

## СЕКЦИЯ 9. КОГЕРЕНТНЫЕ И НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНОВЫЕ ЯВЛЕНИЯ

|   |    |
|---|----|
| <b>Непараксиальные векторные солитоны в нелинейной кубичной среде.</b><br><i>В. А. Алешкевич, Я. В. Карташов, Н.Г. Уваров</i> .....   | 4  |
| <b>Попутное отражение и захват квазимонохроматического импульса при взаимодействии с предельно коротким импульсом</b><br><i>А.Н. Бугай, С.В. Сазонов, А.П. Сухоруков</i> .....  | 8  |
| <b>Генерация излучения на утроенных и комбинационных частотах при взаимодействии встречных световых волн из малого числа колебаний в средах с кубичной нелинейностью</b><br><i>Е.М. Буюновская, С.А. Козлов</i> ..... | 10 |
| <b>Дифракция оптических импульсов в движущихся индуцированных решетках</b><br><i>Т.А. Войтова, А.П. Сухоруков</i> .....   | 14 |
| <b>Нелинейно-оптические свойства наноструктурированных полупроводников</b><br><i>Л.А. Головань</i> .....  | 19 |
| <b>Формирование динамических волноводных структур в средах с тепловой и резонансной нелинейностью</b><br><i>Д.В. Горбач, О.Г. Романов, А.П. Сухоруков, А.Л. Толстик</i> .....   | 21 |
| <b>Нелинейное взаимодействие оптических пучков в неоднородном бозе-эйнштейновском конденсате</b><br><i>А.С. Гранкин, М.В. Комиссарова, А.П. Сухоруков</i> .....   | 26 |
| <b>Полимерные плёнки с гибридными одностенными нанотрубками</b><br><i>В.В. Гребенюков, Е.Д. Образцова</i> .....   | 30 |
| <b>Отражение и туннелирование оптического импульса в запрещенной полосе фотонного кристалла</b><br><i>К.В. Жариков, И.Г. Захарова, В.Ф. Марченко</i> .....  | 34 |
| <b>Столкновение оптических импульсных пучков в нелинейной среде</b><br><i>Д.М. Зверев, В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков</i> .....   | 37 |
| <b>Поверхностные плазмон-поляритонные волны в гиротропных средах</b><br><i>Д.О. Игнатьева, А.П. Сухоруков</i> .....   | 40 |

|   |           |
|---|-----------|
| <b>Оптическая система для точного сведения лучей в экспериментах по фотонному эху</b>   |           |
| <i>К.Р. Каримуллин, А.В. Наумов, М.В. Князев .....</i>  | <i>43</i> |
| <b>Поверхностные волны на границе нелинейного полупроводника и диэлектрика</b>  |           |
| <i>В.К. Катков, М. С. Обрубов, Д. И. Семенцов.....</i>  | <i>46</i> |
| <b>Взаимодействие оптических пучков в среде с тепловой нелинейностью</b>  |           |
| <i>Г.А. Князев, А.П. Сухоруков.....</i>   | <i>49</i> |
| <b>Особенности оптики однопериодных волн</b>  |           |
| <i>С.А. Козлов .....</i>  | <i>53</i> |
| <b>Поляризационная томография узкополосных бифотонных полей</b>   |           |
| <i>И.З. Латыпов, А.В. Шкаликов А.А. Калинин А.Е. Михайлов , А.А. Калачев В.В. Самарцев .....</i>  | <i>54</i> |
| <b>Дисперсия плазмон-поляритонных волн в трехслойной среде с оптической активностью</b>   |           |
| <i>Г.Ю. Левкина, Д.О. Игнатьева, А.П. Сухоруков, А.Н. Калиш.....</i>  | <i>56</i> |
| <b>Первые пятьдесят лет лазерной эры нелинейной оптики</b>  |           |
| <i>В.А.Макаров .....</i>  | <i>60</i> |
| <b>Токо- и магнитоиндуцированные эффекты при генерации второй гармоники в планарных структурах Au/Co/Si.</b>  |           |
| <i>С.И. Митрюковский, Т.В. Мурзина, О.А. Акцииетров, А.И. Стогний.....</i>  | <i>61</i> |
| <b>Распространение импульсов из малого числа колебаний в нелинейной среде с учетом поляризационного отклика электронной и колебательной природы</b> |           |
| <i>О.И. Пасека, А.П. Сухоруков .....</i>  | <i>64</i> |
| <b>Формирование точек и линий сингулярности поляризации в нелинейно-оптических процессах</b>  |           |
| <i>И.А. Пережогин, Н.Н. Потравкин, В.А. Макаров .....</i>   | <i>68</i> |
| <b>Оптическое индуцирование двумерных дифракционных структур в фоторефрактивном интерферометре Фабри-Перо</b>                                       |           |
| <i>А.С. Перин, В.М. Шандаров.....</i>   | <i>69</i> |
| <b>Физические принципы построения оптических эхо-процессоров и их практическая значимость</b>   |           |
| <i>Попов И.И., Газизов К.Ш., Вашурин Н.С., Сидорова В.Т.....</i>  | <i>73</i> |

|  |            |
|--|------------|
| <b>Дискретная дифракция в двумерных периодических структурах</b><br><i>И.В. Савочкин, А.П. Сухоруков.....</i>  | <i>77</i>  |
| <b>Резонансные и нерезонансные оптические солитоны: сходства и различия</b><br><i>С.В. Сазонов.....</i>  | <i>81</i>  |
| <b>Векторные солитоны в условиях резонанса Захарова–Бенни</b><br><i>С.В. Сазонов, Н.В. Устинов.....</i>  | <i>83</i>  |
| <b>Нелинейная динамика коротких лазерных импульсов при брэгговской дифракции в геометрии Лауэ в нелинейном фотонном кристалле</b><br><i>А. А. Скорынин, Б. И. Манцызов.....</i>      | <i>88</i>  |
| <b>Возбуждение поверхностных волн вблизи границ нелинейно-индуцированных неоднородностей</b><br><i>А.К. Сухорукова, А.П. Сухоруков.....</i>  | <i>92</i>  |
| <b>О динамике параметров двухкомпонентных импульсов в одноосных кристаллах</b><br><i>В.А. Халяпин.....</i>   | <i>97</i>  |
| <b>Преобразование излучения полупроводникового лазера в пучки со сложной пространственной структурой с помощью кольцевого интерферометра</b><br><i>А. К. Чернышов.....</i>           | <i>100</i> |
| <b>Согласование диодного лазера и кольцевого интерферометра, содержащего кристалл KNbO<sub>3</sub>, при генерации второй гармоники</b><br><i>А. К. Чернышов, Е.А. Чернышова.....</i> | <i>101</i> |
| <b>Формирование однофотонных импульсов с контролируемой временной формой</b><br><i>А.В. Шкаликов, А.А. Калачев, А.А. Калинин, И.З.Латыпов, В.В. Самарцев.....</i>                    | <i>106</i> |

## НЕПАРАКСИАЛЬНЫЕ ВЕКТОРНЫЕ СОЛИТОНЫ В НЕЛИНЕЙНОЙ КУБИЧНОЙ СРЕДЕ.

В. А. Алешкевич,<sup>1</sup> Я. В. Карташов<sup>2</sup>, Н.Г. Уваров<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физический факультет, Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Воробьевы горы, 119899 Москва, Россия

<sup>2</sup>ICFO-Institut de Ciències Fòniques, Mediterranean Technology Park, and Universitat Politècnica de Catalunya, 08860 Castelldefels (Barcelona), Spain  
n\_uvarov@mail.ru

Для анализа распространения в нелинейной среде лазерных пучков, ширина которых сравнима с длиной волны, параксиальное приближение [1], позволяющее вывести скалярное нелинейное уравнение Шредингера (НУШ), становится неприменимым. В таких пучках присутствует продольная компонента светового поля [2-4] и корректный анализ необходимо проводить с использованием векторных уравнений Максвелла.

Ранее в [5] были установлены границы применимости параксиального приближения для узких волновых пучков в кубично-нелинейной среде с периодической модуляцией показателя преломления.

В настоящей работе проведен анализ распространения узких трехмерных волновых пучков в нелинейной кубичной среде с учетом всех векторных компонент волнового поля, включая радиальную, угловую и продольную компоненты.

Найдены солитонные решения уравнений Максвелла в виде фундаментальных солитонов, а также вихревых солитонов с топологическим зарядом, проанализированы их свойства.

Исходной является система уравнений Максвелла, дополненная материальным уравнением для изотропной среды с нелинейностью керровского типа:

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

проницаемость изотропной среды, а  $\varepsilon_{nl}$  - нелинейная добавка.

Из (1) можно получить систему уравнений для компонент электрического поля  $\mathbf{E} = \mathbf{A} e^{-i\omega t}$  в цилиндрической системе координат:

$$\left[ \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} (\varepsilon_{nl} A_r r) - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\varepsilon_{nl} A_r r) + \frac{\partial^2}{\partial r \partial z} (\varepsilon_{nl} A_z) + \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r \partial \varphi} (\varepsilon_{nl} A_\varphi) - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\varepsilon_{nl} A_\varphi) \right] =$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial A_r}{\partial r} + \frac{\partial^2 A_r}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 A_r}{\partial z^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 A_r}{\partial \varphi^2} + \frac{\omega^2}{c^2} (\varepsilon_0 A_r + \varepsilon_{nl} A_r),$$

$$-\frac{1}{\varepsilon_0} \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r \partial z} (\varepsilon_{nl} A_r r) + \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial \varphi \partial z} (\varepsilon_{nl} A_\varphi) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} (\varepsilon_{nl} A_z) \right] =$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial A_z}{\partial r} + \frac{\partial^2 A_z}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 A_z}{\partial z^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 A_z}{\partial \varphi^2} + \frac{\omega^2}{c^2} (\varepsilon_0 A_z + \varepsilon_{nl} A_z), \quad (2)$$

$$-\frac{1}{\varepsilon_0} \left[ \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial r \partial \varphi} (\varepsilon_{nl} A_r r) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} (\varepsilon_{nl} A_\varphi) + \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial \varphi \partial z} (\varepsilon_{nl} A_z) \right] =$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial A_\varphi}{\partial r} + \frac{\partial^2 A_\varphi}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 A_\varphi}{\partial z^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 A_\varphi}{\partial \varphi^2} + \frac{\omega^2}{c^2} (\varepsilon_0 A_\varphi + \varepsilon_{nl} A_\varphi),$$

где  $A_r$ ,  $A_\varphi$  и  $A_z$  - радиальная, угловая и продольная компоненты электрического поля соответственно,  $\varepsilon_{nl} = \varepsilon_2 (|A_r|^2 + |A_\varphi|^2 + |A_z|^2)$ ,  $\varepsilon_2$  - нелинейный коэффициент.

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

$$q_r(\eta, \xi) = w_r(\eta) \exp[i(1+b)\xi / \delta^2 + im\varphi],$$

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

$$q_\varphi(\eta, \xi) = iw_\varphi(\eta) \exp[i(1+b)\xi / \delta^2 + im\varphi],$$

где  $q_r$ ,  $q_\varphi$  и  $q_z$  - безразмерные компоненты поля,  $\eta = r / r_0$ ,  $\xi = z / kr_0^2$  - безразмерные координаты,  $w_{r,\varphi,z}$  - действительные функции, описывающие поперечные распределения компонент светового поля,  $\delta = 1 / (k_0 r_0)$  - параметр непараксиальности, который характеризует соотношение длины волны и характерной ширины  $r_0$ ,  $b$  - постоянная распространения, характеризующая нелинейный фазовый набег в среде,  $m$  - топологический заряд солитона.

Характерные профили фундаментальных ( $m=0$ ) непараксиальных солитонов представлены на рис. 1(а)-1(с). Радиальная компонента имеет ярко выраженный провал на оси пучка, который увеличивается с ростом его мощности. Продольная компонента имеет максимум на оси пучка, однако, немонотонно изменяется вдоль радиуса. Угловая компонента поля отсутствует.

Увеличение постоянной распространения соответствует росту мощности пучка. С ростом мощности происходит уменьшение ширины солитона (рис.2а,б). По мере сужения солитона растет продольная компонента и увеличивается ее относительный вклад в мощность пучка (рис. 2с).

Профили вихревых непараксиальных солитонов с топологическим зарядом  $m=1$  даны на рис 1(д)-1(ф). Существенное отличие от фундаментальных солитонов заключается в наличии угловой компоненты поля, которая при определенной мощности сравнима по величине с радиальной. В отличие от фундаментальных солитонов продольная компонента невелика и ее вклад в полную мощность пучка незначителен (рис. 2д).

При одной и той же мощности вихревые солитоны имеют большую интегральную ширину, чем фундаментальные (например, у фундаментального солитона с панели (а) рис. 1. мощность  $U = 1,15$ , ширина  $W=2,25$ , а у вихревого солитона с панели (д) рис. 1.  $U = 1,11$ ,  $W=7,42$ ).

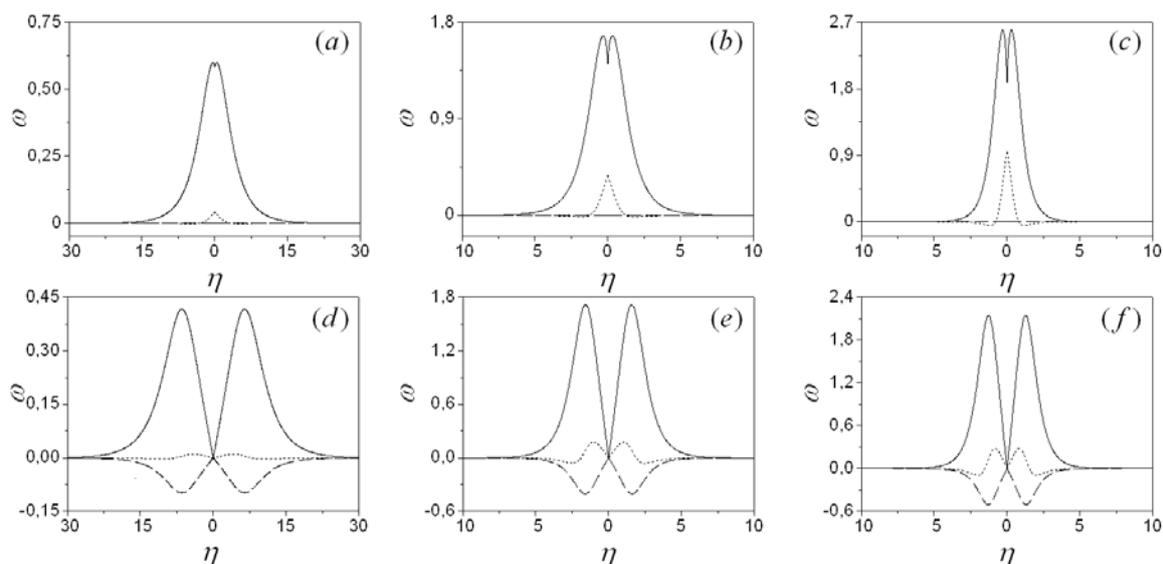


Рис. 1. Профили непараксиальных фундаментальных солитонов при  $b = 0.0004$  (а),  $0.0037$  (б), и  $0.0101$  (с), и вихревых солитонов ( $m=1$ ) при  $b = 0.0003$  (д),  $0.0052$  (е), и  $0.0082$  (ф). Радиальная компонента  $w_r$  изображена сплошной линией, угловая  $w_\varphi$  - штриховой, а продольная  $w_z$  - пунктирной. Параметр непараксиальности  $\delta = 0.1$ .

