} + \sqrt{1-\beta^2}\right)^2} z - \\ - \frac{1}{2} \iint_{\pm\infty} \frac{C_{1лин}^*(\alpha - k_x) C_{1лин}(\alpha - \beta) C_{1лин}(\beta) \left(-\sqrt{1-(\alpha - k_x)^2} + \sqrt{1-(\alpha - \beta)^2} + \sqrt{1-\beta^2}\right)^2 d\alpha d\beta}{-\left(\sqrt{1-k_x^2}\right)^2 + \left(-\sqrt{1-(\alpha - k_x)^2} + \sqrt{1-(\alpha - \beta)^2} + \sqrt{1-\beta^2}\right)^2} z^2. \quad (6)$$

Анализируя уравнения (5), в приближении  $k_x \rightarrow 1$ , получим выражение  $[C_{1нл}(k_x) + C_{2нл}(k_x)] \rightarrow 0$ . Аналитическое решение уравнения, полученное непосредственно подстановкой  $k_x = 1$  в спектральное уравнение, имеет вид:

$$G(k_x, z) = C_{1лин}(k_x) + \mu \left( -\frac{1}{2} \left[ \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} C_{1лин}^*(\alpha - k_x) C_{1лин}(\alpha - \beta) C_{1лин}(\beta) d\alpha d\beta \right] z^2 + A(k_x)z + B(k_x) \right). \quad (7)$$

Сравнивая полученное приближенное решение (5)-(6) с аналитическим (7) и приравнявая соответствующие члены выражения, стоящие при одинаковых степенях  $z$ , получим:

$$z^2 : -\frac{1}{2} \iint_{\pm\infty} C_{1лин}^*(\alpha - k_x) C_{1лин}(\alpha - \beta) C_{1лин}(\beta) d\alpha d\beta = -\frac{1}{2} \iint_{\pm\infty} C_{1лин}^*(\alpha - k_x) C_{1лин}(\alpha - \beta) C_{1лин}(\beta) d\alpha d\beta, \\ z^1 : A(k_x) = \iint_{\pm\infty} i \frac{C_{1лин}^*(\alpha - k_x) C_{1лин}(\alpha - \beta) C_{1лин}(\beta) d\alpha d\beta i}{\left(-\sqrt{1-(\alpha - k_x)^2} + \sqrt{1-(\alpha - \beta)^2} + \sqrt{1-\beta^2}\right)}, \\ z : B(k_x) = \iint_{\pm\infty} \frac{C_{1лин}^*(\alpha - k_x) C_{1лин}(\alpha - \beta) C_{1лин}(\beta) d\alpha d\beta}{\left(-\sqrt{1-(\alpha - k_x)^2} + \sqrt{1-(\alpha - \beta)^2} + \sqrt{1-\beta^2}\right)^2}. \quad (8)$$

Важно отметить, что следует различать область  $k_x \rightarrow 1 - \varepsilon$  и область  $k_x \rightarrow 1 + \varepsilon$ . С учетом этого решение, полученное с помощью

непараксиального приближения, может быть записано двумя различными выражениями, соответственно выражение (9) и выражение (10):

$$G(k_x, z) = C_{1лин}(k_x)e^{iz} + \mu e^{i\sqrt{1-\varepsilon^2}z} \iint_{\pm\infty} C_{1лин}^*(\alpha - \sqrt{1-\varepsilon^2}) C_{1лин}(\alpha - \beta) C_{1лин}(\beta) d\alpha d\beta, \quad (9)$$

$$G(k_x, z) = C_{1лин}(k_x)e^{-\varepsilon z} + \mu \cdot e^{i(\sqrt{1+\varepsilon^2})z} \iint_{\pm\infty} C_{1лин}^*(\alpha - \sqrt{1+\varepsilon^2}) C_{1лин}(\alpha - \beta) C_{1лин}(\beta) d\alpha d\beta. \quad (10)$$

Заметим, что при переходе волны из одной дисперсионной области в другую, происходит переход от комплексных к действительным значениям функции, а также смена направления распространения волны. Влияние прямой волны ослабевает и возникает обратное излучение, что может быть причиной коллапса световой волны при ее распространении.

Функция, заданная гауссовым пучком, прекрасно решает проблему интегрирования и представляет непараксиальное решение

для первой области :  $G(k_x, z) = 6e^{-9k_x^2} \sqrt{\pi} e^{i\sqrt{1-k_x^2}z} + \mu \cdot e^{ik_x z} \left( 8e^{-3k_x^2} \pi^{\frac{5}{2}} \sqrt{3} \right), \quad (11)$

для второй области:  $G(k_x, z) = 6e^{-9k_x^2} \sqrt{\pi} e^{-\sqrt{1-k_x^2}z} + \mu \cdot e^{ik_x z} \left( 8e^{-3k_x^2} \pi^{\frac{5}{2}} \sqrt{3} \right), \quad (12)$

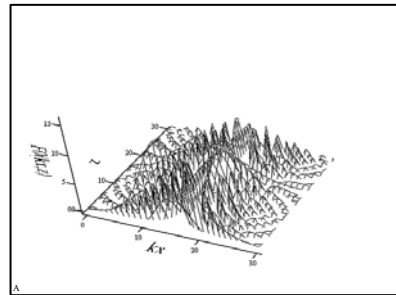
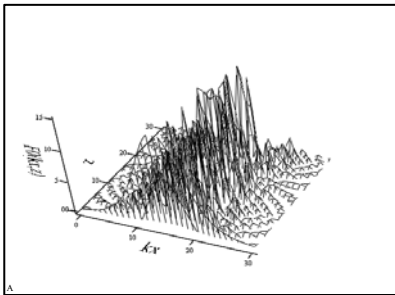


Рис. 1. График, представленный выр. (11).

Рис. 2. График, представленный выр. (12).

Функция, имеющая ступенчатый характер распространения, значительно упрощает проблему интегрирования, получим выражения для решения, представленные соответственно выражением (13) и (14):

$$G(k_x, z) = C_0 e^{i\sqrt{1-k_x^2}z} + \mu \cdot e^{ik_x z} (4C_0^3 k^2), \quad \text{где } |1 - \varepsilon^2| \leq k^2, \quad (13)$$

$$G(k_x, z) = C_0 e^{-\sqrt{1-k_x^2}z} + \mu \cdot e^{ik_x z} (4C_0^3 k^2), \quad \text{где } |1 + \varepsilon^2| \leq k^2, \quad (14)$$

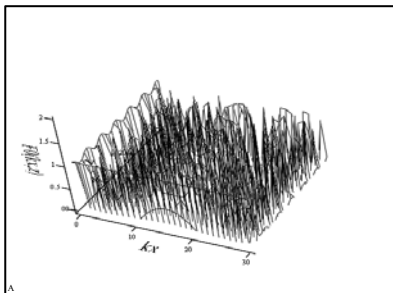


Рис. 3. График, представленный выр. (13).

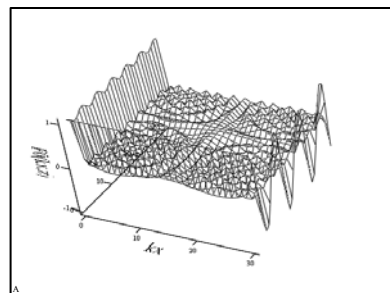


Рис. 4. График, представленный выр. (14).

Выведенное в работе [8] уравнение позволяет анализировать нелинейную эволюцию светового излучения, пространственный спектр которого может становиться очень широким. Описание уширения пространственного спектра излучения (например, из-за самофокусировки) возможно до его ширины, сопоставимой с волновым числом. Если в спектре появляются частоты  $k_x$ , большие волнового числа, то подкоренные выражения становятся много меньше единицы и подынтегральные функции становятся действительными. Этим компонентам пространственного спектра соответствуют экспоненциально изменяющиеся вдоль оси  $z$  поля, аналогичные полям, возникающим при полном внутреннем отражении [6]. При распространении излучения с таким сверхуширенным пространственным спектром следует дополнительно анализировать возможность генерации обратной волны.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Г.А. Аскарьян // ЖЭТФ. 1962. 42(6). С.1567.
2. И.Р. Шен “Принципы нелинейной оптики” М.: Наука, 1989. 557 с.
3. С.Н. Власов, В.И. Таланов “Самофокусировка волн” Нижн. Новг: ИПФ РАН, 1997. 220с.
4. S.L. Chin, S.A. Hosseini, W. Liu et al. //Can. J. Phys. 2005. V. 83(9). P. 863
5. С.А. Козлов, В.В. Самарцев “Оптика фемтосекундных лазеров” СПб: СПбГУ ИТМО, 2007. 218 с.
6. С.А. Изъюров, С.А. Козлов // Письма в ЖЭТФ. 2000. Т. 71. В. 11. С. 666.
7. С.А. Козлов, П.А. Петрошенко // Письма в ЖЭТФ. 2002. Т. 76. № 4. С. 241.
8. Е.В. Сысова // Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО\*, СПб, СПбГУ ИТМО, выпуск 58, с. 47-50, 2008.
9. Л.Э. Эльсгольц “Дифференциальные уравнения и вариационное исчисление” М.: Эдиториал УРСС, 2000. 424 с.
10. “Основы теории колебаний: Учеб. Руководство” В.В. Мигулин, В.И. Медведев, Е.Р. Мустель, В.Н. Парыгин; Под ред. В.В. Мигулина. – 2-е изд., перераб.–М.: Наука. Гл. ред. физ.- мат. лит.,1988. 392 с.
11. О.Х. Хасанов //Известия РАН. 2006. Т. 70. № 12. С. 1740.
12. А.П. Сухоруков, Р.Г. Майоров, А.В. Чурилова, Ф. Микеолотти // Известия РАН. Сер. физ. 2001. Т. 65. №4. С. 566.

## НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ РЕЗОНАНСНОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ В ОПТИКЕ И АКУСТИКЕ

С.В. Сазонов

*Российский научный центр «Курчатовский институт»*

После создания в 60-х годах прошлого столетия импульсных лазеров, работающих на принципах модуляции добротности и синхронизации мод, появилась возможность исследовать эффекты взаимодействия когерентного излучения с веществом, не разрушаемые процессами необратимой релаксации. В этих случаях длительности  $\tau_p$  световых импульсов значительно короче времени  $T_2$  необратимой фазовой релаксации. Абсолютные значения  $\tau_p$  лежат в интервале от нано- до пикосекунд.

В 1967 году был экспериментально обнаружен и теоретически объяснен резонансный эффект самоиндуцированной прозрачности (СИП) [1]. Заключается данное явление в следующем. Слабый сигнал, подаваемый на резонансную поглощающую среду, испытывает в ней экспоненциальное поглощение, согласно хорошо известному закону Бэра. Если же интенсивность оптического импульса превышает некоторое критическое значение, характеризуемое параметрами среды, то такой импульс распространяется, не испытывая поглощения. Мощный импульс изменяет параметры среды таким образом, что делает ее прозрачной для себя. Так как явление СИП обладает порогом по интенсивности, становится понятным, что оно имеет нелинейную природу. Если говорить более точно, то в случае СИП оптические импульсы представляют собой солитоны, которые, по сложившейся терминологии, называют  $2\pi$ -импульсами. Дело в том, что двухуровневый атом, частота перехода  $\omega_0$  которого совпадает с несущей частотой  $\omega$  импульса, подобен маятнику, а явление СИП соответствует ситуации, когда такой маятник совершает полный оборот вокруг точки подвеса. Передним фронтом импульс переводит атомы из основного состояния в возбужденное, а задним индуцировано возвращает их обратно. Т.е. при СИП происходит периодический обмен энергией между оптическим импульсом и резонансной средой. Отсюда становится понятным, что скорость импульса должна быть меньше линейной скорости света в данной среде. В экспериментах были обнаружены замедления в распространении, соответствующие уменьшению скоростей на два – четыре порядка.

Параллельно с резонансной лазерной оптикой в те годы интенсивное развитие переживала резонансная физическая акустика парамагнитных кристаллов при температурах жидкого гелия. Поэтому вполне естественным был поиск акустического аналога СИП (АСИП), который

успешно завершился в 1970 году [2]. При этом, правда, скорость акустических  $2\pi$ -импульсов была меньше линейной скорости звука всего на несколько процентов.

Дальнейшее исследование СИП и АСИП продолжалось вплоть до наших дней. Особого внимания здесь заслуживают поперечные эффекты типа самофокусировки и дефокусировки. Дело в том, что здесь существенную роль играет знак отстройки  $\Delta = \omega_0 - \omega$  частоты резонансного перехода от несущей частоты импульса. При  $\Delta < 0$  имеет место самофокусировка, а при  $\Delta > 0$  - дефокусировка. Поэтому интерес представляет исследование этих эффектов в многокомпонентных средах, разные составляющие которых характеризуются как положительными, так и отрицательными отстройками. Здесь возникают эффекты конкуренции между самофокусировкой и дефокусировкой, способные при определенных условиях привести к самоканалированию оптического или акустического импульса.

На рубеже 20-го и 21-го веков много шума наделали публикации об «остановке света». Замедление групповой скорости света в среде при СИП хоть и заметно, но не столь значительно, чтобы говорить о той самой остановке. Здесь речь идет о другом эффекте, названном электромагнитно-индуцированной прозрачностью (ЭИП) [3]. Данное явление, в отличие от СИП, возникает в среде трехуровневых атомов с лямда-схемой разрешенных переходов. Если нумеровать квантовые уровни снизу вверх по значениям энергии, то в такой схеме разрешены переходы  $1 \leftrightarrow 3$  и  $2 \leftrightarrow 3$ . Пусть на равновесную среду, в которой заселено только основное состояние, подается слабый (пробный) оптический сигнал с несущей частотой  $\omega = \omega_{31}$ , совпадающей с частотой перехода  $1 \leftrightarrow 3$ . Понятно, что он быстро поглотится такой средой и ничего любопытного не произойдет. Пусть теперь помимо этого слабого сигнала, на среду подается мощная электромагнитная накачка (управляющий сигнал), резонансная переходу  $2 \leftrightarrow 3$ , уровни которого не заселены. В этом случае слабый оптический сигнал на частоте перехода  $1 \leftrightarrow 3$  распространяется в среде практически без поглощения, а его групповая скорость в миллионы раз меньше скорости света  $c$  в вакууме. При этом фазовая скорость равна  $c$ . Таким образом, можно говорить о гигантской дисперсии, которую создала для слабого оптического сигнала мощная электромагнитная накачка. Т.е. данная накачка радикально перестраивает дисперсионно-абсорбционные закономерности на квантовом переходе  $1 \leftrightarrow 3$ , который эффективно раздваивается: вместо него возникают два перехода на частотах  $\omega_{31} \pm \Omega_R$ , где  $\Omega_R$  - частота Раби импульса накачки, пропорциональная его амплитуде (резонансный эффект Штарка). Этим раздвоением слабый сигнал выводится из области резонансного поглощения, что и обуславливает возникновение прозрачности. Данная прозрачность сопровождается



пленением населенности основного состояния, которая также легко объясняется эффективным выходом из резонанса пробного оптического сигнала. Более нетривиальным здесь представляется гигантское замедление групповой скорости  $v_g$  пробного сигнала, которое не имеет такого же наглядного объяснения, как в случае СИП. Все становится понятным, если записать хорошо известное выражение для групповой скорости

$$\frac{1}{v_g} = \frac{dk}{d\omega} = \frac{d}{d\omega} \left( \frac{\omega n}{c} \right) = \frac{1}{c} \left( n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right),$$

где  $n$  - показатель преломления, создаваемый переходом  $1 \leftrightarrow 3$ .

Упомянутое выше раздвоение дисперсионной кривой, соответствующей переходу  $1 \leftrightarrow 3$ , приводит к резкому подъему кривой  $n(\omega)$  при  $\omega = \omega_{31}$ , так что  $\omega dn/d\omega \sim 10^6 - 10^7$ . В результате приходим к гигантскому замедлению групповой скорости. В экспериментах было достигнуто замедление до 17 метров в секунду [4].

Коль скоро имеется акустический аналог СИП, естественно найти такой же аналог ЭИП. Теория электромагнитно-индуцированной акустической прозрачности (ЭИАП) представлена в [5]. На парамагнитный кристалл перпендикулярно к внешнему магнитному полю  $\mathbf{B}$ , подается ультразвуковой импульс, резонансный одному из переходов  $1 \leftrightarrow 3$  между зеемановскими подуровнями. В отсутствие других внешних воздействий данный импульс поглощается кристаллом. Если теперь параллельно  $\mathbf{B}$  на кристалл подать микроволновый электромагнитный сигнал, резонансный переходу, образующему с  $1 \leftrightarrow 3$  лямбда-схему, то кристалл может стать прозрачным для ультразвукового импульса. Оценки показывают, что замедления распространения при этом ультразвуковой сигнал практически не испытывает из-за сильного неоднородного уширения линии резонансного поглощения.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект: 09 – 02 – 00503а).

## ЛИТЕРАТУРА

1. S.L. McCall and E.L. Hahn // Phys. Rev. Lett. 1967. V. 18. P. 908.
2. N.S. Shiren // Phys. Rev. B. 1970. V. 2. P. 2471.
3. S.E. Harris // Phys. Today. 1997. V. 50. No 7. P. 36.
4. L.V. Hau, S.E. Harris, Z. Dutton and C. Behroozi // Nature. 1999. V. 397. P. 594.
5. С.В. Сазонов. Письма в ЖЭТФ. 2002. Т. 76. С. 176.

## РЕЖИМЫ АКУСТИЧЕСКОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ ТРЕХКОМПОНЕНТНЫХ ПРОДОЛЬНО-ПОПЕРЕЧНЫХ ИМПУЛЬСОВ В СИСТЕМЕ ЭЛЕКТРОННЫХ И ЯДЕРНЫХ СПИНОВ

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

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

<sup>2</sup> *Калининградский филиал Московского государственного университета путей  
сообщения*

Открытие эффекта акустической самоиндуцированной прозрачности (АСИП) [1, 2] в начале 70-х годов прошлого столетия сделало одними из основных направлений в физической акустике твердого тела получение акустических импульсов все более коротких длительностей и обнаружение соответствующих солитонов. К настоящему времени можно говорить о пикосекундной гиперзвуковой акустике твердого тела как о сформировавшемся направлении исследований. Столь короткие акустические сигналы вмещают в себя всего несколько (вплоть до одного) периодов колебаний и по принятой терминологии называются предельно короткими импульсами (ПКИ). Описание распространения ПКИ в нелинейных средах требует отказа от приближения медленно меняющихся огибающих (ММО). Спектр акустических ПКИ лежит в области частот, составляющих десятки гигагерц.

Следует отметить, что акустические солитоны в твердых телах во многом аналогичны оптическим солитонам. Более того, зачастую поиск акустических аналогов оптических солитонов (и наоборот) ведется целенаправленно. Так, эффект АСИП был обнаружен в системе резонансных парамагнитных примесей всего через четыре года после наблюдения оптической самоиндуцированной прозрачности (СИП) [3]. Бурное развитие получила также акустика кристаллов, содержащих в качестве парамагнитных примесей не электронные, а ядерные спины [4].

Большую популярность приобрели сейчас оптические задачи, связанные с эффектами нелинейной прозрачности в анизотропных средах, резонансные частицы которых обладают постоянными дипольными моментами (ПДМ). В таких средах поле оптического импульса не только возбуждает переходы между квантовыми уровнями, но и динамическим образом, за счет эффекта Штарка, сдвигает частоты этих переходов. По сложившейся терминологии такие среды называют штарковскими средами [5]. Режимы резонансной прозрачности в таких средах имеют существенные особенности в сравнении с СИП изотропных сред. В акустике парамагнитных кристаллов присутствует аналогичный эффект, обусловленный квадрупольным эффектом Штарка. Акустическая волна, распространяясь в кристалле, вызывает в нем локальные деформации, которые, в свою очередь, создают градиенты внутрикристаллического

электрического поля. Данные градиенты, во-первых, вызывают квантовые переходы между зеемановскими подуровнями парамагнитных примесей (механизм Ван-Флека), во-вторых, за счет квадрупольного штарк-эффекта смещают частоты этих переходов. В этой связи можно говорить об акустических штарковских средах.

Акустические импульсы в твердых телах, в отличие от оптических импульсов, способны обладать трехкомпонентной структурой (две поперечные и одна продольная компоненты). Эти компоненты способны не только вызывать квантовые переходы между уровнями эффективных спинов парамагнитных примесей, но и сдвигать частоты переходов. Данное обстоятельство приводит к тому, что исследование эффектов акустической прозрачности в штарковских средах приводит к рассмотрению в общем случае трехкомпонентной векторной модели. Это с необходимостью должно привести к своим особенностям, отсутствующим в оптических (двухкомпонентных) задачах, что делает весьма интересным исследование трехкомпонентной акустической задачи.

Скорости продольного и поперечного звуков в твердых телах обычно существенно различаются. По этой причине нелинейное взаимодействие между компонентами акустического поля через парамагнитные примеси оказывается слабым. Можно, однако, искусственным образом сблизить значения данных скоростей, за счет того обстоятельства, что продольный гиперзвук взаимодействует с зеемановскими переходами, как правило, сильнее, чем поперечный. Это позволяет замедлить распространение продольной составляющей и приблизить ее скорость к скорости поперечного гиперзвука. При этом нелинейное взаимодействие между всеми компонентами будет достаточно велико.

Предположим, что кристалл содержит примеси, обладающие электронными и ядерными спинами. Так как ядерный магнетон на четыре порядка меньше электронного магнетона из-за различия в массах ядра и электрона, то на столько же порядков частоты электронных зеемановских расщеплений превосходят соответствующие ядерные частоты. Пусть спектр акустического импульса лежит ниже частоты электронных зеемановских расщеплений, но также захватывает частоты ядерных расщеплений. В таких условиях роль замедлителей скорости продольного гиперзвука можно отвести электронным спинам. При выравнивании продольной и поперечной скоростей все три компоненты будут эффективно взаимодействовать между собой посредством резонансных ядерных спинов. Данное взаимодействие будет сопровождаться возбуждением ядерных спинов и динамическим смещением частоты между их зеемановскими подуровнями. Исследованию описанных выше процессов и посвящена настоящая работа.

Известно, что наиболее сильное взаимодействие с колебаниями кристаллической решетки испытывают парамагнитные ионы с

эффективным электронным спином равным единице. Поэтому использование последних наиболее предпочтительно с точки зрения возможных экспериментов. Именно в этом случае наиболее эффективно проявляет себя отмеченный выше механизм Ван-Флека, и, следовательно, существует принципиальная возможность уравнивать скорости продольного и поперечного звуков.

Во избежание сильного акустического затухания, обусловленного рассеянием когерентных фононов импульса на тепловых фононах и различных дефектах, эксперименты по спин-фононному взаимодействию проводятся при температурах жидкого гелия. Будем считать данное условие выполненным, что позволяет не учитывать перечисленные механизмы затухания.

Пусть акустический импульс, состоящий из одной продольной и двух поперечных компонент, распространяется вдоль одной из осей симметрии четвертого порядка кубического кристалла, перпендикулярно к внешнему магнитному полю, параллельно другой оси симметрии. Считаем, что в кристалле содержатся примеси электронных и ядерных спинов, способные взаимодействовать с колебаниями решетки. Для исследования спин-волновой динамики применим полуклассический подход, согласно которому акустическое поле подчиняется классическим гамильтоновым уравнениям, а эволюция спинов описывается квантово-механическими уравнениями для электронной и ядерной матриц плотности.

Используя приближение адиабатического следования для электронных спинов и приближение однонаправленного распространения для компонент поля деформации, получена система нелинейных уравнений, являющаяся обобщением редуцированных уравнений Максвелла–Блоха на случай трехкомпонентных импульсов. Обнаружено, что данная система обладает интегралом движения. Следствием наличия этого интеграла является то, что в установившемся режиме акустические солитоны будут ограничены по амплитуде. Построены решения выведенной системы уравнений в виде стационарных и брызговых импульсов. На их основе изучены особенности нелинейной динамики полей деформации и эффективных спинов.

Работа поддержана РФФИ (проект №09–02–00503а).

## ЛИТЕРАТУРА

1. N.S. Shiren // *Phys. Rev. B*. 1970. V. 2. No 7. P. 2471.
2. В.В. Самарцев, Б.П. Смоляков, Р.З. Шарипов // *Письма в ЖЭТФ*. 1974. Т. 20. С. 644.
3. S.L. McCall and E.L. Hahn // *Phys. Rev. Lett.* 1967. V. 18. P. 908.
4. А.Р. Кессель "Ядерный акустический резонанс" М.: Наука, 1969.
5. А.И. Маймистов, Дж.-Ги Капуто // *Опт. и спектр.* 2003. Т. 94. С. 275.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ТЕМНЫХ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ СОЛИТОНОВ В ПРОТОННО-ИМПЛАНТИРОВАННОМ ПЛАНАРНОМ ВОЛНОВОДЕ В НИОБАТЕ ЛИТИЯ

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

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

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

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

Фоторефрактивные пространственные солитоны, т.е. пространственно локализованные пучки, распространяющиеся без дифракции в фоторефрактивных материалах, являются объектами всесторонних исследований [1] и представляют интерес в плане реализации полностью оптических элементов управления световыми пучками. В дефокусирующей среде могут существовать темные солитоны, для которых в нелинейном режиме неосвещенная область в световом поле как бы не испытывает дифракции [2]. При взаимодействии солитонов (как временных, так и пространственных) проявляются особенности, характерные для поведения частиц при их столкновениях. В работах [3, 4] теоретически и экспериментально продемонстрировано, что характер взаимодействия темных пространственных солитонов может радикально изменяться при нелокальности нелинейного отклика материала. Так, в [4] экспериментально наблюдался эффект взаимного «притяжения» темных солитонов, что указывает на возможность индуцирования в солитонном режиме новых типов интегрально-оптических компонентов. Целью данной работы явилось экспериментальное исследование взаимодействия темных пространственных солитонов в планарном волноводе, полученном путем имплантации протонов ( $H^+$ ) в пластинах ниобата лития ( $LiNbO_3$ ) X - среза.