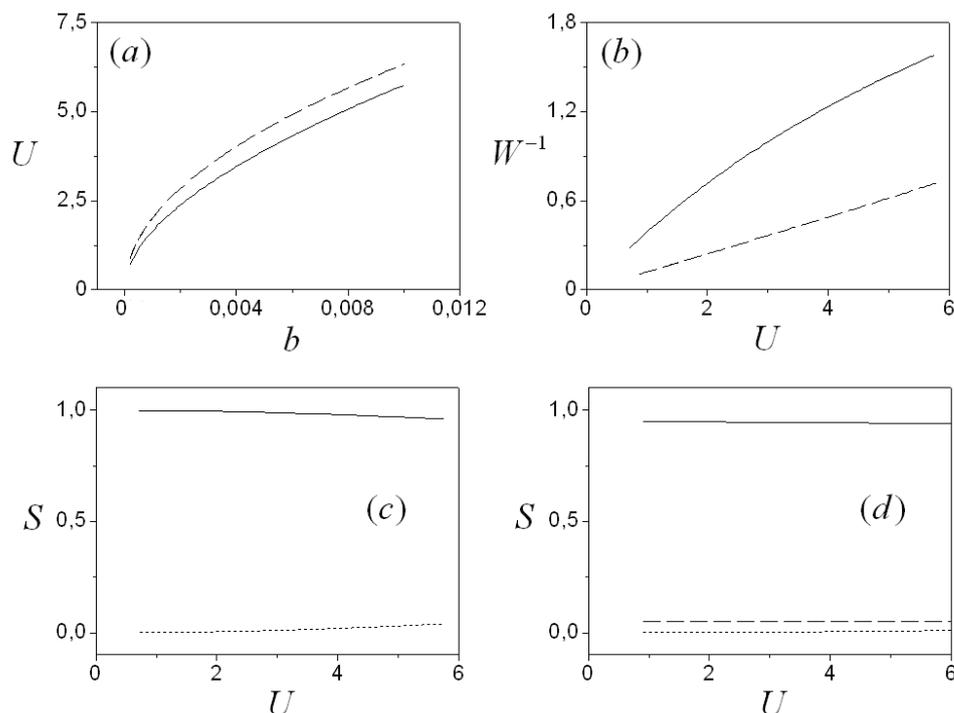


Рис. 2. Мощность солитона как функция постоянной распространения (а), обратная ширина солитона как функция его мощности (б): зависимости для фундаментальных солитонов изображены сплошной линией, для вихревых ( $m=1$ ) – штриховой. Отношение мощности каждой компоненты поля к полной мощности как функция мощности фундаментального солитона (с), вихревого ( $m=1$ ) солитона (d): сплошная линия для радиальной компоненты, штриховая – для угловой и пунктирная – для продольной.

## ЛИТЕРАТУРА

1. N. N. Akhmediev and A. Ankiewicz, Solitons: Nonlinear Pulses and Beams (Chapman & Hall, London, 1997).
2. E. Granot et al., Opt. Lett. 22, 1290 (1997).
3. N. N. Rosanov, V. E. Semenov, N. V. Vyssotina, J. Opt. B: Quantum and Semiclassical Optics 3, S96 (2001).
4. A. Ciattoni et al., Opt. Lett. 27, 734 (2002).
5. Алешкевич В. А., Григорьев А. В., Жукарев А. С., Карташов Я. В., ЖЭТФ 2008. Т.134. Вып. 1(7). С. 188.

ПОПУТНОЕ ОТРАЖЕНИЕ И ЗАХВАТ  
КВАЗИМОНОХРОМАТИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСА ПРИ  
ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИМ ИМПУЛЬСОМ

А.Н. Бугай,<sup>1</sup> С.В. Сазонов,<sup>2</sup> А.П. Сухоруков<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Объединенный институт ядерных исследований

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

<sup>3</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

bugay\_aleksandr@mail.ru

Возможность управления распространением света с помощью света представляет значительный интерес в нелинейной оптике и фотонике. В последнее время усилился поток работ, посвященный исследованию эффекта отражения света от движущейся неоднородности, вызванной откликом или дефектами самой среды [1] или индуцированной интенсивным лазерным импульсом [2].

Сущность вышеописанных эффектов отражения состоит в том, что при параметрическом взаимодействии попутно распространяющихся импульсов в нелинейной диспергирующей среде происходит изменение знака групповой расстройки и, соответственно, частоты импульса.

В настоящей работе исследован эффект перестройки частоты и скорости квазимонохроматических импульсов (КМИ) при их параметрическом взаимодействии с интенсивными предельно короткими импульсами (ПКИ).

Спектр ПКИ является очень широким. Поэтому дисперсионное расплывание будет сказываться для него значительно сильнее, чем для КМИ, что исказит профиль неоднородности. Исключением является распространение импульса в солитонном режиме, поэтому в дальнейшем будут рассмотрены именно такие случаи.

В приближении геометрической оптики можно получить уравнение для траектории КМИ следующего вида [2]:

$$\frac{d\tau}{dz} = \pm \sqrt{\delta^2 - 2k_2(n_{nl}(\tau) - n_{nl}(\Delta))}, \quad (1)$$

где  $k_2$  – коэффициент групповой дисперсии,  $\delta$  – расстройка групповых скоростей,  $\Delta$  – временная задержка между КМИ и ПКИ, а  $n_{nl}$  имеет смысл нелинейной добавки к показателю преломления.

В случае  $k_2 n_{nl} > 0$  и  $\delta^2 - 2k_2 \max[n_{nl}(\tau) - n_{nl}(\Delta)] < 0$  происходит отражение импульса от неоднородности, а его отстройка меняет знак. Если же  $k_2 n_{nl} < 0$ , то при выполнении условия  $\delta^2 - 2|k_2 n_{nl}(\Delta)| < 0$  импульс

захватывается неоднородностью. При этом отстройка его скорости испытывает колебания.

Отметим, что в момент столкновения происходит изменение и амплитуды КМИ. Соответствующий эффект, равно как и поправки к (1), описываются в рамках вариационного подхода.

В качестве среды для реализации таких эффектов можно рассматривать, например, нелинейные оптические волноводы. Пусть спектр ПКИ таков, что его центральная частота спектра гораздо меньше несущей частоты  $\omega$  оптического импульса. Тогда имеем систему уравнений вида [3]

$$i \left( \frac{\partial \psi}{\partial z} + v \frac{\partial \psi}{\partial \tau} \right) + \frac{k_2}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \tau^2} - g_{E\psi} E^2 \psi - g_{\psi} |\psi|^2 \psi = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \eta \int_{-\infty}^{\tau} E d\tau' + \frac{\partial}{\partial \tau} (g_{\psi E} |\psi|^2 E + g_E E^3) = 0 \quad (3)$$

В случае  $\psi = 0$  вместо (3) имеем уравнение Шеффера-Уэйна. При  $E = 0$  уравнение (2) переходит в нелинейное уравнение Шредингера. Кроме того, система (2), (3) при переходе к импульсам с большим числом колебаний может быть редуцирована к системе типа уравнений Манаква. В перечисленных случаях соответствующие уравнения являются интегрируемыми, допуская солитонные режимы распространения.

Как следует из (1), для полного отражения сигнального КМИ от мощного ПКИ ( $|\psi| \ll E$ ) спектр КМИ должен лежать в области положительной групповой дисперсии ( $k_2 > 0$ ). В противном случае ( $k_2 < 0$ ) возможна реализация захвата импульса неоднородностью. Отметим, что распространение достаточно интенсивного КМИ ( $|\psi| \sim E$ ) возможно в солитонном режиме, однако в этом случае вследствие более сильного взаимодействия между импульсами в ходе анализа необходимо пользоваться вариационным подходом.

Полученные результаты подтверждены численным моделированием.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 09-02-00503а) и Фонда некоммерческих программ «Династия».

## ЛИТЕРАТУРА

1. Н.Н. Розанов, Н.В. Высотина, А.Н. Шацев // Письма в ЖЭТФ 2011, Т.93, №6, С.341-345.
2. В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков // Изв.РАН. Серия Физическая 2009, Т.73, №12, С.1680-1683.
3. С.В. Сазонов, А.Ф. Соболевский // ЖЭТФ 2003. Т.123. №6. С.1160-1178.

## ГЕНЕРАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ НА УТРОЕННЫХ И КОМБИНАЦИОННЫХ ЧАСТОТАХ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ВСТРЕЧНЫХ СВЕТОВЫХ ВОЛН ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ В СРЕДАХ С КУБИЧНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

Е.М. Буяновская, С.А. Козлов

*Санкт-Петербургский университет информационных технологий, механики и оптики*  
lee.buyanovskaya@gmail.com

Для импульсов из малого числа колебаний понятие огибающей теряет свое физическое содержание, что не позволяет при описании их распространения в оптических средах эффективно использовать традиционный в оптике метод медленно меняющейся огибающей импульса. Поэтому при решении теоретических задач нелинейной оптики волн из малого числа колебаний анализируется динамика непосредственно поля излучения или его пространственно-временной спектр [2].

В работе [15] нами были выведены уравнения, описывающие динамику полей встречных плоских поперечно однородных линейно поляризованных световых волн из малого числа колебаний при их взаимодействии в диэлектрических средах с безынерционной кубической нелинейностью вида:

$$\begin{cases} \frac{\partial E_+}{\partial z} + \frac{N_0}{c} \frac{\partial E_+}{\partial t} - a \frac{\partial^3 E_+}{\partial t^3} + b \int_{-\infty}^t E_+ dt' + \frac{cg}{2N_0} \frac{\partial}{\partial t} (E_+^3 + 3E_+^2 E_- + 3E_+ E_-^2) = 0 \\ \frac{\partial E_-}{\partial z} - \frac{N_0}{c} \frac{\partial E_-}{\partial t} + a \frac{\partial^3 E_-}{\partial t^3} - b \int_{-\infty}^t E_- dt' - \frac{cg}{2N_0} \frac{\partial}{\partial t} (E_-^3 + 3E_-^2 E_+ + 3E_- E_+^2) = 0, \end{cases} \quad (1)$$

где  $E_+(z, t)$  - поле волны, распространяющейся в положительном направлении оси  $z$ ,  $E_-(z, t)$  - волны, распространяющейся ей навстречу;  $t$  - время,  $c$  - скорость света в вакууме;  $N_0, a, b$  - параметры, характеризующие нерезонансную зависимость показателя преломления среды от частоты  $\omega$ ,  $g = \frac{4\pi\chi}{c^2}$  - описывает нелинейность ее поляризационного отклика.

В настоящей работе решение первого уравнения системы (1) было получено методом последовательных приближений Пикара, которое в новых переменных  $z' = z, \tau = t - z$  имеет вид:

$$\begin{aligned} E_+^{(1)}(z', \tau) = & - \left[ \frac{\partial}{\partial \tau} (E_+^{(0)}(\tau))^3 \right] (z' - z'_0) - 3 \frac{\partial}{\partial \tau} \left[ (E_+^{(0)}(\tau))^2 \int_{z'_0}^{z'} E_-^{(0)}(\tau + 2z'') dz'' \right] - \\ & - 3 \frac{\partial}{\partial \tau} \left[ (E_+^{(0)}(\tau)) \int_{z'_0}^{z'} (E_-^{(0)}(\tau + z''))^2 dz'' \right] \end{aligned} \quad (2)$$

где первое слагаемое в правой части соотношения характеризует самовоздействие светового импульса, распространяющегося от границы нелинейной среды  $z'_0$  в положительном направлении оси  $z'$ , а второе и третье – взаимодействие встречных импульсов в нелинейной среде.

Полученное решение было проанализировано, для импульса с распределением поля на входе в область взаимодействия вида:

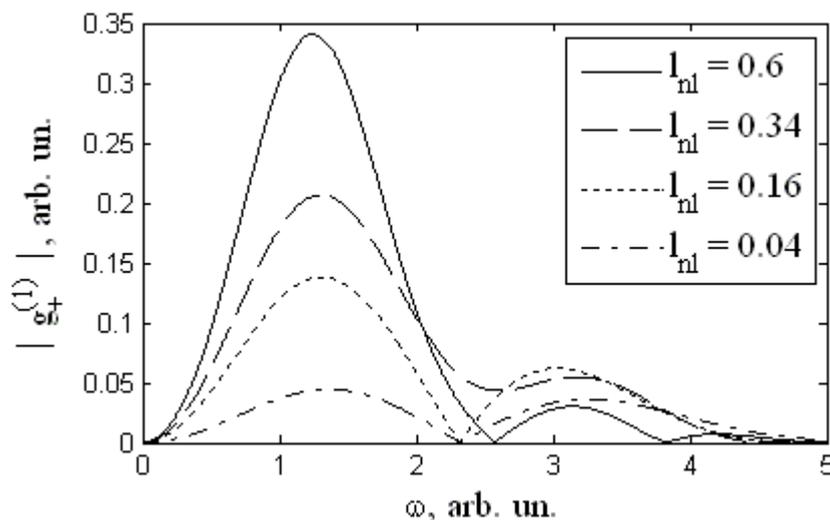
$$E_+^{(0)}(\tau) = \exp\left(-\frac{\tau^2}{\tau_+^2}\right) \sin(2\pi\tau), \quad (3)$$

и встречной ему волны вида

$$E_-^{(0)}(z') = \exp\left(-\frac{(\tau + 2z')^2}{\tau_-^2}\right) \sin\left(2\pi\delta \tau (z' - z'_0)\right), \quad (4)$$

где  $\gamma = \frac{E_{-0}}{E_{+0}}$ ,  $E_{+0}$  и  $E_{-0}$  – исходные амплитуды взаимодействующих импульсов;  $\delta = \frac{T_{+c}}{T_{-c}}$ ;  $T_{+c}, T_{-c}$  – их центральные периоды колебаний,  $\tau_+ = \frac{\tau_{+0}}{T_{+c}}$ ,  $\tau_- = \frac{\tau_{-0}}{T_{-c}}$ ;  $\tau_{+0}, \tau_{-0}$  – исходные длительности импульсов.