Исследуемый волноводный образец сформирован в пластине  $LiNbO_3:Cu$  (0,1 вес. %) путем протонной имплантации при энергии пучка 500 кэВ и дозе имплантированных протонов  $10^{17} \text{ см}^{-2}$ . При торможении ионов в материале происходит аморфизация кристалла в слое достаточно малой толщины на некотором расстоянии от поверхности, где они практически полностью теряют свою энергию. Показатель преломления  $LiNbO_3$  для необыкновенно поляризованной волны в области этого слоя уменьшается на величину  $\Delta n \approx 2 \cdot 10^{-3}$ , оставаясь у поверхности кристалла неизменным. Барьерный слой с пониженным показателем преломления обеспечивает волноводный эффект в имплантированной области.

Схема экспериментов представлена на рисунке 1. Излучение He-Ne лазера (1) с длиной волны  $\lambda=633 \text{ нм}$  проходит через коллиматор (2) и с помощью линзы (6) вводится в волновод (7) через его торец. Линза (10) с

фокусным расстоянием  $f=16$  см проецирует изображение выходной грани образца на видеокамеру (11). С помощью тонких стеклянных пластинок (4, 5), введенных в световой пучок, достигается фазовый сдвиг  $(2m+1)\pi$  светового поля, необходимый для формирования темных солитонов. Таким образом, на входной грани образца световое поле имеет два симметричных темных провала в пучке. Микрометрический столик (8) позволяет позиционировать образец для эффективного возбуждения света в волноводе. Считывание сформированных темными солитонами волноводных элементов в образце осуществлялось излучением с той же длиной волны.

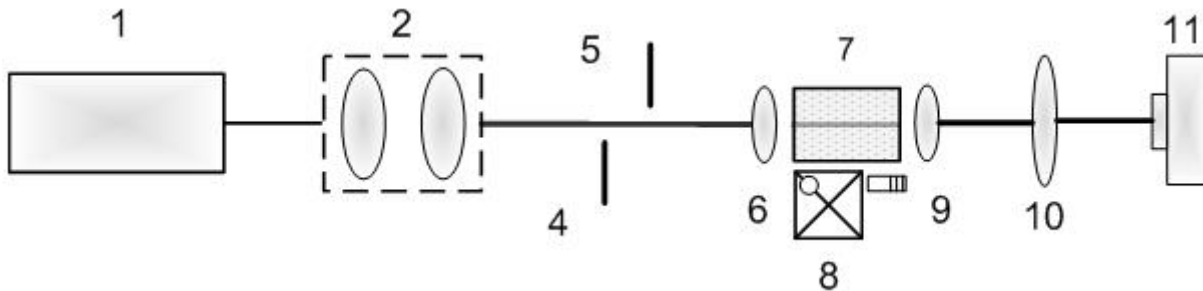


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – He-Ne лазер; 2 – коллиматор; 4, 5 – стеклянные пластинки; 6, 9 – микролинзы; 7 – образец  $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}(\text{H}^+)$ ; 8 – микрометрический столик; 10 – проецирующая линза; 11 – CCD камера.

В экспериментах исследовались временные зависимости расстояния между центрами темных провалов в световом поле на выходном торце волновода в процессе формирования темных фотовольтаических пространственных солитонов. Формирующий пучок ( $\lambda=633$  нм) шириной 2 мм (FWHM) фокусировался с помощью микрообъектива (7) с увеличением  $8\times$  в волноводный слой толщиной  $h=3,5$  мкм. Расстояния  $d$  между краями фазирующих пластинок составляли 160, 200 и 300 мкм, на входном торце волновода им соответствовали расстояния между темными провалами 8,1, 9,12 и 9,3 мкм, соответственно. Считывающий пучок ( $\lambda=633$  нм) вводился в область сформированной в солитонном режиме оптической неоднородности после вывода из формирующего пучка пластинок. Некоторые из результатов иллюстрируются зависимостями на рис. 2. Можно видеть, что при  $d=300$  мкм по мере формирования темных солитонов расстояние между центрами темных провалов на выходной плоскости волновода уменьшается, что указывает на проявление эффектов «притяжения» солитонов. Нелокальность нелинейного отклика может быть связана в данном случае с изменением температуры в освещенной области вследствие поглощения света в  $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ . При  $d=160$  и  $d=200$  мкм проявляется эффект отталкивания солитонов, что вызвано изменением соотношения расстояния между темными провалами и параметром, характеризующим нелокальность отклика. Качественно эти результаты согласуются с результатами, полученными в [3, 4].

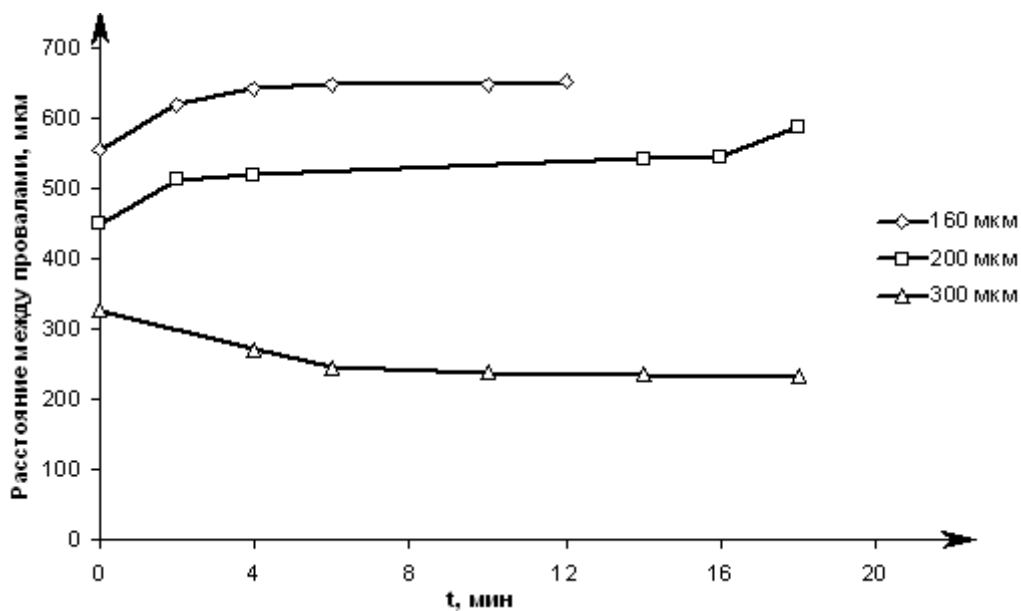


Рис. 2. Зависимость расстояния между центрами темных провалов в световом поле на выходной плоскости волновода от времени при расстояниях между краями фазирующих пластинок 160, 200 и 300 мкм.

Таким образом, экспериментально продемонстрирована возможность проявления сил как притяжения, так и отталкивания при формировании темных пространственных солитонов световыми пучками с мощностью микроваттного уровня в протонно-имплантированном планарном волноводе на основе  $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ . Такое поведение указывает на возможность формирования в солитонном режиме волноводно-оптических элементов, в том числе динамических, с продольной неоднородностью параметров.

Работа выполнена при финансовой поддержке Фонда содействия развитию МФП в НТС, грант У.М.Н.И.К.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. G. Couton, H. Maillotte, M. Chauvet // J. Opt. B. Quantum Semiclass. Opt. 2004. No. 6. S223.
2. Ю. С. Кившарь, Г. П. Агравал. "Оптические солитоны – от волоконной оптики до фотонных кристаллов" М.:Физматлит, 2005. 648 с.
3. N. I. Nikolov, D. Neshev, W. Krolikowski, O. Bang, J. J. Rasmussen, P. L. Christiansen // Opt. Lett. 2004. V. 29. P. 286.
4. Al. Dreischuh, Dr.N. Neshev, D.E. Petersen, O. Bang, and W. Krolikowski // PRL. 2006. V. 96. P. 043901.

## ФОТОРЕФРАКТИВНОЕ САМОВОЗДЕЙСТВИЕ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В КВАЗИОДНОМЕРНЫХ ФОТОННЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ В НИОБАТЕ ЛИТИЯ

С.А. Давыдов<sup>1</sup>, П.А. Тренихин<sup>1</sup>, В.М. Шандаров<sup>1</sup>, К.В. Шандарова<sup>1,2</sup>,  
Д. Кип<sup>2</sup>, Ф. Чен<sup>3</sup>

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

<sup>2</sup> *Технологический университет г. Клаустхал, Германия*

<sup>3</sup> *Шэньдунский университет, Цзинань, КНР*

Одномерные и двумерные системы связанных нелинейных оптических волноводов дают уникальную возможность изучения взаимодействия волновых пакетов с нелинейными системами разной физической природы [1, 2], поскольку в оптических системах результаты подобных взаимодействий могут наблюдаться визуально. Перспективными материалами для создания сложных волноводных структур являются фоторефрактивные кристаллы [2, 3], в том числе ниобат лития ( $\text{LiNbO}_3$ ), в котором фоторефрактивная оптическая нелинейность может варьироваться в широких пределах при легировании некоторыми примесями [4]. Одномерные и двумерные волноводные системы - фотонные решетки (ФР) и сверхрешетки (ФСР) успешно формировались в  $\text{LiNbO}_3$  голографическим методом, однако такой подход не применим для создания неперiodических ФР. Целью данной работы явилось исследование особенностей фоторефрактивного самовоздействия световых пучков в квазиодномерных ФР и ФСР, созданных в объеме образцов  $\text{LiNbO}_3$  проекционным оптическим методом.

В экспериментах использовались объемные образцы  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  и  $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ , легированные в процессе выращивания, концентрация Fe для них составляла от 0,005 до 0,1 вес. %, Cu - 0,02 вес. %. Размеры образцов в направлении распространения света (ось X) составляли 9 – 10 мм, в направлении вектора ФР (оптическая ось кристаллов) – 9 мм ( $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ ) и 10 мм ( $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ ). На рис. 1 представлена схема установки для проекционного формирования ФР и ФСР. Роль источников света (LS) играли непрерывный твердотельный  $\text{YAG}:\text{Nd}^{3+}$  лазер с удвоением частоты ( $\lambda=532$  нм) и мощностью излучения 50 мВт, а также светодиод ( $\lambda=455$  нм) с мощностью 0,5 Вт. Световой пучок с диаметром ~30 мм формировался с помощью коллиматора (для лазера) или конденсора (для светодиода) и освещал амплитудный транспарант (Mask, фотошаблон с одномерными периодическими структурами из полосок Cr шириной от 20 до 40 мкм и такими же расстояниями между элементами). Цилиндрической линзой CL с фокусным расстоянием  $F=10$  см изображение нужной структуры проецировалось на поверхность или в объем кристаллического образца (LN). Плоскость резкого изображения структуры в образце находилась с



помощью изображающей линзы (IL) и видеокамеры (CCD). Проекционная схема позволяет масштабировать изображение и получить нужный пространственный период формируемых волноводных структур при их фиксированном периоде на фотошаблоне. Коэффициент масштабирования  $m=d/a$  определялся из формулы тонкой линзы. В экспериментах величина коэффициента  $m$  составляла от 2:1 до 1:9. Время экспонирования, в зависимости от образца, источника света, коэффициента масштабирования и нужных характеристик структур менялось от 5 до 60 минут.

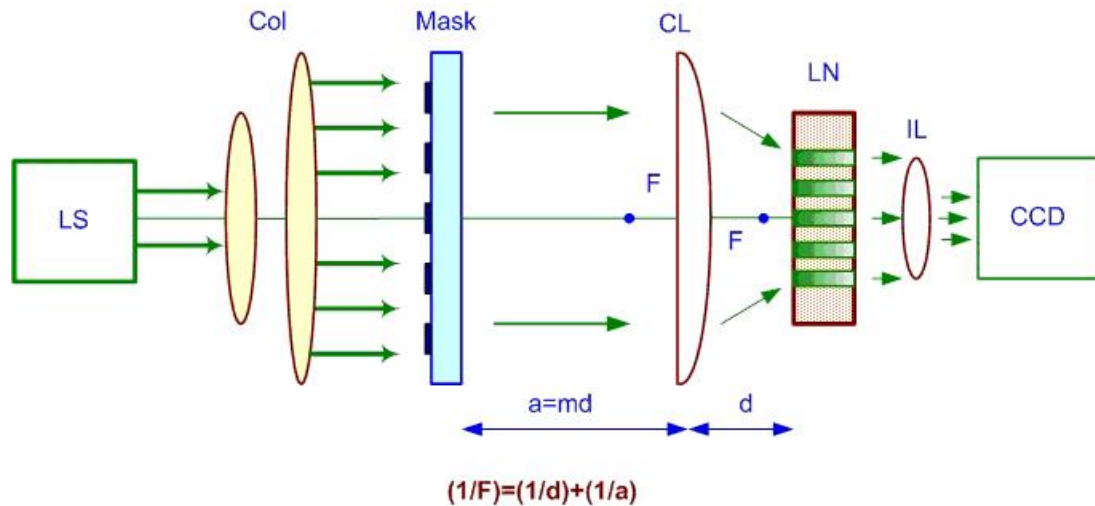


Рис. 1. Схема установки проекционного формирования волноводных структур в  $\text{LiNbO}_3$ : LS – источник излучения; Col – коллиматор (конденсор); Mask – фотошаблон; CL – цилиндрическая линза; LN – образец ниобата лития; IL – изображающая линза; CCD – видеокамера.

При создании одномерных ФСР использовалась процедура двухступенчатого экспонирования образцов изображениями одной и той же либо разных структур фотошаблона с разными коэффициентами масштабирования. Для полученных ФР и ФСР исследовались угловые зависимости их оптического пропускания, а также характеристики линейной и нелинейной дискретной дифракции света в них при возбуждении разных элементов. Первый подход дает информацию о спектре пространственных частот в функции модуляции показателя преломления структуры. Второй позволяет оценить величину коэффициента связи между соседними элементами ФР и проследить за изменением характеристик дискретной дифракции света в ФСР в сравнении с базовой ФР. В исследованиях использовалось излучение He-Ne лазера ( $\lambda=633$  нм), свет в волноводных системах распространялся в направлениях, ортогональных его направлению на этапе формирования. Следует отметить, что профиль показателя преломления ФР и ФСР в объеме кристалла соответствует топологии фотошаблона лишь в некотором слое конечной толщины, определяемом областью резкого изображения. Вне этого слоя данный профиль может существенно

изменяться, поэтому вся структура в объеме образца может быть представлена в виде набора квазиодномерных ФР или ФСР.

Линейная дискретная дифракция света в ФСР с пространственным периодом базовой ФР  $\Lambda_1=15$  мкм и модулирующей ФР  $\Lambda_2=45$  мкм в образце  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  (0,1 мол. %) иллюстрируется изображениями картин светового поля на рис. 2. Зондирующий световой пучок с необыкновенной поляризацией возбуждался в элементах ФСР в направлении, ортогональном направлению формирующего на стадии ее индуцирования. Оптическая мощность составляла 0,5 мкВт для исключения эффекта самовоздействия. Можно видеть, что при возбуждении некоторых элементов наблюдается практически полное подавление эффекта дискретной дифракции света в структуре. Исследование режима нелинейного распространения света (световая мощность в этом случае составляла 1 – 2 мкВт) показало, что в квазиодномерных ФСР возможно формирование светлых щелевых солитонов запрещенной мини-зоны, как и в ФСР на основе стационарных канальных волноводных структур [4].

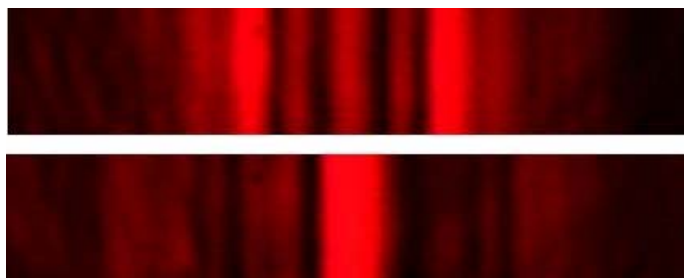


Рис. 2. Картины светового поля на выходной плоскости ФР с параметрами  $\Lambda_1=15$  мкм,  $\Lambda_2=45$  мкм в образце  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  (0,1 мол. %) в режиме линейной дискретной дифракции света при возбуждении разных волноводных элементов.

Таким образом, исследования продемонстрировали возможности формирования квазиодномерных ФР и ФСР в объемных образцах фоторефрактивного ниобата лития в проекционной схеме и реализации в таких структурах режимов щелевых пространственных солитонов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. D.N. Christodoulides and R.I. Joseph // Opt. Lett. 1988. V. 13. P. 794.
2. D.N. Christodoulides, F. Lederer, and Y. Silberberg // Nature. 2003. V. 424. P. 817
3. D. Neshev, E. Ostrovskaya, Yu. Kivshar, W. Krolikowski // Opt. Lett. 2003. V. 28. P. 710.
4. E. Smirnov, C.E. Rüter, D. Kip, K. Shandarova, V. Shandarov // Appl. Phys. B. 2007. V. 88, No. 3. P. 359.

## КОМПРЕССИЯ ЧАСТОТНО-МОДУЛИРОВАННЫХ ИМПУЛЬСОВ В СЕКЦИОНИРОВАННОМ ВОЛНОВОДЕ С ВИНТОВОЙ ГОФРИРОВКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

С.В. Мишакин, С.В. Самсонов

*Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород*

Повышение пиковой мощности излучения традиционно является одной из центральных задач релятивистской СВЧ электроники. Значительный интерес в этой области представляют исследования, направленные на повышение пиковой мощности, не связанные с прямым увеличением энергии частиц и тока электронного пучка. Сравнительно недавно в ИПФ РАН был предложен метод получения мультигигаваттной мощности излучения, основанный на пассивной компрессии частотно-модулированного СВЧ импульса в круглом волноводе с периодической винтовой гофрировкой стенки (рис. 1). В качестве потенциального источника мощного частотно-модулированного излучения рассматривалась умеренно-релятивистская лампа обратной волны (ЛОВ) с изменяющейся во времени энергией частиц электронного пучка [1,2].