На рис. 1 приведены спектры итерационной добавки к полю импульса  $E_+^{(1)}$ , описывающей по формуле (2) результат взаимодействия встречных волн одинаковой амплитуды ( $\gamma=1$ ), спектрального состава ( $\delta=1$ ) и длительности ( $\tau_+ = \tau_-$ ), для ограниченных (в отличие от вышерассмотренной ситуации) и разных длин нелинейной среды  $l_{nl} = z' - z'_0 = 0.04; 0.16; 0.34; 0.6$  и меняемых входных длительностей взаимодействующих импульсов  $\tau_+ = \tau_- = 0.5; 1; 1.5$ .



a)

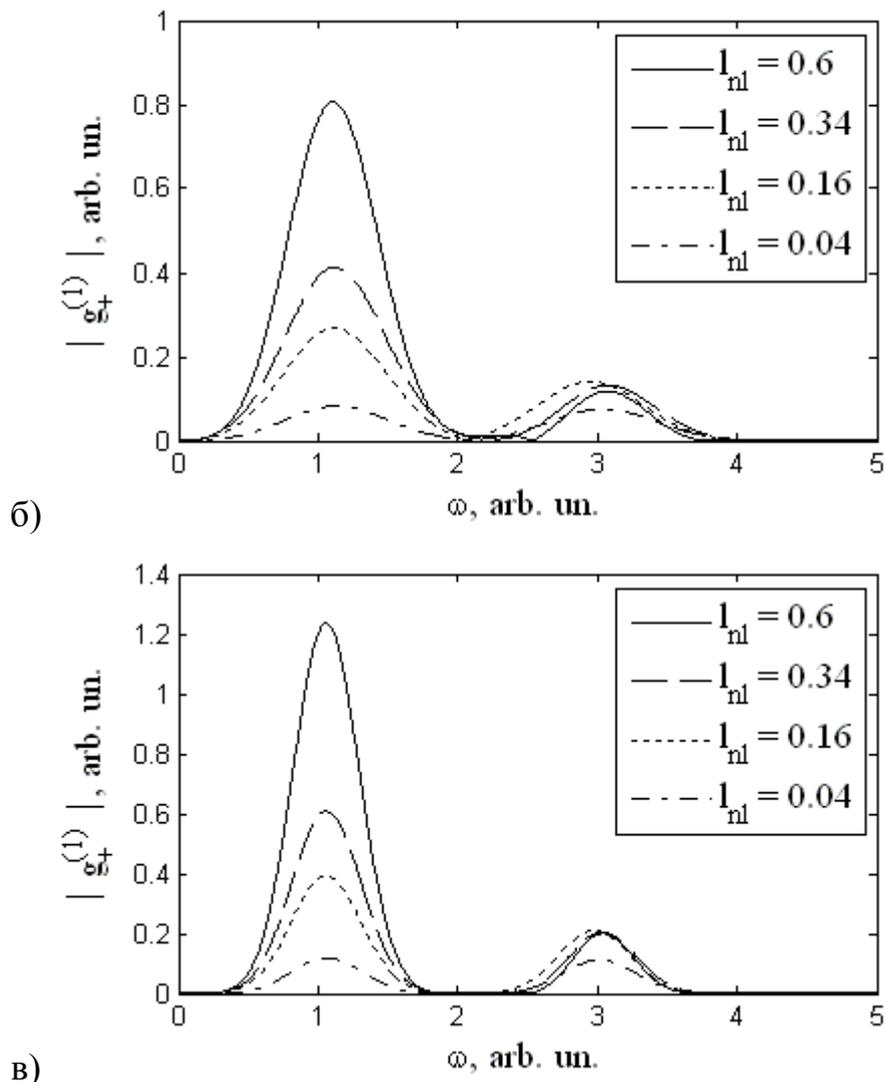


Рис 1. Спектры  $g_+^{(1)}$  итерационной добавки к полю импульса  $E_+^{(1)}$ , описывающей результат взаимодействия встречных волн одинакового спектрального состава, для ограниченных и различных длин нелинейной среды  $l_{nl}$  при различных входных длительностях взаимодействующих импульсов: а)  $\tau_+ = \tau_- = 0.5$ , б)  $\tau_+ = \tau_- = 1$ , в)  $\tau_+ = \tau_- = 1.5$

Из рисунка видно, что в результате столкновения одинаковых встречных импульсов в нелинейной среде с размерами меньшими области взаимодействия, наряду с изменениями спектра излучения на основных частотах, которые определяют фазовую взаимомодуляцию, появляется излучение на утроенных частотах. В обоих спектральных контурах наблюдается сдвиг максимума спектральной плотности в высокочастотную область. Тем больший, чем меньше длительность сталкивающихся импульсов и длина нелинейной среды.

Из рисунка видно, что при уменьшении длины нелинейной среды происходит перераспределение энергии излучения из основных частот в

утроенные. При увеличении числа колебаний во взаимодействующих импульсах доля излучения на утроенных частотах в общем поле, сгенерированном в результате взаимодействия, уменьшается и, соответственно, для длинных импульсов этот эффект является слабым. Это дает нам право заключить, что явление генерации волн из малого числа колебаний на утроенных частотах значительно проявляется лишь на одном-двух колебаниях поля.

Длина нелинейной среды, на которой генерации волн на утроенных частотах уже не происходит, как видно из рис.2, зависит от входной длительности взаимодействующих импульсов.

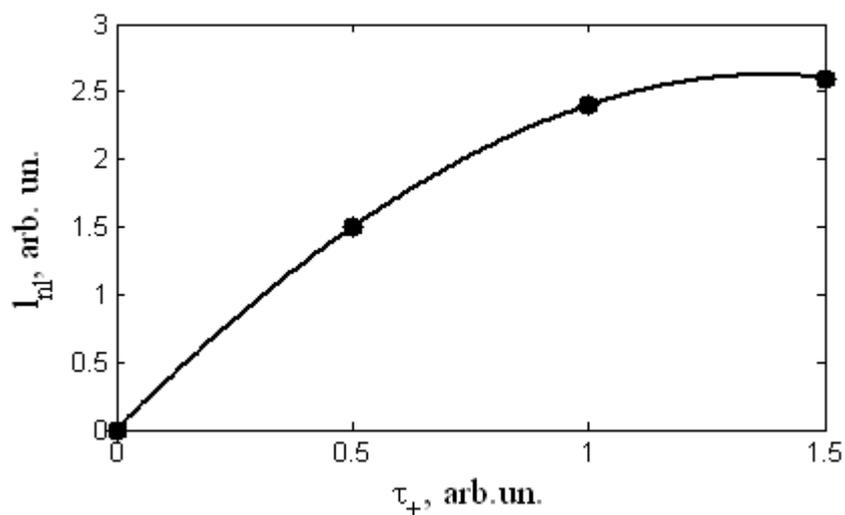


Рис.2. Зависимость длины нелинейной среды  $l_{nl}$ , на которой перестает наблюдаться эффект генерации волн на утроенных частотах от входной длительности взаимодействующих импульсов  $\tau_{\pm}$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Буяновская Е.М., Козлов С.А. // Письма в ЖЭТФ, 2007, Т. 86, В. 5-6, С. 349-353.

## ДИФРАКЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В ДВИЖУЩИХСЯ ИНДУЦИРОВАННЫХ РЕШЕТКАХ

Т.А. Войтова, А.П. Сухоруков  
МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет  
voitovata@mail.ru

Нами исследована дискретная дифракция коротких оптических импульсов в перемещающихся со скоростью света индуцированных решетках, созданных лазерными импульсами в нелинейной среде с дисперсией. Такую решетку можно получить, используя интерференцию двух импульсов накачки с близкими частотами в кубично-нелинейной среде или их каскадное трехчастотное взаимодействие в среде с квадратичной нелинейностью. Ранее рядом авторов были изучены свойства стационарных пространственных периодических структур, представляющих собой систему индуцированных волноводов, между которыми возможна перекачка энергии благодаря связи [1-3]. В данной работе описана динамика дискретной дифракции, найдены режимы генерации суб-импульсов, подавления дисперсионного уширения и захвата сигнала в параметрический солитон с учётом расстройки и дисперсии групповых скоростей.

Параметрическое взаимодействие сигнального импульса на частоте  $\omega_2$  с импульсом накачки  $\omega_1$  и импульсом на суммарной частоте  $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$  с учетом дисперсии второго порядка, квадратичных нелинейных эффектов и расстройки групповых скоростей  $v_{j1}$  можно описать тремя уравнениями для медленно меняющихся комплексных амплитуд  $A_j$ :

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} = iD_1 \frac{\partial^2 A_1}{\partial \tau^2} - i\gamma_1 A_2^* A_3; \quad (1)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} = iD_2 \frac{\partial^2 A_2}{\partial \tau^2} - v_{21} \frac{\partial A_2}{\partial \tau} - i\gamma_2 A_1^* A_3; \quad (2)$$

$$\frac{\partial A_3}{\partial z} = iD_3 \frac{\partial^2 A_3}{\partial \tau^2} - v_{31} \frac{\partial A_3}{\partial \tau} - i\Delta k A_3 - i\gamma_3 A_1 A_2, \quad (3)$$

где  $\tau = t - z/u_1$  - бегущее время;  $u_1$  - групповая скорость;  $v_{j1} = u_j^{-1} - u_1^{-1}$  - расстройка обратных групповых скоростей;  $D_2 = 1/2(\partial^2 k_j / \partial \omega^2)$  - коэффициент дисперсии второго порядка;  $\gamma_j$  - коэффициент нелинейности. При введении большой расстройки волновых векторов  $\Delta k = k_1 + k_2 - k_3$  в

каскадном приближении сигнал распространяется в оптически неоднородной среде с индуцированным показателем преломления:

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} = iD_2 \frac{\partial^2 A_2}{\partial \tau^2} - v_{21} \frac{\partial A_2}{\partial \tau} - i \frac{\gamma_2 \gamma_3}{\Delta k} |A_1(\tau)|^2 A_2. \quad (4)$$

Таким образом, для импульса на сигнальной частоте создается бегущая индуцированная неоднородность, профиль которой повторяет распределение интенсивности волны накачки. В таком режиме квадратично-нелинейная среда имитирует кубично-нелинейную среду. Периодическая последовательность высокоинтенсивных импульсов накачки на частоте  $\omega_1$  создавалась двумя импульсами накачки близких частот:  $|A_1(\tau)|^2 = E_1^2 \exp(-2\tau^2 / T_1^2) \cos^2(\Omega_1 \tau)$ .

При средней глубине модуляции показателя преломления эффект дисперсионного расплывания не скомпенсирован нелинейностью среды, и наблюдается дискретная дисперсия на периодической последовательности импульсов накачки. Сигнал, движущийся со скоростью решетки, по мере распространения вдоль  $z$ , охватывает все большее и большее число индуцированных ячеек. В результате на выходе из среды появляются нескольких суб-импульсов на сигнальной частоте. Распределение поля по ячейкам хорошо описывается функцией Бесселя  $n$ -го порядка:  $A_{2n} = E_2 (i)^n J_n(2Cz)$ , где  $C = F(\gamma E_1^2, \tau_0)$  - коэффициент связи соседних ячеек решетки,  $n$  - номер ячейки, отсчитываемый от возбужденной на входе в среду ячейки [4]. С увеличением интенсивности накачки ослабевает связь соседних индуцированных ячеек, и сигнал может захватиться одним из суб-импульсов накачки в параметрический солитон, дальнейшее распространение которого происходит без изменения длительности. Таким образом, подбирая мощность бигармонической накачки, можно получать на выходе из среды нужное число оптических импульсов. Нами было произведено численное моделирование распространения в нелинейной среде импульса с линейной девиацией мгновенной частоты (с квадратичной модуляцией фазы). Аналитическое представление такого чирпированного импульса имеет вид:

$$A_2(\tau) = E_2 \exp(-\tau^2 / T_2^2) \exp(i\beta\tau^2 / 2) \quad (6)$$

где  $\beta = 4\pi\Delta f / T_2$  - скорость изменения частоты внутри импульса,  $\Delta f$  - девиация частоты. При  $\Delta f D_2 > 0$  в среде без модуляции показателя преломления чирпированный импульс испытывает компрессию после прохождения некоторого расстояния, а затем снова расплывается [5]. При этом длительность импульса в сечении  $z$  определяется соотношением:

$$T = T_0 \left[ \left( 1 - \frac{4\pi\Delta f D_2 z}{T_2} \right)^2 + \frac{16D_2^2 z^2}{T_2^4} \right]^{1/2}. \text{ С помощью варьирования скорости}$$

изменения частоты внутри импульса, коэффициента нелинейности и коэффициента дисперсии, можно получать различные режимы распространения входного chirпированного импульса. На рис. 1(a) показано изменения профиля сигнального импульса. Легко заметить, что после сжатия в несколько раз и локализации импульса в одной ячейке, дальнейшее распространение принимает вид дискретной дисперсии. Также нами было проведено моделирование захвата chirпированного импульса в параметрический солитон, то есть продемонстрировано распространение сигнала, захваченного одним из каналов решетки (рис. 1(б)).

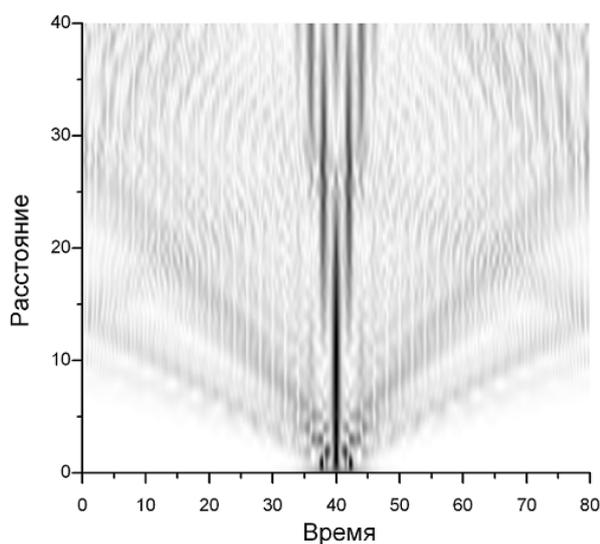


Рис. 1(a). Дискретная дифракция сигнального chirпированного импульса;  $\nu_{21} = 0, D_2 = 0.4, \gamma_1 = 10, \beta = 3.25\pi, T_2 = 5.0$

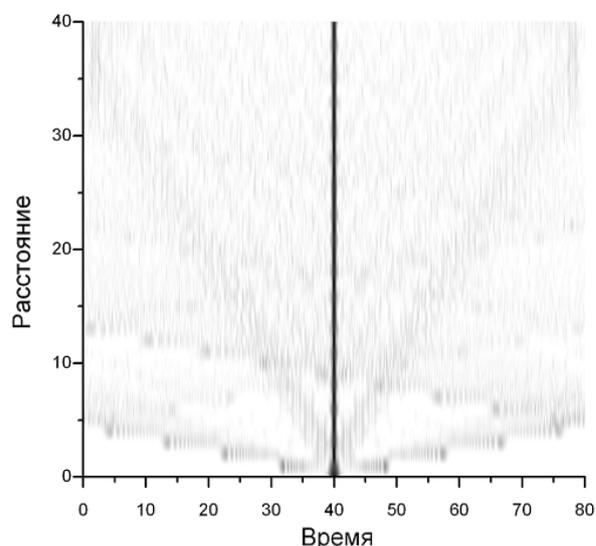


Рис. 1(б). Захват chirпированного импульса в параметрический солитон;  $\nu_{21} = 0, D_2 = 0.4, \gamma_1 = 20, \beta = 3.25\pi, T_2 = 1.0$

Симметричное распределение сигнала по индуцированным каналам на выходе из среды (например, рис. 1(a)) в случае синхронного движения решетки и сигнального импульса становится асимметричным при введении расстройки скоростей  $\nu_{21} \neq 0$  (рис. 2(a)).

При дальнейшем увеличении значения расстройки сигнальный импульс может проходить решетку, не чувствуя ее. Коэффициент дисперсии в движущейся решетке записывается в виде:

$$D = D_0 \cos(\nu_{21} \tau_0 / 2D_0) \quad (7)$$

где  $D_0$  - коэффициент дисперсии при  $\nu_{21} = 0$ ,  $\tau_0$  - период решетки. Условие бездисперсионного распространения представляется соотношением для расстройки обратных групповых скоростей:

$$v_{21} = \pm \pi D_0 / \tau_0. \quad (8)$$

Длительность импульсов с такой групповой скоростью на выходе из среды такая же, как и на входе в среду. Численное моделирование подтвердило наши выводы (рис. 2(б)). Следовательно, можно селективировать импульсы по скоростям.

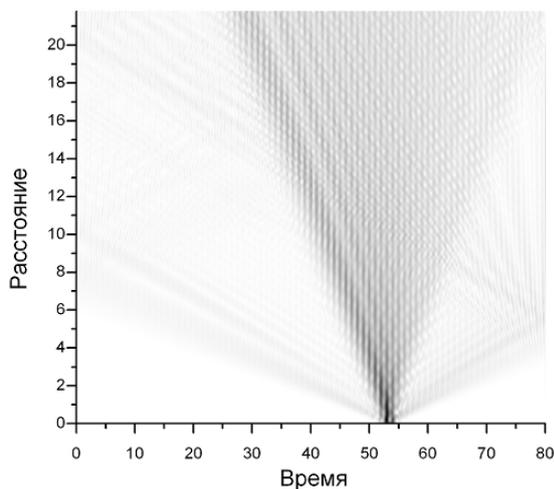


Рис. 2(а). Асимметрия дискретной дисперсии сигнального гауссова импульса с  $v_{21} = 0.8, D_2 = 0.5, \gamma_1 = 15$

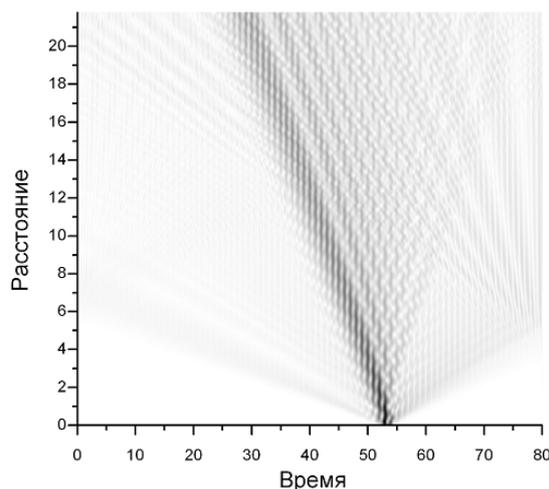


Рис. 1(б). Подавление дисперсионного расплывания сигнального гауссова импульса с  $v_{21} = 1.57, D_2 = 0.5, \gamma_1 = 15$

Таким образом, с помощью свойств каскадно-индуцированных оптических решеток можно управлять распространением лазерных импульсов. Путем изменения разности между частотами исходных импульсов, их длительности или мощности, можно регулировать длительность сигнального импульса на выходе из кристалла, распределение энергии по индуцированным ячейкам и производить отбор импульсов по величине их групповой скорости.