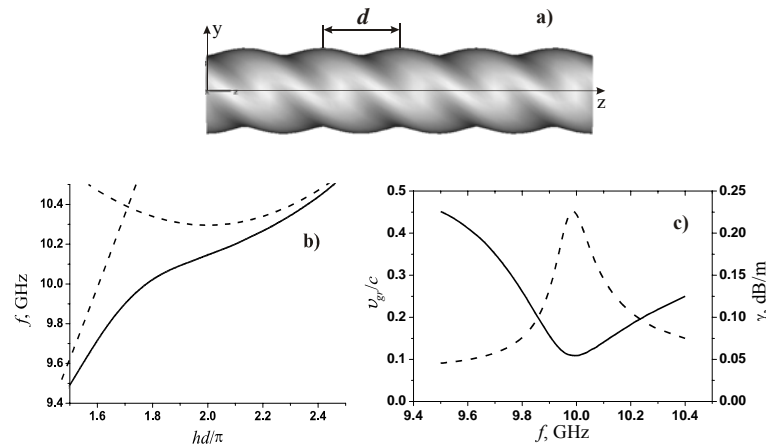


Рис. 1. Круглый волновод с винтовой гофрировкой поверхности (а); (б)- дисперсионная диаграмма: парциальные моды (пунктир) и нормальная рабочая мода (сплошная линия); (с)- групповая скорость (сплошная линия) и затухание (пунктир) нормальной рабочей волны.

Как известно, для достижения максимальной компрессии закон частотной модуляции входного импульса и закон дисперсии волновода-компрессора должны быть определенным образом согласованы:

$$t_{\text{mod}}(\omega) + D(\omega)L = \text{const}, \quad (1)$$

где  $t_{\text{mod}}(\omega)$ - функция, обратная к функции  $\omega_{\text{mod}}(t)$ , которая описывает закон частотной модуляции входного импульса,  $D(\omega) = 1/v_{gr}(\omega)$  - обратная

групповая скорость нормальной волны компрессора на данной частоте,  $L$  – длина компрессора. Оценки показывают, что при оптимальном согласовании (1) входной импульс длительности  $\tau_0$  с диапазоном частотной модуляции  $\Delta\omega$  может быть сжат по мощности с коэффициентом

$$K = \frac{|\Delta\omega|}{2\pi} \tau_0. \quad (2)$$

При использовании ЛОВ с ускоряющим напряжением несколько сотен киловольт возможности согласования за счет подстройки источника под закон дисперсии компрессора весьма ограничены. В то же время, несмотря на сравнительную «гибкость» и управляемость дисперсии рабочей волны винтового волновода с регулярными по длине параметрами гофрировки [3], её эффективное согласование возможно далеко не с каждым законом частотной модуляции входного импульса. Например, на рис. 2 проиллюстрирована невозможность эффективной подстройки дисперсии винтового волновода под линейный закон ЧМ.

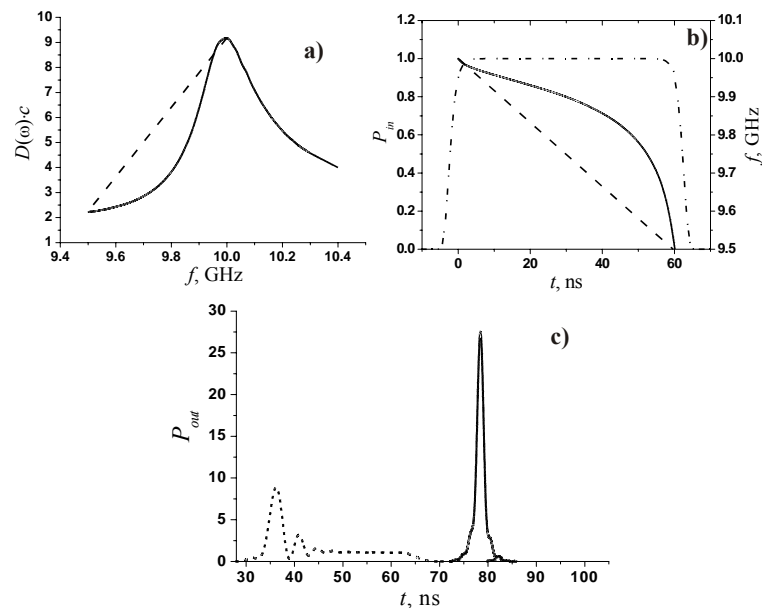


Рис. 2. Иллюстрация недостаточной эффективности компрессии импульса с линейной ЧМ: а- дисперсия винтового волновода (сплошная линия), оптимальная дисперсия для линейной ЧМ (пунктир), б- входной импульс (штрих-пунктир), оптимальная ЧМ (сплошная линия), линейная ЧМ (пунктир), с- выходные импульсы в случае оптимальной ЧМ (сплошная линия) и линейной ЧМ (пунктир).

В данной работе рассмотрен один из возможных путей решения проблемы согласования дисперсии с заданным законом частотной модуляции, состоящий в разбиении волновода-компрессора по длине на несколько секций, отличающихся друг от друга параметрами гофрировки. Для секционированного компрессора может быть введена эффективная дисперсионная характеристика, определяемая как:

$$D_{eff}(\omega) = \sum_{j=1}^{N_s} \beta_j D_j(\omega), \quad (3)$$

где  $\beta_j$  и  $D_j(\omega)$  - относительная длина и дисперсионная характеристика  $j$ ’ой секции компрессора соответственно.

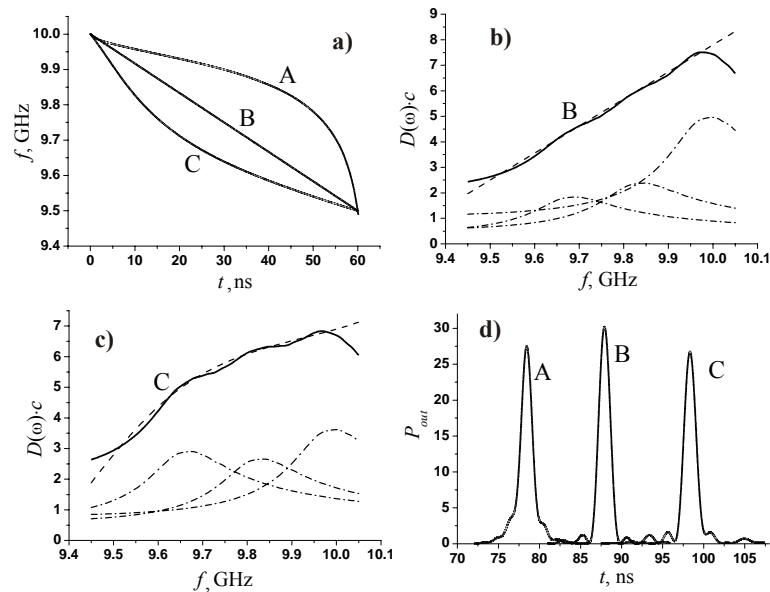


Рис. 3. Эффективная компрессия ЧМ импульсов в компрессоре, состоящем из трех секций: (а) –законы модуляции входного импульса: А- оптимальный для односекционного компрессора, В- линейный, С- с характером нелинейности “противоположным” оптимальному; (б) и (с) – синтез дисперсии для сигналов В и С; (d) –выходные импульсы.

В работе представлен простой алгоритм поиска параметров секций компрессора, позволяющий синтезировать эффективную дисперсию для широкого класса законов частотной модуляции входных импульсов. В частности, при использовании всего трех секции, разработанный алгоритм позволяет скомпрессировать импульс с линейной модуляцией частоты с коэффициентом близким к максимально возможному (рис. 3).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. G. Burt, S.V. Samsonov, K. Ronald, G.G. Denisov, A.R. Young, V.L. Bratman, et al. // Physical Review E. 2004. V. 70. N. 4. P. 046402.
2. В.Л. Братман, Г.Г. Денисов, С.В. Самсонов и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2007. Т. 50, №1. С. 40.
3. G. Burt, S.V. Samsonov, A.D.R. Phelps, V.L. Bratman, K. Ronald, G.G. Denisov, et al. // IEEE Trans. on Plasma Sci. 2005. V. 33. N. 2. P. 661.

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МНОГОСЛОЙНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ

А.Г. Ржанов, С.Э. Григас

*Московский Государственный Университет имени М.В.Ломоносова,  
физический факультет, кафедра физики колебаний.*

Многослойные планарные волноводы применяются во многих устройствах современной фотоники и оптоэлектроники, таких как полупроводниковые лазеры, модуляторы, разветвители, фильтры, поляризаторы света [1]. Такие устройства обладают довольно сложной структурой, поэтому для их разработки и оптимизации приходится использовать численные методы расчета. Такие методы можно разделить на две группы. Первые из них основаны на составлении дисперсионного уравнения (например, с помощью метода матриц переноса [2]). Постоянные распространения при этом определяются путем решения этого уравнения любым доступным методом, например, интегрированием с использованием принципа аргумента [3]. Однако сложность задачи существенно возрастает с увеличением числа слоев, поэтому данный метод обычно применяется к структурам, содержащим не более 5 пар слоев [4]. При изменении числа слоев даже на единицу необходимо записывать и решать новое дисперсионное уравнение, что неудобно и громоздко. Другая группа методов позволяет проводить расчет без получения дисперсионного уравнения и для случая произвольного числа слоев в структуре.

Мы представляем простой эффективный способ численного расчёта параметров волноводных и вытекающих мод многослойных оптических волноводов. Расчет постоянных распространения осуществляется с помощью метода конечных разностей. Для уменьшения времени численного счета вначале определяется приближенное значение постоянной распространения, которое используется в качестве начального значения итерационного процесса. Расчёт распределения поля в структуре производится с помощью метода обратных итераций. Предлагаемый алгоритм отличается быстротой счета и нетребовательностью к вычислительным ресурсам, что, во-первых, позволяет расширить рамки его применения на градиентные волноводы, во-вторых, использовать его в самосогласованных моделях инжекционных лазеров, где процедура расчёта полей и постоянных распространения требует многократного повторения.

Рассмотрим структуру, изображенную на рисунке 1. В направлении оси  $y$  волновод считается бесконечным и однородным. Распространение излучения происходит вдоль оси  $z$ . Будем рассматривать только ТЕ поляризацию и представим единственную ненулевую составляющую

электрического поля  $E_y$  в виде  $E_y(x, z) = \varphi(x)e^{i\beta z}$ , где  $\beta$  - постоянная распространения. Тогда распределение поля  $\varphi(x)$  удовлетворяет скалярному волновому уравнению

$$\frac{d^2 \varphi(x)}{dx^2} + (n^2(x)k^2 - \beta^2)\varphi(x) = 0,$$

где  $n(x)$  - профиль показателя преломления,  $k = 2\pi / \lambda$  - волновое число в вакууме.

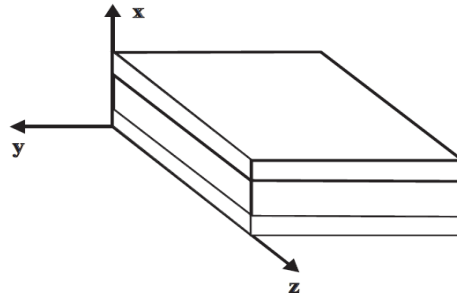


Рис. 1. Многослойный диэлектрический волновод.

Задача о нахождении параметров волноводных и вытекающих мод является задачей на собственные функции и собственные значения для оператора  $\hat{A} = \frac{d^2}{dx^2} + n^2(x)k^2$ . Данную задачу мы решали методом конечных разностей. Приближение для постоянной распространения мы получали с помощью предложенного нами ранее алгоритма минимизации амплитуды [5]. Выбрав начальное значение постоянной распространения и задав амплитуду поля в одном из обкладочных слоев, с помощью метода матриц переноса мы рассчитываем распределение поля во всех слоях структуры, в том числе и в подложке. Если волновод не обладает диэлектрическими потерями, то поле волноводных мод экспоненциально затухает при удалении от оси волновода за его пределами; поле вытекающих мод, напротив, испытывает экспоненциальный рост. Поле в подложке представим в виде суперпозиции экспоненциально возрастающего и затухающего членов. Тогда обращение в ноль амплитуды при возрастающем слагаемом будет соответствовать случаю волноводной моды, а при убывающем слагаемом – случаю вытекающей моды. Таким образом, задача сводится к нахождению такого значения постоянной распространения, при котором обращается в ноль та или иная амплитуда.

Для проверки работоспособности метода мы провели расчет 6-слойного волновода с диэлектрическими потерями, рассмотренного в работе [3]. Волновод сформирован полупространствами с показателями преломления  $n_s = 1.5$  и  $n_c = 1.0$  и расположенными между ними четырьмя слоями толщиной 0.5 мкм каждый с показателями преломления  $n_1 = 1.66$ ,

$n_2 = 1.60$ ,  $n_3 = 1.53 - i1.53 \cdot 10^{-4}$ ,  $n_4 = 1.66 - i1.66 \cdot 10^{-4}$ . Длина волны излучения составляла 0.6328 нм. С помощью предлагаемого метода мы определили нормированные постоянные распространения  $\alpha = \beta/k$  первых четырех ТЕ мод. Результаты расчета представлены в таблице 1. Постоянные распространения определены с достаточно высокой точностью - различия с результатами работы [3] составляют доли процента. В таблице приведены также данные о количестве итераций, потребовавшихся в случае, когда начальное приближение не было известно, и в случае, когда мы таковым приближением располагали. Видно, что использование "хорошего" начального приближения позволяет сократить количество требующихся итераций и тем самым значительно уменьшить время численного счета.

Таблица 1.

	нормированная постоянная распространения $\alpha = \alpha' - i\alpha''$						количество итераций метода конечных разностей	
	предлагаемый метод		работа [3]		отличия, %		в общем случае	с использованием найденного начального приближения
	$\alpha'$	$\alpha''$	$\alpha'$	$\alpha''$	$\alpha'$	$\alpha''$		
TE <sub>0</sub>	1.6226	6.74E-7	1.6227	6.73E-7	0.006	0.15	36	15
TE <sub>1</sub>	1.6051	1.66E-4	1.6053	1.66E-4	0.012	0.00	15	12
TE <sub>2</sub>	1.5570	2.11E-5	1.5571	2.09E-5	0.006	0.96	35	19
TE <sub>3</sub>	1.5034	5.52E-5	1.5036	5.50E-5	0.013	0.36	52	18

Предложен алгоритм расчета многослойных волноведущих структур, позволяющий с хорошей точностью определять постоянные распространения волноводных и вытекающих мод. В частности, он может быть использован при разработке ARROW волноводов и многослойных структур мощных полупроводниковых лазеров. К достоинствам метода относятся простота реализации и высокая скорость счета.

## ЛИТЕРАТУРА

1. E. Anemogiannis, E.N. Glytsis, T.K. Gaylord // J. Lightwave Technol. 1999. V. 17. N. 5. P. 929.
2. "Волноводная оптоэлектроника." Под. ред. Т. Тамира. М.: Мир, 1991.
3. E. Anemogiannis, E.N. Glytsis // J. Lightwave Technol. 1992. V. 10. N. 10. P. 1344.
4. Е.И. Голант, К.М. Голант // ЖТФ. 2006. Т. 76. № 8. С. 100.
5. А.Г. Ржанов, С.Э. Григас // Лазерная и оптико-электронная техника: Сб. науч. статей. Вып. 11 / Мн.: Акад. упр. при Президенте Респ. Беларусь, 2008, С. 200.



## ГЕНЕРАЦИЯ УЗКОПОЛОСНЫХ ПЕРЕПУТАННЫХ СОСТОЯНИЙ СВЕТА В ПРОЦЕССЕ СПОНТАННОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РАССЕЯНИЯ В РЕЗОНАТОРЕ

А.А. Калинин, И.З. Латыпов, А.В. Шкаликов, А.А. Калачев,  
В.В. Самарцев

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

Одним из наиболее важных инструментов для приготовления, изучения перепутанных состояний света и постановки экспериментов по квантовой интерференции являются коррелированные пары фотонов (бифотоны), рождаемые в процессе спонтанного параметрического рассеяния света (СПР)[1]. В данной работе для приготовления узкополосного бифотонного поля использовался интерферометр Хонг-Оу-Манделя [2], в одном из плеч которого был внесен резонатор, а регистрация корреляционной функции второго порядка бифотонного поля происходила в схеме Брауна-Твисса.

В эксперименте использовался гелий-кадмиевый лазер непрерывного действия с длиной волны излучения 325 нм. Длина резонатора составляла от 60 см. СПР в коллинеарном частотно-вырожденном режиме с синхронизмом типа I возбуждался в кристалле йодата лития длиной 10 мм. Бифотоны, поляризованные вертикально, направлялись в интерферометр Хонг-Оу-Манделя. Излучение накачки после кристалла отсекалось фильтром. В одном плече интерферометра был установлен резонатор. Совпадения фотоотсчетов регистрировались в схеме Брауна-Твисса, включающей неполяризаторный светоделитель, два детектора и схему совпадений с разрешением  $3\text{нс}$ . Для подавления засветок использовался интерференционный фильтр с максимумом пропускания на длине волны 650 нм и полосой 10 нм.