Работа выполнена при поддержке фонда Династия, грантами РФФИ 09-02-01028, 10-02-90010-Бел\_а, 11-02-00681.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Eisenberg H.S., Silberberg Y., Morandotti R., Boyd A.R., Aitchison J.S. // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 3383.
2. Боровкова О.В., Лобанов В.Е., Сухоруков А.П., Сухорукова А.К. // Квант. электроника. 2009. Т. 39. № 11. С. 1050.
3. Lederer F., Stegeman G.I., Christodoulides D.N., *et. al.* // Phys. Rep. 2008. V. 463. P. 1.
4. Войтова Т.А., Сухоруков А.П. // Изв. РАН. Сер. физ. 2010. Т. 74. № 12. С. 1774-1777.

5. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. “Теория волн” М.: Наука, 1979.

## НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Л.А. Головань

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

golovan@physics.msu.ru

Получение и исследование новых материалов с требуемыми структурными и оптическими свойствами представляет собой актуальную задачу современной лазерной физики, решаемую методами нанотехнологии. Для этого тем или иным способом проводится «сборка» нанокристаллов или нанокластеров, электронные и оптические свойства которых определяются их размером и формой. Оптические свойства ансамбля наночастиц будут определяться не только взаимодействием между атомами, но и взаимным расположением нанокластеров, а также их объемной долей. Таким образом, благодаря влиянию таких факторов как квантово-размерный эффект, адсорбция молекул и эффекты локального поля, оптические свойства нанокompозитных сред могут существенно отличаться от свойств объемных полупроводников. В средах на основе полупроводников и диэлектриков, как свидетельствуют результаты недавних исследований, может произойти существенное увеличение эффективности нелинейно-оптических процессов.

Одной из причин этого может являться достижение фазового синхронизма при нелинейно-оптическом взаимодействии. Этот эффект возникает в ряде пористых полупроводников и диэлектриков – нанокompозитных средах, образованных пустотами в объеме (порами) и оставшимися после удаления части материала нанокристаллами полупроводника или нанокластерами диэлектрика – благодаря оптической анизотропии нанокompозита, обусловленной упорядоченным расположением пор [1]. Другим важным фактором является увеличение локальных полей в полупроводниковой нанокompозитной среде, вызванное ее неоднородностью на масштабах, сравнимыми с длиной волны, и увеличением времени жизни фотона в такой среде [1]. Оба этих подхода сочетаются в структурах, у которых неоднородности периодически упорядочены с периодом, сравнимым с длиной волны – фотонных кристаллах.

В докладе обсуждаются результаты детального изучения влияния указанных эффектов на нелинейно-оптические свойства наноструктурированных полупроводников и эффективность нелинейно-оптического взаимодействия в них.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Л.А. Головань, В.Ю. Тимошенко, П.К. Кашкаров // Успехи физических наук. 2007. Т. 177, №6. С. 619.

## ФОРМИРОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДНЫХ СТРУКТУР В СРЕДАХ С ТЕПЛОВОЙ И РЕЗОНАНСНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

Д.В. Горбач<sup>1</sup>, О.Г. Романов<sup>1</sup>, А.П. Сухоруков<sup>2</sup>, А.Л. Толстик<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Белорусский государственный университет

<sup>2</sup>Московский государственный университет

e-mail: [romanov@bsu.by](mailto:romanov@bsu.by)

В работе теоретически и экспериментально исследуются процессы формирования динамических волноводных структур в средах с тепловой нелинейностью, анализируется возможность управления пространственной структурой сигнального светового пучка при его распространении в локализованной области пространства с профилем показателя преломления, сформированным мощным пучком накачки. Волноводная структура показателя преломления образуется в растворе поглощающего органического красителя с отрицательным термооптическим коэффициентом ( $dn/dT < 0$ ) при воздействии мощного сингулярного светового пучка, в центре которого интенсивность обращается в ноль.

Для теоретического описания процесса формирования пространственно-неоднородных волноводных структур показателя преломления предположим, что мощная волна накачки  $E_1$ , распространяющаяся в нелинейной среде, имеет частоту  $\omega_1$ , совпадающую с центром линии поглощения  $S_0 - S_1$  раствора красителя. Пробная волна  $E_S$  на частоте  $\omega_S$ , для которой среда является прозрачной, направляется коллинеарно волне накачки. При теоретическом моделировании учитываем, что для растворов красителей наряду с резонансной нелинейностью заметную роль в формировании оптического отклика может играть тепловая нелинейность.

В указанных условиях выражения для нелинейной восприимчивости среды на частотах  $\omega_1$  и  $\omega_S$  имеют вид:

$$\chi(\omega_1) = \frac{n_0 \kappa_0}{2\pi} \left( \frac{\hat{\Theta}_{12}}{B_{12}} - \frac{\hat{\alpha} I}{1 + \alpha I} \right), \quad (1)$$

$$\chi(\omega_S) = \frac{n_0 \kappa_0}{2\pi} \frac{a_T I}{1 + \alpha I}, \quad (2)$$

где  $\hat{\alpha} = a + i\alpha = (\hat{\Theta}_{12} + \hat{\Theta}_{21})/\nu P_{21} - a_T$ ,  $a_T = \sigma_T (1 - \mu_{21})$ ,  $\alpha = (B_{12} + B_{21})/\nu P_{21}$ . В данных выражениях  $\hat{\Theta}_{kl}(\omega) = \Theta_{kl}(\omega) + iB_{kl}(\omega)$ , где коэффициенты  $\Theta_{kl}(\omega)$  связаны соотношениями Крамерса-Кронига с коэффициентами Эйнштейна для вынужденных переходов  $B_{kl}(\omega)$  в спектральном канале  $S_0 - S_1$ ;  $\nu -$

скорость света в среде,  $k_0$  – начальный коэффициент экстинкции,  $n_0$  – показатель преломления;  $P_{21}$  – суммарная вероятность спонтанных и безызлучательных переходов;  $\sigma_T = 2\omega(dn/dT)\tau/cC_p$ ,  $\tau$  – длительность взаимодействия,  $C_p$  – теплоемкость единицы объема,  $dn/dT$  – термооптический коэффициент,  $\mu_{21}$  – квантовый выход люминесценции в канале  $S_0 - S_1$ .

Уравнения для комплексных амплитуд световых волн  $E_1$  и  $E_S$  с учетом нелинейной модуляции коэффициента поглощения и показателя преломления в поле мощной волны накачки могут быть записаны следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_1}{\partial z} + \frac{1}{2ik_1} \Delta_{\perp} E_1 &= \frac{i2\pi\omega_1}{cn_0} \chi(\omega_1) E_1; \\ \frac{\partial E_S}{\partial z} + \frac{1}{2ik_S} \Delta_{\perp} E_S &= \frac{i2\pi\omega_S}{cn_0} \chi(\omega_S) E_S, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $k_1 = \omega_1/v$  и  $k_S = \omega_S/v$ ;  $\Delta_{\perp} = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$  – поперечный Лапласиан.

При численном моделировании системы уравнений (3) предполагалось, что световой пучок накачки, направляемый на границу  $z=0$  нелинейной среды, имеет неизменный во времени профиль по поперечной координате и содержит винтовую фазовую дислокацию топологического заряда  $m$ :  $E_1(z=0) = E_{01} [r/r_{01}]^{|m|} \exp\left[-(r/\sqrt{2} r_{01})^2 + im\phi\right]$ .

Сигнальный пучок на входе нелинейной среды характеризуется гауссовым профилем интенсивности:  $E_S(z=0) = E_{0S} \exp\left[-(r/\sqrt{2} r_{0S})^2\right]$ . Полуширина

световых пучков полагалась равной  $r_{01,0S} = 200$  мкм, пиковая интенсивность пучка варьировалась в пределах  $I_{01} = 0.1 - 10$ , начальный коэффициент поглощения  $k_0 = 0.25 \text{ см}^{-1}$ . В численных расчетах использовался абсолютно устойчивый двухшаговый (трехслойный) явный метод, позволяющий проследить эволюцию светового пучка на расстояниях порядка дифракционной длины  $L_D = kr_0^2$ .

На рис. 1 представлены результаты численных расчетов распределения интенсивности (максимальные значения обозначены черным цветом) в пучке накачки (верхний ряд) и сигнальном пучке (нижний ряд) на выходе нелинейной среды, полученные при увеличении интенсивности пучка накачки на входе нелинейной среды. Как видно, сингулярный пучок накачки, характеризующийся кольцеобразным распределением интенсивности в поперечном профиле, при распространении в нелинейной среде дефокусирующего типа формирует

локализованную структуру типа темного пространственного солитона, причем с увеличением интенсивности пучка размер осевого минимума интенсивности уменьшается, достигая некоторого предельного значения (рис. 1, *в*, *г*). При этом пространственный профиль показателя преломления, сформированный мощным пучком накачки, подобен профилю обычного световода. Сигнальный световой пучок, захваченный в области светонаведенного волновода, локализуется на поперечных размерах, определяемых пучком накачки.

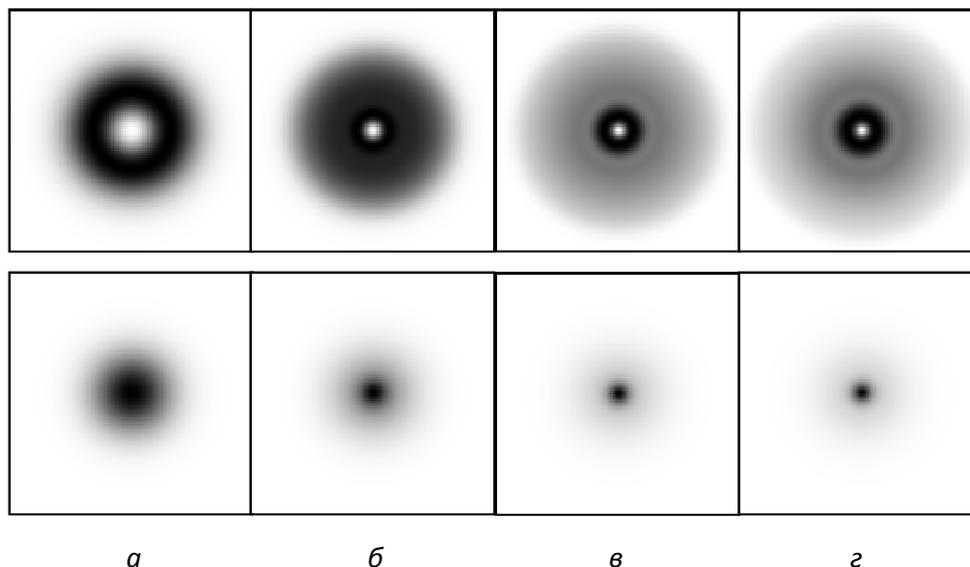


Рис. 1. Распределение интенсивности световых пучков на входе (*а*) и выходе (*б – г*) нелинейной среды.  $\alpha I \bar{q}_1 = 1$  (*а*), 5 (*б*), 10 (*в*)

Экспериментальная установка для изучения процесса формирования волноводной структуры представлена на рис. 2. В качестве сигнального пучка использовалось непрерывное излучение гелий-неонового лазера 1 на длине волны  $\lambda = 632,8$  нм. Мощный световой импульс на длине волны  $\lambda = 532$  нм генерировался лазером на иттрий-алюминиевом гранате 2. Лазер работал в режиме активной модуляции добротности с длительностью импульса  $\tau = 20$  нс и частотой следования импульсов  $\nu = 10$  Гц. Голографический транспарант 3 преобразовывал излучение лазера накачки в сингулярный световой пучок с топологическим зарядом  $m = 1$ . Для увеличения мощности накачки применялась длиннофокусная линза 4. Линза 4' предназначалась для уменьшения поперечных размеров пробного пучка до величины соответствующей размеру формируемой волноводной структуры. Посредством системы подвижных зеркал 5 излучение пробного пучка и пучка накачки соосно направлялось в кювету с нелинейной средой 6. Длина кюветы составляла 5 см. В качестве

нелинейной среды использовался этанольный раствор красителя родамин 6Ж, эффективно поглощающий излучение на длине волны генерации лазера накачки и практически прозрачный для пробного пучка.

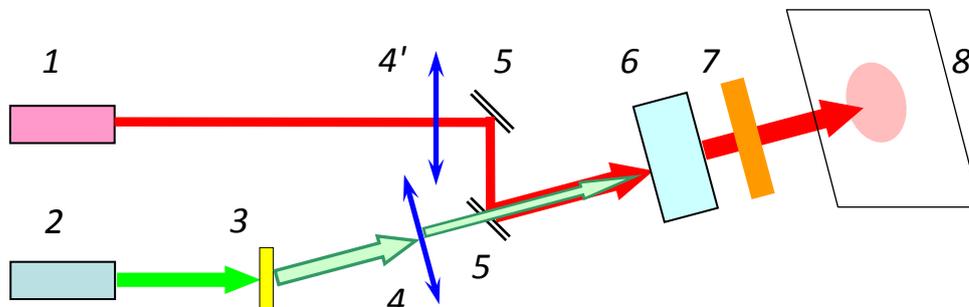


Рис. 2 – Схема экспериментальной установки

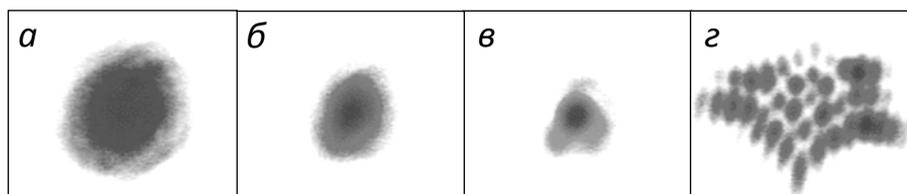


Рис. 3 – Профили световых пучков на выходе из кюветы

Результирующая картина взаимодействия регистрировалась на экране 8 с помощью ПЗС камеры (излучение пучка накачки, прошедшее через кювету отсекалось светофильтром 7).

На рис.3 приведен вид поперечного распределения интенсивности пробного пучка после прохождения через кювету с нелинейной средой. Рис. 3, а показывает начальное распределение интенсивности. На рис. 3, б, в приведен вид пробного пучка при увеличении интенсивности накачки. В этом случае излучение пучка накачки было сфокусировано на расстоянии 2 см вглубь кюветы, а излучение пробного пучка фокусировалось на переднюю стенку кюветы. Видно, что размер сигнального пучка постепенно уменьшается. Так, при интенсивности пучка накачки  $I = 700 \text{ МВт/см}^2$  размер сигнального пучка уменьшился в три раза (рис. 2, в). В то же время, при смещении фокуса пробного пучка на расстояние 2 см вглубь от передней стенки кюветы (в область фокусировки пучка накачки) наблюдалось более сложное строение поперечной структуры пробного пучка (рис. 2, г), обусловленное дифракционными эффектами и формированием многомодовой волноводной структуры сигнального пучка.

Работа поддержана Белорусским республиканским фондом фундаментальных исследований, проект Ф10Р-070 и Российским фондом фундаментальных исследований, проект 10-02-90010-Бел\_а.

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

А.С. Гранкин, М.В. Комиссарова, А.П. Сухоруков

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

[granand@mail.ru](mailto:granand@mail.ru)

[apsmsu@gmail.com](mailto:apsmsu@gmail.com)

В настоящее время Бозе-эйнштейновский конденсат находится в центре внимания многих исследователей нелинейных волновых явлений. В конденсате возможна генерация пространственных темных и светлых солитонов, создание индуцированных решеток и наблюдение на них дискретной дифракции, наблюдение медленного света и т.д. [1-3]. Конденсат обладает кубичной по полю нелинейностью, знак которой можно менять с помощью внешнего магнитного поля. Атомы конденсата удерживаются в ограниченном объеме камеры при помощи магнитной ловушки, в результате этого плотность конденсата максимальна в центре, и спадает к периферии. Таким образом, создается неоднородная нелинейная среда [4,5].

В настоящей работе было исследовано нелинейное взаимодействие двух оптических пучков разных частот в бозе-эйнштейновском конденсате с параболическим профилем показателя преломления и неоднородностью дефокусирующего типа. Для определенности будем рассматривать взаимодействие сигнальной волны частоты  $\omega_1$  с мощным опорным пучком удвоенной частоты  $\omega_2 = 2\omega_1$ , хотя соотношение частот не играет принципиальной роли. Тогда двухчастотное взаимодействие пучков с учетом дифракционных эффектов можно описать двумя уравнениями для медленно меняющихся амплитуд  $A_j$ :

$$\begin{cases} \frac{\partial A_1}{\partial z} + iD_1\Delta_{\perp}A_1 = -i(\varepsilon_{11}|A_1|^2 + \varepsilon_{12}|A_2|^2)A_1 - iU_1(x, y)A_1 \\ \frac{\partial A_2}{\partial z} + iD_2\Delta_{\perp}A_2 = -i(\varepsilon_{21}|A_1|^2 + \varepsilon_{22}|A_2|^2)A_2 - iU_2(x, y)A_2, \end{cases} \quad (1)$$

где  $z$ - нормированная продольная координата,  $\Delta_{\perp} = (\partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2)$  – лапласиан в поперечных координатах,  $D_j = 1/2k_j$  – коэффициент дифракции,  $k_j$  – волновой вектор. Функция  $U_j(x, y)$  описывает неоднородность среды, создаваемую магнитной ловушкой. Профиль неоднородности, обусловленной неравномерным распределением плотности конденсата зададим в виде параболической функции

$$U_{1,2} = U_0 - \alpha(x^2 + y^2), \quad (2)$$

где  $U_0$  - глубина потенциала неоднородности.

Рассмотрим взаимодействие пучков в том случае, когда мощный опорный пучок на входе в среду располагается по центру неоднородности, а слабый сигнальный падает на него под некоторым углом. В этом случае анализ системы уравнений (1) в приближении заданного поля мощного опорного пучка в рамках геометрической оптики позволяет найти уравнение траектории отдельного луча:

$$\varphi - \varphi_0 = \int_{r_0}^r \frac{\rho}{r^2 \sqrt{1 - \frac{\rho^2}{r^2} - \frac{\Delta n(r)}{K^2}}} dr, \quad (3)$$

где  $r, \varphi$  - координаты траектории луча в полярной системе координат,  $\rho$  - прицельный параметр. Ход лучей в однородном случае представлен на рисунке 1. Заметна четко выраженная граница между светом и тенью.

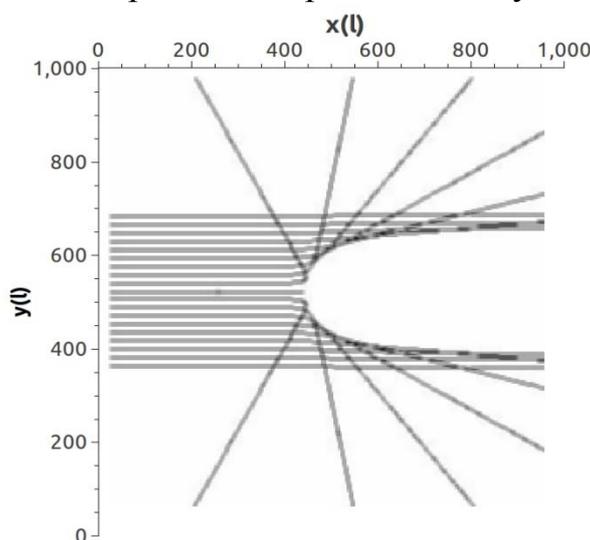


Рисунок 1. Ход лучей

Профиль сигнального пучка, испытавшего дифракцию на точечном опорном пучке в однородной среде, изображен на рисунке 2. Для этого случая можно получить уравнение траектории дифракционных максимумов:

$$y = \pm \sqrt{\frac{2x \sin \theta}{k} \Delta \varphi + \left( \frac{\Delta \varphi \sin \theta}{k} \right)^2}, \quad (4)$$

где  $\Delta \varphi$  - разность фаз между прямой волной и волной, рассеянной на опорном пучке. Для дифракционных максимумов  $\Delta \varphi = 2\pi n$ , а для минимумов  $\Delta \varphi = \pi(2n + 1)$ .

Парабола, изображённая красным цветом, соответствует уравнению (4). Легко видеть, что координаты дифракционных максимумов с большой точностью соответствует этой параболе.

Для случая неоднородной среды в рамках настоящей работы был выявлен эффект фокусировки сигнального пучка на неоднородности. Эффект фокусировки тем сильнее, чем больше глубина потенциала ловушки. Рисунок 3 соответствует случаю, когда глубина потенциала равна квадрату амплитуды опорного пучка  $U_0 = |A_1|^2$ . Заметно, что в этом случае дифракционная расходимость почти полностью подавлена эффектом фокусировки.

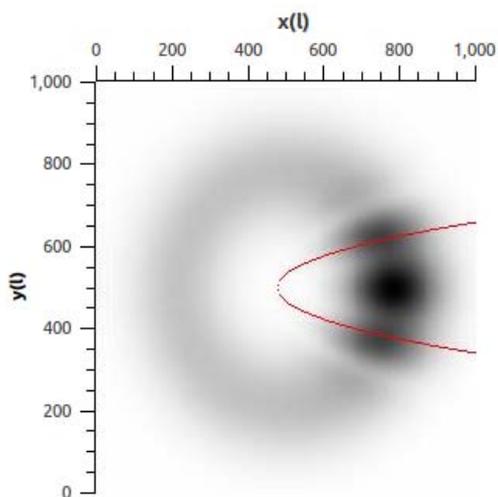


Рисунок 2. Дифракционная картина в однородной среде

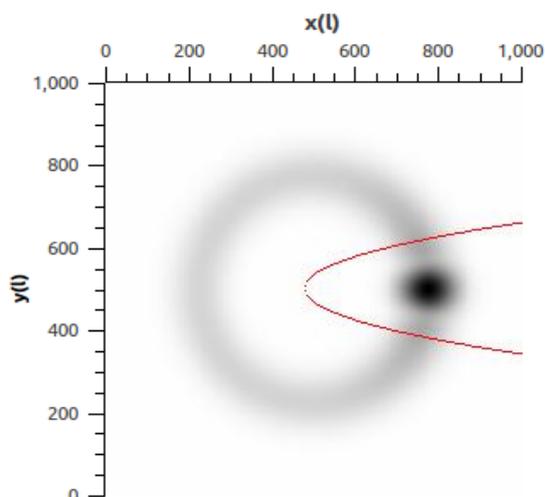


Рисунок 3. Дифракционная картина в неоднородном случае

Результаты численного моделирования показывают, что помимо глубины потенциала ловушки значительное влияние на характер взаимодействия оказывают следующие параметры: радиус ловушки, толщина опорного пучка, угол падения сигнального пучка на опорный, взаимное расположение опорного и сигнального пучков на входе в среду.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Kivshar, Y. S., and Luther-Davies, B. // Physics Reports, 1998, V. 298, P. 81-197.
2. Лобанов В.Е., Сухоруков А.П. // Изв. РАН. Серия физ., 2005, Т. 69, С. 1775.
3. Jason W. Fleischer, Mordechai Segev, Nikolaos K. Efremidis., and Demetrios N. Christodoulides. // Nature, 2003, V. 422, P. 147-150.
4. Fleischer J.W., Carmon T., Segev M., Efremidis N.K., Christodoulides D.N. // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 90. No. 2. P. 023902.

5. Fleischer J.W., Segev M., Efremidis N.K., Christodoulides D.N. // Nature. 2003. Vol. 422. P. 147.

## ПОЛИМЕРНЫЕ ПЛЁНКИ С ГИБРИДНЫМИ ОДНОСТЕННЫМИ НАНОТРУБКАМИ

В.В. Гребенюков<sup>1</sup>, Е.Д. Образцова<sup>2</sup>

<sup>1</sup>МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

<sup>2</sup>ИОФ РАН им. А.М. Прохорова

grebenukov@physics.msu.ru

Материалы из структур, обладающих пониженной размерностью, привлекают внимание современных исследователей [1]. Характерным примером квазиодномерной структуры является углеродная нанотрубка [2]. Основным достоинством углеродных нанотрубок является высокая вариативность их электронных характеристик — в частности, ширины запрещённой зоны — при практически неизменных физических параметрах. Однако эта вариативность является стохастической, и получение нанотрубок с наперёд заданными электронными характеристиками затруднено. Этот факт представляет фундаментальную проблему на пути массового применения однослойных углеродных нанотрубок в промышленности.

Стандартным методом управления шириной запрещённой зоны материала является его легирование донорными или акцепторными примесями. В случае углеродных нанотрубок возможна реализация двух подходов — легирование на этапе синтеза [3] и обработка изначально чистого материала [4]. В любом случае, внедрение примесных атомов в кристаллическую структуру углеродной нанотрубки приводит к нарушению её стабильности.

Более выгодным с точки зрения стабильности кристаллической структуры является синтез гетерофазных BNC нанотрубок, состоящих одновременно из атомов углерода, азота и бора. Соотношение числа атомов азота и бора в такой структуре близко к 1 ( $B_xN_xC_y$ ), что и обеспечивает стабильность, а ширина запрещённой зоны в ней определяется соотношением BN:C.

Свойства такого гибридного материала были предсказаны с помощью математического моделирования структуры нанотрубки [5], однако практических исследований его свойств фактически не проводилось ввиду отсутствия достаточных для исследований количеств материала.

Для исследования оптических свойств однослойных гетерофазных BNC нанотрубок было решено провести эксперименты по их синтезу методом электрической дуги. Данный метод давно и успешно применяется во многих лабораториях для массового синтеза однослойных и многослойных углеродных нанотрубок. Реализация синтеза включала в себя изменение состава каталитической смеси испаряемой дугой мишени [6], изменение состава буферного газа [7], изменение тепловых параметров [8].

В последнем случае в каталитическую смесь было введено незначительное с точки зрения стабильности синтеза количество легирующих примесей, но достаточное с точки зрения уровня легирования для наблюдения изменения в электронных характеристиках. Предполагалось что с увеличением тепловыделения в дуге уровень легирования углеродных нанотрубок будет повышаться вследствие улучшения испарения легирующих примесей.

Полученные образцы далее исследовались методами спектроскопии комбинационного рассеяния и оптического поглощения, в несколько этапов. На первом этапе были получены спектры комбинационного рассеяния необработанной сажи для первичного анализа процессов, происходящих при изменении параметров синтеза [8]. Полученные данные свидетельствовали об изменении электронных свойств синтезированных материалов.

На втором этапе синтезированные нанотрубки были подвергнуты механической очистке ультразвуком и ультрацентрифугированием с использованием полимерного поверхностно-активного вещества carboxymethyl cellulose. Полученная эмульсия далее высушивалась в течение нескольких недель при комнатной температуре для получения полимерных плёнок. Исследование спектров оптического поглощения плёнок в спектральном диапазоне от 500 до 1850 нм (рис. 1) показало, что увеличение мощности дуги приводит к увеличению ширины запрещённой зоны нанотрубок.

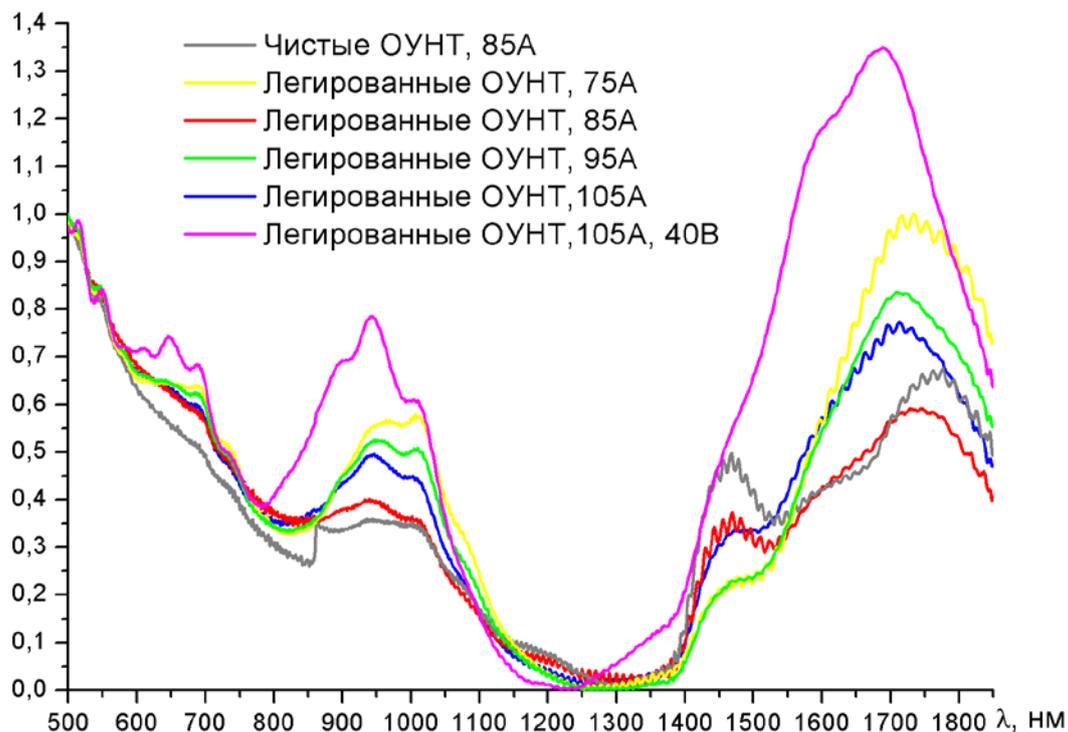


Рис. 1. Нормированные графики зависимости коэффициента поглощения полимерных плёнок от длины волны. Семейство по параметру выделяемой в дуге мощности

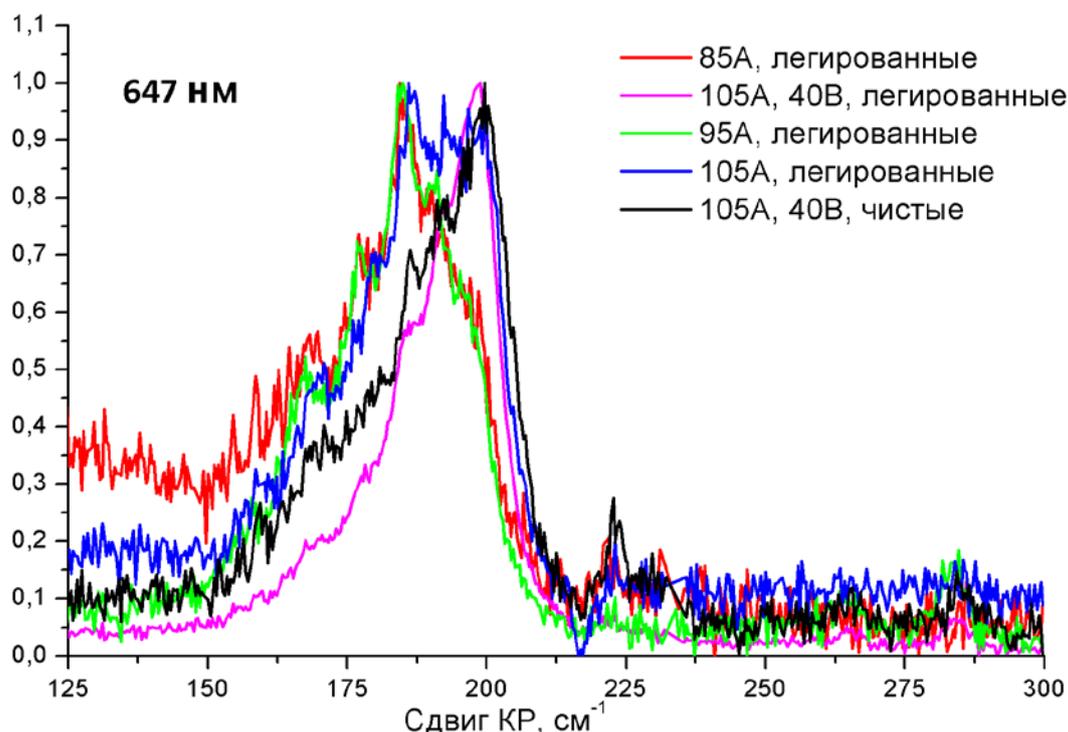


Рис. 2. Нормированные спектры комбинационного рассеяния нанотрубосодержащих плёнок. Дыхательная мода. Семейство по параметру выделяемой в дуге мощности. Возбуждение на длине волны 647 нм.