Использование резонатора позволяет вносить дополнительную задержку для холостого (или сигнального) фотона, которая, в случае многократного прохождения фотона в резонаторе, может быть измерена с помощью электрической схемы совпадений. Измерены спектр и корреляционная функция второго порядка бифотонного поля. Проанализирована перспектива использования узкополосных однофотонных и двухфотонных полей в системах квантовой оптической связи.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Д.Н. Клышко «Фотоны и нелинейная оптика» М.: Наука, 1980.
2. М.А. Sagiorgo, С. Olindo, С.Н. Monken, S. Padua // Phys. Rev. A 2004. V. 69. P. 053817.

## ОПТИМИЗАЦИЯ ХАРАКТЕРИСТИК МИКРОЧИП-ЛАЗЕРА С ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ ДЛЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ ПЛАЗМЫ

П.В. Шпак, А.Н. Чумаков, А.С. Грабчиков, В.А. Орлович, Н.А. Босак,  
А.М. Петренко, П.В. Чекан, П.Н. Малевич

*Институт физики им. Б.И. Степанова, НАН Беларуси, пр. Независимости 68, Минск,  
220072, Беларусь*

Диодно-накачиваемые микрочип-лазеры являются компактными и дешевыми устройствами. В простых вариантах исполнения они обеспечивают выходную энергию импульсов на уровне 1-10 мкДж, а в более сложных системах с усилителями - до нескольких миллиджоулей. Генерируемое микрочип-лазерами излучение, как правило, является одномодовым, а длительность импульсов составляет несколько наносекунд.

Возможность генерации плазмы определяется плотностью мощности лазерного излучения  $q$ . Как правило, она должна превышать  $10^7$  Вт/см<sup>2</sup>. В условиях реализации теплового механизма лазерного воздействия необходимо выполнение требования  $q \cdot \sqrt{\tau} \geq \beta$  (ограничение минимальной плотности мощности излучения), где  $\tau$  – длительность фронта импульса,  $\beta$  – некоторая постоянная, зависящая от вещества мишени и формы лазерного импульса. Поскольку энергия импульсов излучения микрочип-лазеров невелика, высокая плотность мощности достигается жесткой фокусировкой излучения. Минимальный размер пятна ограничен требованием к однородности плазменного факела. При использовании импульса излучения длительностью 1 нс он не должен быть меньше 10-20 мкм. Так как при фокусировке излучения качество пучка является весьма критичным, то использование высокоэнергетических систем с многомодовым пучком представляется затруднительным и вопрос повышения энергии выходных импульсов при сохранении качества пучка и малой длительности импульсов становится ключевым.

В настоящем докладе описываются результаты исследований по оптимизации выходных параметров компактного микрочип-лазера без усилителя и демонстрируется применимость излучения такого лазера для возбуждения и исследования плазмы на поверхностях различных твердотельных мишеней.

Конструкция использованного микрочип-лазера была довольно простой. В качестве оптической накачки использовалось излучение линейки лазерных диодов, мощностью до 35 Вт, которое выводилось с помощью кварцевого волокна (внутренний диаметр волокна составлял 400 мкм) и затем фокусировалось в активный кристалл парой асферических линз (рис.1). Длина волны излучения накачки составляла 0,808 мкм. Для снижения тепловой нагрузки на лазерный кристалл излучение накачки следовало короткими импульсами с большим

интервалом. В качестве активной среды использовался кристалл  $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$  длиной 6 мм, диффузно сваренный с кристаллом  $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ , служившим в качестве пассивного модулятора добротности. Входное зеркало, нанесенное непосредственно на кристалл  $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ , пропускало более 90% излучения накачки с длиной волны 0,808 мкм и отражало более 99% генерируемого излучения с длиной волны 1,064 мкм.

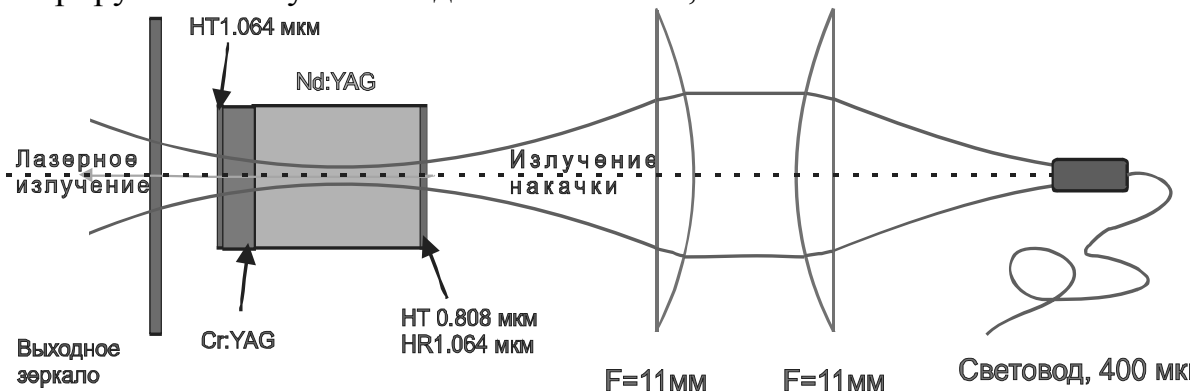


Рис. 1. Схема лазера.

Характеристики излучения микрочип-лазера были следующими: поперечное распределение интенсивности было близко к гауссову, параметр качества пучка  $M^2$  около 1.2, частота следования достигала 20 кГц при мощности накачки 20 Вт. Энергия импульсов выходного излучения микрочип-лазера составляла 50-70 мкДж (при использовании пассивных затворов с начальным пропусканием 80-70% и оптимального зеркала с коэффициентом отражения 70%).

Увеличения энергии импульсов можно достичь за счет роста населенности возбужденного лазерного уровня активной среды и объема лазерной моды. Простейшим способом увеличить инверсию населенности лазерной среды является увеличение потерь, вносимых пассивным затвором. Были испробованы затворы с различным коэффициентом начального пропускания. Выяснилось, что энергия импульсов пропорциональна оптической плотности затвора. При использовании затвора с начальным пропусканием 30% и плоского выходного зеркала с коэффициентом отражения 70% энергия выходного излучения составила 150 мкДж, а пороговая мощность накачки достигла 18 Вт.

На пути увеличения объема лазерной моды стояли такие препятствия, как термическая линза, наведенная в кристалле, и малая длина резонатора. Максимальный диаметр лазерной моды, ограниченный термической линзой, составлял 220 мкм. Для уменьшения термической линзы излучение накачки фокусировалось в кристалл на максимальную глубину, при которой еще наблюдалась генерация (фактически перетяжка пучка накачки лежала на дальнем конце кристалла  $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ ). Для таких условий накачки была выполнена оптимизация длины резонатора, обеспечившая увеличение диаметра лазерной моды до 250 мкм. В результате энергия

генерируемых импульсов возросла до 220 мкДж без существенного ухудшения качества пучка. При этом длительность импульсов составила 1.5 нс, а частота их следования – 1.2 кГц.

Импульсы излучения с энергией 220 мкДж были использованы для возбуждения плазмы на поверхностях твердотельных мишеней. Наличие плазмы регистрировалось визуально по свечению плазменного факела. Оказалось, что энергии 220 мкДж достаточно для многократного превышения порога плазмообразования во всех испытанных средах. Пороговая плотность мощности плазмообразования варьировался от 25 МВт/см<sup>2</sup> для графита, до 250 МВт/см<sup>2</sup> для латуни, что соответствовало энергиям 0.5 и 5 мкДж.

В процессе плазмообразования происходило интенсивное свечение плазмы в видимом диапазоне. Регистрация спектров лазерной плазмы и их последующий анализ показал, что в спектрах присутствуют как атомные, так и ионные спектральные линии с высокими потенциалами ионизации (на рис. 2 приведен спектр свечения плазменного факела, полученного при облучении алюминиевого образца). Это свидетельствует о развитости плазменного факела и относительно высокой температуре плазмы (до  $3 \cdot 10^4$  К). Был также измерен импульс отдачи плазмы, который составлял  $2 \cdot 10^{-6}$  Н·с при максимальной энергии импульса излучения.

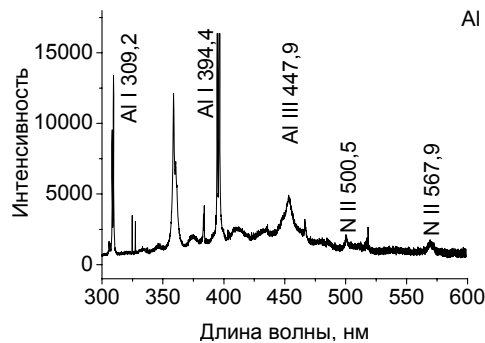


Рис. 2. Спектр лазерной плазмы, возбуждаемый при воздействии излучения Nd:YAG микрочип лазера на алюминий.

Результаты наших экспериментов свидетельствуют о том, что компактный микрочип-лазер, накачиваемый диодным лазером мощностью 18 Вт, обладает достаточными характеристиками для возбуждения и исследования лазерной плазмы. На его основе возможно создание компактных источников возбуждения для использования в лазерных эмиссионных спектрометрах.