Механическая очистка наноматериала может привести к тому что распределение нанотрубок по диаметру (или составу) в очищенной смеси будет отличаться от изначального. Были исследованы спектры комбинационного рассеяния полученных плёнок для сравнения со спектрами необработанной сажи.

Спектры комбинационного рассеяния в диапазоне от 150 до 200  $\text{см}^{-1}$  содержат информацию о дыхательной моде исследуемых нанотрубок, по которой, в свою очередь, можно судить о распределении нанотрубок по диаметрам в исследуемой плёнке. Различные длины волн лазеров возбуждают нанотрубки различных семейств диаметров, и из соответствующих спектров комбинационного рассеяния можно делать выводы об изменении распределения по диаметрам. Так, для длины волны возбуждения в 647 нм прослеживается сдвиг пика КР дыхательной моды в сторону увеличения с ростом мощности дуги (рис. 2), что соответствует увеличению доли нанотрубок с малыми диаметрами. Однако это также может быть связано с изменениями в электронной структуре нанотрубок малого диаметра, вызванными легированием, так как в этом случае в вклад в спектр могут давать нанотрубки, в чистом виде не реагирующие резонансно на возбуждающее излучение с данной длиной волны.

При сравнении спектров комбинационного рассеяния сажи со спектрами плёнок следует отметить некоторые особенности. В частности, при возбуждении на длине волны в 514,5 нм в саже наблюдается сдвиг

пиков дыхательной моды в сторону высоких частот, в то время как в плёнках такого не наблюдается, и соответствующий сдвиг имеет место быть при возбуждении на длине волны в 645 нм. Это связано с тем, что будучи разделёнными из пучков и встроенными в полимерную матрицу нанотрубки обладают смещёнными плотностями электронных состояний. Величина этого сдвига составляет порядка  $10 \text{ см}^{-1}$ , и наблюдается как для тангенциальной, так и для дыхательной моды.

Таким образом, были созданы плёнки, содержащие нанотрубки с увеличенной шириной запрещённой зоны и проведена их оптическая диагностика. На основании полученных данных был сделан вывод об изменении электронных свойств синтезируемого материала в зависимости от мощности дуги при условии содержания в каталитической смеси легирующих примесей.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Takanori Hirano, Takeo Oku and Katsuaki Suganuma // *J. Mater. Chem.*, 9, 1999, pp 855–857.
2. Iijima S. // *Nature*, 354, 1991, pp 56.
3. Zhi Xu, Wengang Lu, Wenlong Wang, Changzhi Gu, Kaihui Liu, Xuedong Bai, Enge Wang, and Hongjie Dai // *Advanced Materials*, 9999, 2008, pp 1–5.
4. E. Borowiak-Palen, T. Pichler, A. Graff, R.J. Kalenczuk, M. Knupfer, J. Fink // *Carbon*, 42, 2004, pp 1123–1126.
5. Tomoaki Yoshioka, Hidekatsu Suzuura, and Tsuneya Ando // *Journal of the Physical Society of Japan*, 72, 2003, pp 2656-2664.
6. N.R. Arutyunyan, V.V. Grebenyukov, E.D. Obraztsova, A.S. Pozharov, E.P. Kharitonova, P. Jaffrenou, B. Attal-Tretou, A. Loiseau // *Fullerenes, Nanotubes and Carbon Nanostructures* 2008, pp 368-373.
7. V. V. Grebenyukov, E. D. Obraztsova, A. S. Pozharov, N. R. Arutyunyan, A. A. Romeikov, I. A. Kozyrev. // *Fullerenes, Nanotubes and Carbon Nanostructures*, 2008, pp 330-334.
8. V. V. Grebenyukov, E. D. Obraztsova, N. R. Arutyunyan, S. N. Bokova, and A. S. Pozharov // *Journal of Nanoelectronics and Optoelectronics* Vol. 4, 2009, p. 281-285.

## ОТРАЖЕНИЕ И ТУННЕЛИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСА В ЗАПРЕЩЕННОЙ ПОЛОСЕ ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА

К.В. Жариков<sup>1</sup>, И.Г. Захарова<sup>1</sup>, В.Ф. Марченко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, кафедра фотоники и физики микроволн  
c1imb3r@yandex.ru

В докладе приведены результаты численного моделирования распространения оптического импульса в одномерном фотонном кристалле в области первой запрещенной полосы. Используется гармоническая аппроксимация пространственной зависимости диэлектрической проницаемости кристалла, позволяющая получить в ряде случаев аналитические результаты [1]. Рассмотрены характерные случаи задержки и деформации профилей двумерных отраженных и преломленных световых пучков. Кроме того, проанализирована структура импульсов внутри кристалла конечной толщины и выявлен ряд особенностей, связанных с туннелированием импульсов в запрещенной полосе [2].

Пусть на поверхность 1D фотонного кристалла падает временной импульс, который можно представить как суперпозицию плоских волн, имеющих одинаковый угол падения (для простоты полагаем этот угол равным нулю), но разные частоты. В линейной среде поле отраженного и преломленного импульсов можно представить в виде

$$E_{\text{отр}} = \int_{-\infty}^{\infty} R(\omega, l) \Phi(\omega) \exp(-i\omega t) d\omega, \quad (1)$$

$$E_{\text{прел}} = \int_{-\infty}^{\infty} T(\omega, l) \Phi(\omega) \exp(-i\omega t + ik l) d\omega$$

где  $\Phi(\omega)$  - спектр гауссова импульса, имеющего длительность  $\tau_0$   
 $R(\omega, l) = |R(\omega, l)| e^{i\psi_r(\omega, l)}$   $T(\omega, l) = |T(\omega, l)| e^{i\psi_t(\omega, l)}$  - коэффициенты отражения и преломления,  $l$  - длина периодической структуры.

Если ширина спектра импульса  $\Delta\omega$  много меньше частотной ширины запрещенной полосы  $\Delta\omega_f$ , то происходит задержка отраженного импульса относительно зеркального отражения. Величина задержки определяется величиной  $\Delta t_r \approx -d\psi_r / d\omega$  и составляет величину порядка длины волны. Этот эффект имеет пространственную аналогию: временная задержка эквивалентна боковому сдвигу отраженного пучка от поверхности 1D кристалла, если угол падения пучка лежит в области угловой ширины запрещенной полосы [3].

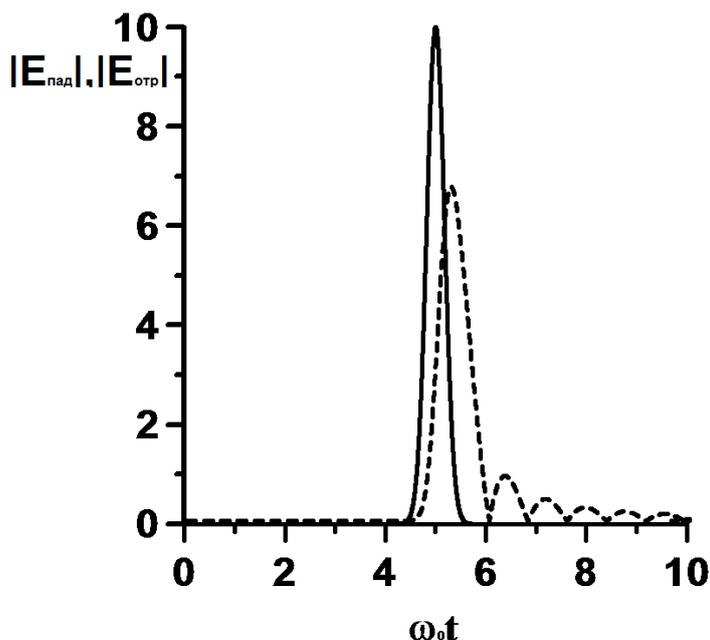


Рис. 1. Прямой и обратный импульсы на входе фотонного кристалла.

Чем больше глубина проникновения поля импульса в кристалл, т.е. чем ближе частота  $\omega_0$  к границам запрещенной полосы, тем сильнее задержка  $\Delta t_r$ . Однако конечность спектра входного импульса в этих случаях приводит к деформации огибающей отраженного импульса, поскольку часть спектральных компонент не испытывают отражения. Характерные виды искажений приводятся в докладе. На Рис.1 показан случай, когда частота  $\omega_0$  близка к центру запрещенной полосы, а ширина  $\Delta\omega$  падающего импульса больше частотной ширины запрещенной полосы  $\Delta\omega_f$ . Наряду с временным сдвигом наблюдается характерный периодический цуг, период которого обратно пропорционален  $\Delta\omega_f$ .

В докладе предоставлены различные формы огибающей прошедшего импульса при различных соотношениях  $\Delta\omega$  и  $\Delta\omega_f$ . Для выбранной периодической структуры в отсутствие френелевского отражения  $\psi_t = \psi_r - \frac{\pi}{2}$ . Таким образом, при  $\Delta\omega < \Delta\omega_f$  задержка прошедшего импульса  $\Delta t_t \approx -d\psi_t / d\omega \approx \Delta t_r$  и с увеличением длины структуры быстро насыщается (эффект Хартмана) (Рис. 2). Формально это означает, что с увеличением  $l$  групповая скорость  $v_{gp} = \frac{l}{\Delta t_t}$  становится сверхсветовой. Ряд экспериментов подтверждает это [4-5], однако остается открытым вопрос, является ли  $\Delta t_t$  временем распространения импульса в условиях его туннелирования.

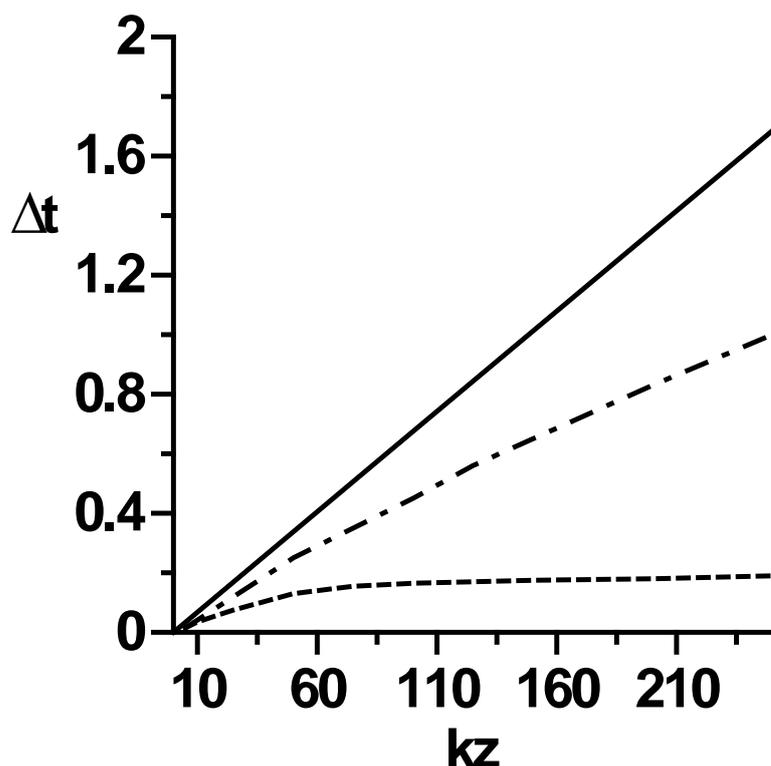


Рис. 2. Временная задержка импульса, прошедшего через однородную среду (сплошная линия) и через кристалл  $\Delta\omega < \Delta\omega_f$  (пунктир) и  $\Delta\omega > \Delta\omega_f$  (штрих-пунктир).

Для нахождения полного поля внутри кристалла использовались нестационарные уравнения связанных волн. Коэффициент брэгговской связи  $\kappa$ , пропорциональный глубине модуляции показателя преломления, определяет ширину запрещенной полосы. Для того чтобы спектр входящего импульса лежал в этой полосе, необходимо увеличивать  $\kappa$ , однако при этом эффективная “временная” длина слоя составляет лишь малую долю длительности импульса. Слой ведет себя как сосредоточенный реактивный элемент, и понятие групповой скорости теряет смысл. При уменьшении  $\kappa$  эффективная длина слоя увеличивается, однако часть спектра оказывается вне полосы. Время вывода запасенной энергии из слоя определяется теперь временем установления поля в резонаторе, превышающим время перехода фронта импульса на длину  $l$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. Ярив, П. Юх “Оптические волны в кристаллах” М.: Мир, 1987.
2. H.G. Winful // Opt. Express. 2002. V. 10. P. 1491.
3. И.Г. Захарова, В.Ф. Марченко, М.С. Неберо, А.П. Сухоруков // Вестник МГУ, серия 3. Физика и астрономия (2011), в печати.
4. A. Steinberg et al. // Phys.Rev.Lett. A. 1993. V. 71. P. 708.
5. S. Doiron, A. Hanche, H. Winful // Phys.Rev.Lett. A. 2007. V. 76, P. 023823.

## СТОЛКНОВЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСНЫХ ПУЧКОВ В НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЕ

Д.М. Зверев, В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков  
 МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия  
[zverev@physics.msu.ru](mailto:zverev@physics.msu.ru)

Данная работа посвящена изучению явления полного внутреннего отражения в случае взаимодействия оптических импульсных пучков в кубически нелинейной среде. Рассматривается столкновение под малым углом слабого сигнального импульсного пучка с более мощным опорным.

Взаимодействие пучков в кубично нелинейной среде будем описывать системой уравнений для медленно меняющихся амплитуд [1, 2]:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} = -i D_{a1} \frac{\partial^2 A_1}{\partial x^2} - i D_1 \frac{\partial^2 A_1}{\partial \tau^2} - ik_1 n_2 |A_1|^2 A_1 - ik_1 n_2 |A_2|^2 A_1, \quad (1)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} = -i D_{a2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial x^2} + i D_2 \frac{\partial^2 A_2}{\partial \tau^2} - ik_2 n_2 |A_1|^2 A_2 - \alpha \frac{\partial A_2}{\partial x} - \nu \frac{\partial A_2}{\partial \tau} - ik_1 n_2 |A_2|^2 A_2, \quad (2)$$

где введены обозначения

$$\tau = t - \frac{z}{u_1}, \quad \nu = \frac{1}{u_2} - \frac{1}{u_1}, \quad u_j = \left( \frac{\partial k_j}{\partial \omega_j} \right)^{-1}, \quad D_j = \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial^2 k_j}{\partial \omega_j^2}, \quad D_{aj} = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{k_j}.$$

В случае слабого сигнала ( $A_2 \ll A_1$ ) систему можно свести к одному уравнению вида

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \nu \frac{\partial A_2}{\partial \tau} + \alpha \frac{\partial A_2}{\partial x} + i D_{a2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial x^2} + i D_2 \frac{\partial^2 A_2}{\partial \tau^2} = ik_2 n_{nl} A_2 \quad (3)$$

Уравнение (3) описывает распространение импульса в среде неоднородностью показателя преломления:

$$n_{nl} = n_2 |A_1(\tau, x, z)|^2 \quad (4)$$

Для того, чтобы иметь возможность наблюдать и анализировать полное внутреннее отражение были выведены уравнения для траектории сигнального импульса. За динамикой взаимодействия импульсных пучков удобно наблюдать, определив их траектории  $x(z)$  и  $\tau(z)$ . Они пересекают волновые фронты по нормальям. С помощью метода геометрической оптики мы вывели искомые уравнения для траектории:

$$\frac{d^2x}{dz^2} = 2D_{d2} \frac{\partial n_{nl}}{\partial x}, \quad \frac{d^2\tau}{dz^2} = 2D_2 \frac{\partial n_{nl}}{\partial \tau}, \quad (5)$$

На входе в среду зададим гауссов пучок накачки  $A_1 = E_1 \exp(-x^2 / a_1^2 - \tau^2 / T_1^2)$  и сигнальный пучок  $A_2 = E_2 \exp(-(x - x_2)^2 / a_2^2 - (\tau - \tau_2)^2 / T_2^2)$ , смещенный в пространстве и во времени. Сигнальный импульс догоняет импульс накачки на расстоянии  $z_{2\alpha} = x_2 / \nu$ , а пучок пересекает траекторию накачки на расстоянии  $z_{2\nu} = \tau_2 / \nu$ . Два импульсных пучка сходятся и во времени, и в пространстве, если эти расстояния равны друг другу:  $z_{2\nu} = z_{2\alpha}$  или  $\tau_2 / \nu = x_2 / \alpha$ . Это условие согласования начальных координат двумерной траектории. Наибольший эффект столкновения достигается, когда поперечное  $x(z)$  и продольное  $\tau(z)$  движения согласованы, т.е. когда траектории во времени и в пространстве аналогичны друг другу:

$$x(z) = \gamma \tau(z), \quad \gamma = \left( \frac{T_1^2 D_{d2}}{a_1^2 D_2} \right). \quad (6)$$

При этом условии можно решать любое из уравнений (5) и (6) с индуцированной неоднородностью

$$n_{nl} = n_2 E_1^2 \exp[-2(1 + \gamma^2)\tau^2 / T_1^2] \quad (7)$$

Путем численного моделирования уравнения (5) с учетом (7) нами найдено семейство траекторий  $x(z)$  для различных расстроек скоростей при задании параметров среды и пучков:  $D_{d2} = 16$ ,  $D_2 = 1$ ,  $\gamma = 4$ ,  $E_1 = 1$  (рис. 1). При относительно малой расстройке скоростей  $\nu < \nu_{cr} = 6$  траектории сигнала не пересекают основной пучок – происходит полное внутренней отражение.

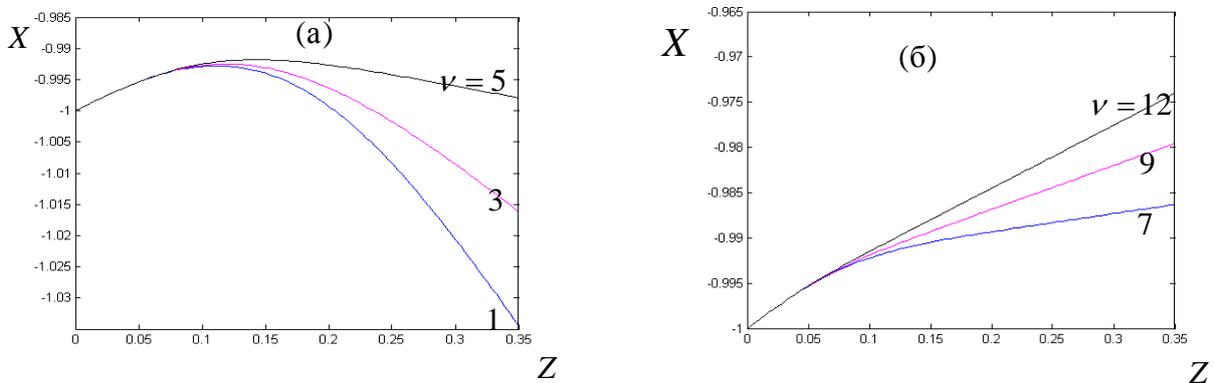


Рис. 1. Траектории сигнального импульса с полным отражением (а) и без отражения (б) при разных расстройках групповых скоростей

Нами исследовано также явление полного внутреннего отражения в зависимости от амплитуды опорного импульсного пучка (рис. 2).

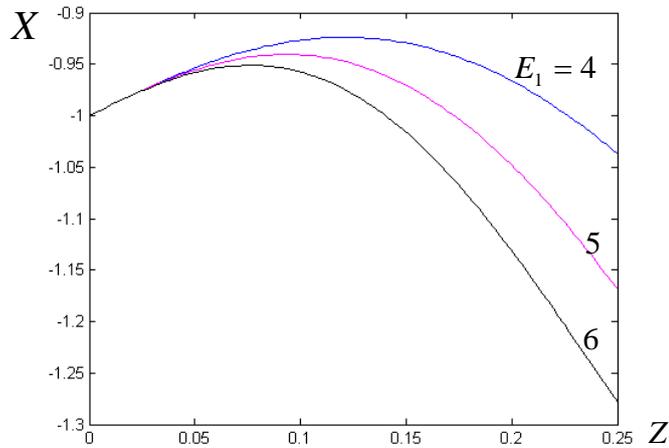


Рис. 2. Траектории сигнального импульса в случае полного отражения при разных амплитудах опорного импульса  $D_{d2} = D_2 = 1$   $\gamma = 1$   $\nu = 1$

Численное моделирование показывает, что глубина проникновения сигнальной волны в основную уменьшается при уменьшении расстройки групповых скоростей и при увеличении амплитуды основного импульсного пучка.

В дальнейшем представляет интерес исследовать взаимодействие импульсных пучков при отсутствии согласования параметров пучков и импульсов, таких как начальное поперечное смещение, наклон и временная задержка сигнала, дифракционные и дисперсионные длины на частоте сигнала и основного излучения.

Работа выполнена при поддержке фонда Династия, грантами РФФИ 09-02-01028, 10-02-90010-Бел\_a, 11-02-00681.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн, 2-е изд. М.: Наука, 1990.
2. А.П. Сухоруков, Нелинейные волновые взаимодействия в оптике и радиофизике// М.: Наука, 1988.
3. В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков // Известия РАН. серия физическая, 2009, Том 73, № 12, с. 1680–1682.

## ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОННЫЕ ВОЛНЫ В ГИРОТРОПНЫХ СРЕДАХ

Д.О. Игнатьева, А.П. Сухоруков

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова  
ignatyeva@physics.msu.ru

Поверхностные плазмон-поляритонные волны могут возбуждаться на границе сред с разными знаками диэлектрической или магнитной проницаемости, например, на границе диэлектрика и металла или метаматериала [1, 2]. Поле поверхностных волн локализовано вблизи границы (на расстояниях порядка 100 нм в диэлектрике и 10 нм в металле для плазмонов оптических частот) и экспоненциально затухает в перпендикулярном направлении. Поляризация плазмонов строго определена граничными условиями. В то же время, известно, что в объемной оптически активной среде происходит вращение плоскости поляризации поверхностной волны. Поэтому представляет интерес исследовать влияние оптической активности на свойства плазмонов.

Рассмотрим границу двух сред: гиротропного диэлектрика и металла или метаматериала с диэлектрическими и магнитными проницаемостями  $\varepsilon_{d,m}$  и  $\mu_{d,m}$  соответственно. Материальное уравнение для диэлектрика с оптической активностью имеет вид:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_d \mathbf{E} + \alpha \operatorname{rot} \mathbf{E}, \quad (1)$$

где  $\alpha$  – коэффициент гирации. Вследствие гиротропии среды поверхностные волны представляют собой сумму двух парциальных компонент, экспоненциально затухающих с различными коэффициентами локализации  $\gamma_{1,2}$ , соответствующими двум собственным значениям волнового вектора в среде:

$$\mathbf{E}_g = (\mathbf{E}_1 \exp(-\gamma_1 |z|) + \mathbf{E}_2 \exp(-\gamma_2 |z|)) \exp(i\beta x). \quad (2)$$

Дисперсионное соотношение для поверхностных волн в гиротропных средах имеет вид:

$$\gamma_m \frac{\gamma_1 k_2 + \gamma_2 k_1}{k_1 + k_2} \left[ \frac{k_1 k_2}{\mu_d^2} + \frac{k_m^2}{\mu_m^2} \right] = \frac{\gamma_m^2 k_1 k_2 + k_m^2 \gamma_1 \gamma_2}{\mu_d \mu_m} \quad (3)$$

Обычно коэффициент гирации имеет небольшую величину, и поэтому дисперсионное уравнение может быть решено в линейном приближении [3]. Однако, для того, чтобы линейное приближение было применимо, необходимо также и выполнение условия:

$$\frac{\alpha k_0}{2} \left( \frac{\mu_g}{\varepsilon_g} \right)^2 \frac{\varepsilon_m^2 - \varepsilon_g^2}{\varepsilon_g \mu_g - \varepsilon_m \mu_m} \ll 1, \quad (4)$$

которое может не быть выполнено даже при малых значениях коэффициента гирации вследствие больших по абсолютной величине значениях диэлектрической проницаемости металла ( $|\varepsilon_m| \sim 100$ ).

Результаты численного решения уравнения (3) приведены на рис. 1. При достаточно малых значениях коэффициента гирации постоянная распространения не изменяется, что и предсказывает линейная теория [3], при дальнейшем увеличении  $\alpha$  происходит её увеличение. Волновые числа в гиротропной среде при малых по сравнению с  $\varepsilon_d \sim 1$  значениях коэффициента гирации имеют близкие к линейным добавки.

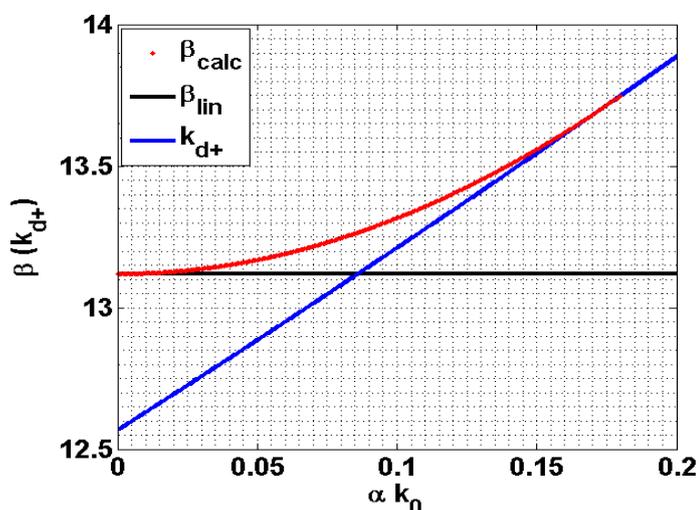


Рис. 1. Зависимость постоянной распространения, полученной в результате численного решения дисперсионного уравнения (красная линия), и полученной в линейном приближении (черная линия) и волнового числа (синяя линия) в гиротропном диэлектрике от коэффициента гирации среды.

Таким образом, существует критическое значение оптической активности, при котором соответствующий коэффициент локализации  $\gamma_1 = \sqrt{\beta^2 - k_1^2}$  обращается в ноль, то есть, поверхностная волна перестает быть локализованной.

Поляризация поверхностной волны, как и в линейном приближении [3], представляет собой сумму ТЕ и ТМ компонент, причем ТЕ компоненты пропорциональны коэффициенту гирации.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Б.А. Князев, А.В. Кузьмин // Вестник НГУ. Сер.: Физика. 2007. Т. 2. Вып. 1. С. 108.

2. М.Н. Либенсон // Соросовский образовательный журнал. 1996. № 10. С. 92-98.

3. Г.Ю. Левкина, Д.О. Сапарина, А.Н. Калиш, А.П. Сухоруков // Изв. РАН. Серия физическая. 2010. Т. 38. №12. С. 1800 – 1803.

## ОПТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ДЛЯ ТОЧНОГО СВЕДЕНИЯ ЛУЧЕЙ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО ФОТОННОМУ ЭХУ

К.Р. Каримуллин<sup>1,3</sup>, А.В. Наумов<sup>2,3</sup>, М.В. Князев<sup>3</sup>

<sup>1</sup>*Институт спектроскопии РАН;*

<sup>2</sup>*Московский физико-технический институт (государственный университет);*

<sup>3</sup>*Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН.*

qamil@inbox.ru

Методики спектроскопии четырехволнового смешения и фотонного эха широко используются для исследования оптической дефазировки в твердотельных средах, жидкостях и газах. Указанные методы оптической спектроскопии примесного центра являются ценным источником информации о динамических процессах в неупорядоченных средах. При исследованиях органических веществ в качестве примесных центров используются «хромофорные» (т.е. поглощающие свет в некотором диапазоне спектра) молекулы, внедряемые в качестве своеобразного зонда в исследуемую среду, прозрачную в указанном спектральном диапазоне. Основная идея этого метода основана на том, что узкие бесфононные линии (БФЛ), соответствующие чисто электронным переходам в примесных молекулах, чрезвычайно чувствительны к параметрам ближнего окружения.

Ценным источником информации о динамических процессах в примесных системах может служить исследование зависимости обратного времени оптической дефазировки (т.е. ширины БФЛ) от различных параметров (например, температуры или давления). Анализ температурного уширения линии спектрального перехода позволяет оценивать вклад различных механизмов в ширину линии, последовательно активизирующихся с ростом температуры. Давление рассматривается как инструмент, способный эффективно изменять свободный объем в исследуемых средах. Высокое давление приводит к существенному изменению параметров, характеризующих низкоэнергетические возбуждения, присущие аморфным средам, и определяющих их структуру и свойства. Для формирования гидростатического давления в образце последний помещается в специальную оптическую камеру высокого давления с сапфировыми наковальнями.

Как правило, процедура сведения лазерных лучей (под которой подразумевается их фокусировка на одной и той же малой области образца), осуществляется при помощи простейших оптических устройств, либо визуально (на глаз). В случае исследования допированных полимерных образцов, находящихся в камере высокого давления внутри оптического криостата, возникают дополнительные трудности, связанные с малыми размерами образца, большим вкладом рассеянного излучения в полезный сигнал и другими факторами. Все это делает невозможным визуальный

контроль за сведением лучей. Кроме того, интенсивность сигналов фотонного эха сильно зависит от других параметров эксперимента, например, от временной задержки между импульсами, от угла между лазерными лучами и т.д. В связи с этим чрезвычайно важно иметь инструмент, позволяющий с высокой точностью контролировать процедуру сведения лучей на исследуемом образце. К счастью в условиях эксперимента с конденсированными средами, легированными флуоресцирующими в видимом диапазоне молекулами, возможно визуализировать и контролировать процесс фокусировки излучения путем использования методов люминесцентной микроскопии.

В данной работе предлагается эффективная схема (представляющая собой конфокальный люминесцентный микроскоп) интегрированная в экспериментальную установку по фотонному эху, позволяющая с большим увеличением рассматривать исследуемый образец и наиболее точным образом фокусировать на нем несколько лазерных лучей. Отметим, что процедура точного сведения лучей важна и во многих других экспериментальных методах лазерной спектроскопии, например, в технике «накачка – зондирование».

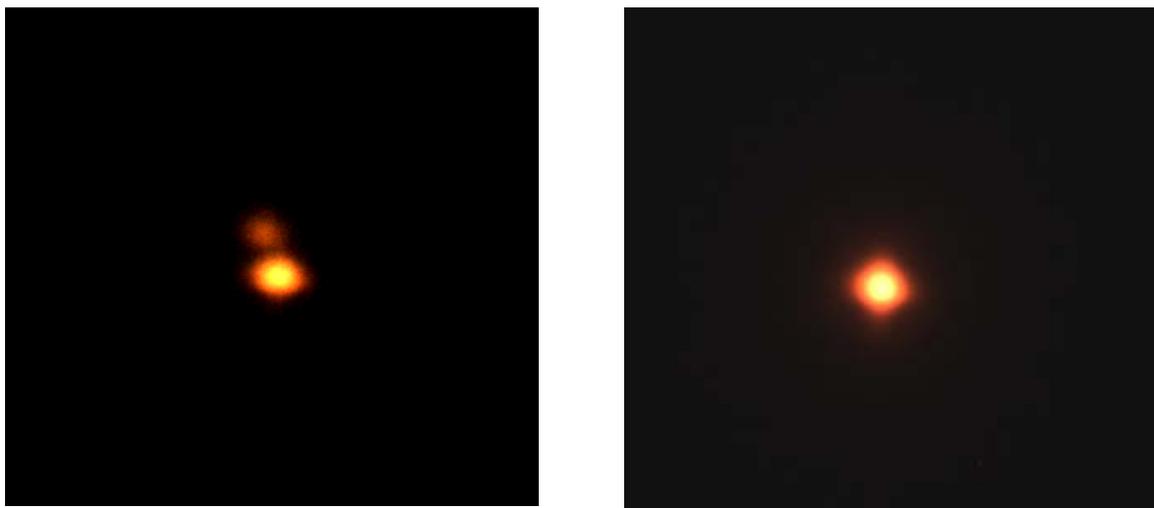


Рис. 1. Люминесцентные изображения пленки ТБТ/ПИБ, на которой сфокусированы два лазерных луча в разных точках образца (слева); в одной и той же точке образца (справа)

В качестве образца использовали тонкую пленку полиизобутилена с примесью молекул тетра-трет-бутил-террилена (ТБТ/ПИБ), которую помещали в оптический криостат. Для возбуждения люминесценции образца использовали полупроводниковый лазер с длиной волны 532 нм; средняя мощность излучения составляла около 50 мВт. Люминесцентные изображения образца (рис. 1) регистрировали при помощи специализированной (для микроскопии) CCD-камеры Moticam. Далее

исследовали зависимость интенсивности сигналов фотонного эха от расстояния между лучей (рис. 2).

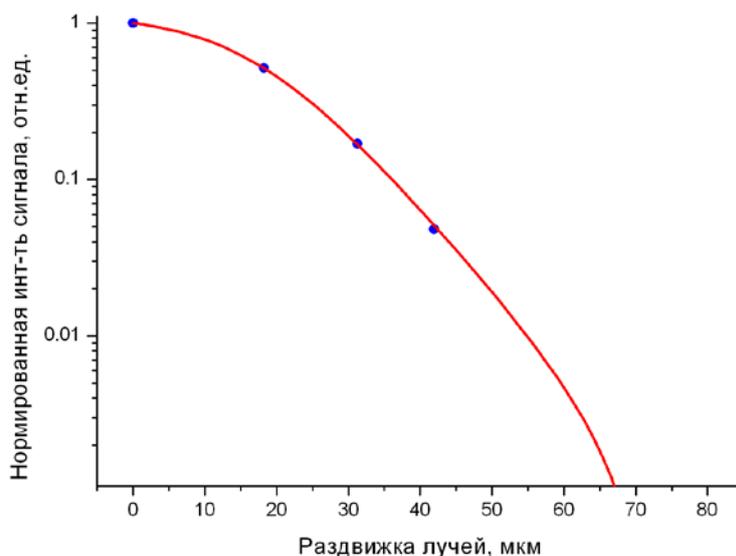


Рис. 2. Зависимость относительной интенсивности (нормированной по максимальному уровню) сигнала фотонного эха при возбуждении пленки ТБТ/ПИБ двумя лазерными импульсами от величины раздвижки между ними на образце.

Как видно из экспериментальных данных, интенсивность сигналов эха сильно зависит от точности сведения лучей. Стоит отметить, что в случае когда на глаз раздвижка между лучами уже не видна, интенсивность может быть повышена на порядок. Дополнительно возникает возможность автоматизации процедуры сведения лучей за счет введения пьезоэлектрических микрометрических подвижек, управляющих юстировочными зеркалами и системы обратной связи.

## ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ НА ГРАНИЦЕ НЕЛИНЕЙНОГО ПОЛУПРОВОДНИКА И ДИЭЛЕКТРИКА

В.К. Катков, М. С. Обрубов, Д. И. Семенцов

Ульяновский государственный университет

maksimobrubov@rambler.ru

Свойства поверхностных поляритонов, распространяющихся вдоль границы раздела различных сред в значительной мере зависят от материальных параметров и состояния граничащих сред [1]. На распространение излучения в полупроводниковых материалах существенное влияние могут оказывать нелинейные эффекты. Возможность формирования управляемых нелинейных поверхностных волн (ПВ) на границах полупроводниковых структур значительно расширяет возможности их практического применения. В настоящей работе рассмотрены особенности распространения ПВ на границе линейного диэлектрика и нелинейного полупроводника с учётом его гиротропии, возникающей в постоянном магнитном поле.

Исследуемая структура представляет из себя плоскую границу раздела сред диэлектрика со скалярной диэлектрической проницаемостью (ДП)  $\varepsilon_d$  и нелинейного полупроводника с тензорной ДП:

$$\hat{\varepsilon}_s = \begin{pmatrix} \varepsilon_s + \chi |\mathbf{E}|^2 & 0 & i\varepsilon_a \\ 0 & \varepsilon_s + \chi |\mathbf{E}|^2 & 0 \\ -i\varepsilon_a & 0 & \varepsilon_s + \chi |\mathbf{E}|^2 \end{pmatrix} \quad (1)$$

Линейные части компонент этого тензора имеют частотные зависимости, характерные для твердотельной намагниченной плазмы [2]:

$$\varepsilon_s = \varepsilon_0 \cdot \left( 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_H^2 - \omega^2} \right), \quad \varepsilon_a = \frac{\varepsilon_0 \omega_p^2 \omega_H}{\omega(\omega_H^2 - \omega^2)}. \quad (2)$$

Здесь  $\varepsilon_0$  – решёточная часть ДП полупроводника,  $\omega_p$  – плазменная частота,  $\omega_H = eH_0/mc$  – циклотронная частота,  $\mathbf{H}_0$  – внешнее магнитное поле, лежащее в плоскости раздела сред и ориентированное вдоль оси  $OY$ ;  $e$  и  $m$  – заряд и масса электрона,  $c$  – скорость света в вакууме. Данные соотношения записаны в приближении отсутствия столкновений.

Будем считать, что ПВ распространяется вдоль оси  $OX$ , а ось  $OZ$  перпендикулярна границе раздела. Примем, что зависимость полей от времени и координаты  $x$  пропорциональна множителю  $\exp[i(\omega t - \beta x)]$ ,

где  $\beta$  - константа распространения. Запишем для каждой из сред уравнения для тангенциальных (относительно границы раздела) компонент поля ТМ волны:

$$\frac{d^2 E_x}{dz^2} - q_{d,s}^2 E_x = 0, \quad H_y = -\frac{ik_0 \varepsilon_d}{q_d^2} \frac{dE_x}{dz}, \quad H_y = \frac{ik_0}{K^2} \left( \beta \varepsilon_a E_x - \varepsilon_s \frac{dE_x}{dz} \right), \quad (3)$$

где приняты обозначения:  $q_d^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_d$ ,  $q_s^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_{\perp}$ ,  $K^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_s$ .  
Здесь также введена эффективная ДП полупроводника  $\varepsilon_{\perp} = \varepsilon_s - \varepsilon_a^2 / \varepsilon_s$ .

С учетом нелинейности среды в области  $z > 0$  решения уравнений (3), описывающие ПВ, могут быть представлены в виде:

$$E_x(z) = \begin{cases} A \operatorname{sech}[q_s(z - z_0)], & z > 0, \\ E_0 \exp(q_d z), & z < 0, \end{cases} \quad (4)$$

где параметр  $A = \sqrt{2q_s^2 / \chi k_0^2}$ , а смещение относительно границы раздела максимума амплитуды поля в полупроводнике

$$z_0 = \frac{1}{2q_s} \ln \left( \frac{1 \pm \sqrt{1 - E_0^2 / A^2}}{1 \mp \sqrt{1 - E_0^2 / A^2}} \right). \quad (5)$$

Знак  $z_0$  влияет на форму распределения поля. Так, при  $z_0 > 0$  максимум распределения поля в структуре находится в полупроводнике, тогда как при  $z_0 < 0$  этот максимум смещается в область диэлектрика (рис. 1).

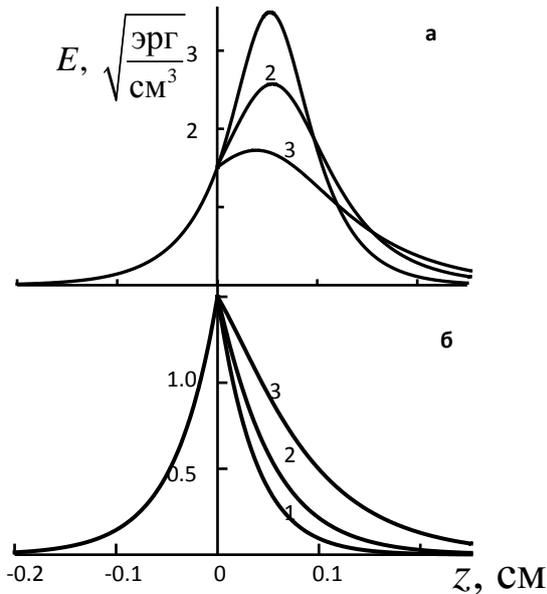


Рис. 1. Распределение поля в ПВ,  $z_0 > 0$  (а),  $z_0 < 0$  (б),  $H_0 = 4.2, 4.5, 4.7$  кЭ (кривые 1-3).

Учет граничных условий приводит к следующему дисперсионному соотношению:

$$q_d (q_s \varepsilon_s \operatorname{th} q_s z_0 - \beta \varepsilon_a) = \varepsilon_d K^2. \quad (6)$$

На рис.2 представлен графический вид этого дисперсионного соотношения, полученный для двух значений амплитуды волнового поля  $E_0 = (4.5, 10) \sqrt{\text{эрг}/\text{см}^3}$  (кривые 1, 2). Переход от соотношения с положительным значениям  $z_0$  к соотношению с отрицательным  $z_0$  происходит через семейство кривых  $z_0 = 0$ , отмеченных штрихпунктирной линией.

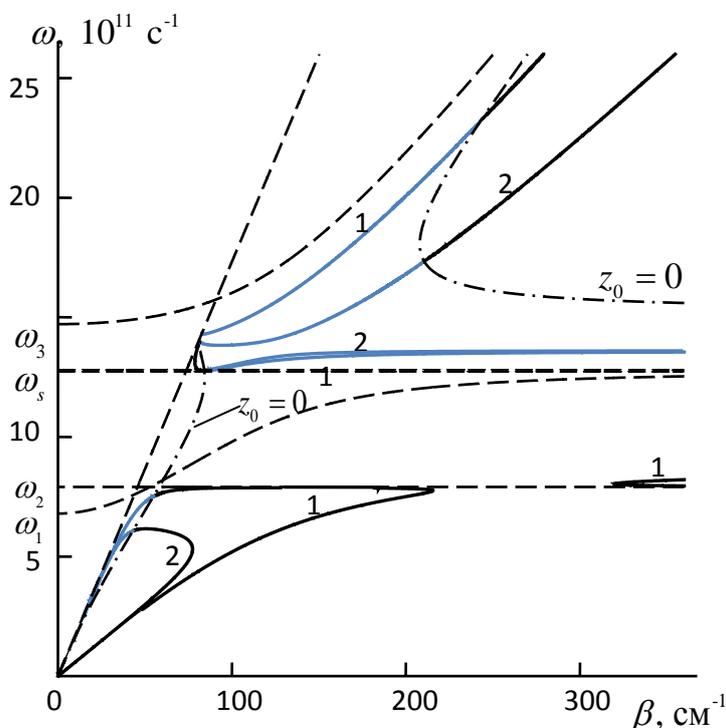


Рис. 2. Дисперсионное соотношение для поверхностной ТМ волны.

Для проведения численного анализа ДП диэлектрика в рассматриваемой структуре принималась равной  $\varepsilon_d = 3$ . В качестве нелинейного полупроводника рассматривался антимонид индия, для которого значение решеточной части ДП  $\varepsilon_0 = 10$ , плазменная частота  $\omega_p = 10^{12} \text{ с}^{-1}$ , а значение параметра нелинейности  $\chi = 0.2 \text{ см}^3/\text{эрг}$ . В докладе будет также приведен анализ и для поверхностной ТЕ волны.

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ОПТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ В СРЕДЕ С ТЕПЛОВОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

Г.А. Князев, А.П. Сухоруков

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова*  
g\_knyazev@mail.ru

В последнее время в нелинейной физике большое внимание уделяется эффекту полного отражения при взаимодействии оптических пучков. Данный эффект может наблюдаться в том случае, когда мощная оптическая волна накачки изменяет эффективный показатель преломления среды создавая оптическую неоднородность. Если максимуму интенсивности света соответствует минимум эффективного показателя преломления, сигнальная волна другой частоты, распространяющаяся под малым углом к пучку накачки, будет отражаться от индуцированной неоднородности. Отражение сигнального луча будет наблюдаться, если угол падения достаточно мал и не превышает критического значения [1-4]. Данный эффект был подробно изучен теоретически [1,2] как в средах с квадратичной нелинейностью, так и на примере фоторефрактивных кристаллов и сред с тепловой нелинейностью.

Взаимодействие пучков в слабо поглощающих средах с тепловой нелинейностью имеет ряд интересных особенностей, т.к. отклик в подобных материалах является нелокальным. Более того, оптические нелинейные свойства слабо поглощающих сред с тепловой нелинейностью как правило выражены весьма сильно, поэтому эффект полного отражения пучков в таких средах могут наблюдаться при малых мощностях света и относительно больших углах между пучками. Тем не менее, экспериментальные исследования полного отражения в средах с тепловой нелинейностью проводилось недостаточно подробно [3,4]. Поэтому целью данной работы является исследовать в эксперименте взаимодействие пучков, скрещивающихся в среде с тепловой нелинейностью показателя преломления.

Так как материалы, обладающие тепловой нелинейностью относятся к кубически нелинейным, помимо полного отражения наблюдается самодефокусировка пучков. Поэтому, чтобы частично избежать эффекта самовоздействия используют материалы, поглощающие свет на длине волны пучка накачки и являющиеся полностью прозрачными для сигнального пучка. Таким образом, для сигнального пучка невозмущенная среда оказывается линейной.

В эксперименте взаимодействие пучков наблюдалось в этиловом спирте, так как данное вещество обладает чрезвычайно сильной тепловой нелинейностью. Чтобы повысить поглощение на длине волны пучка

накачки, которая равнялась 533 нм, в спирт был добавлен йод в концентрации  $7 \cdot 10^{-3} \%$ . Следует отметить, что поглощение на длине волны сигнального пучка при этом практически не изменилось.

Существенной проблемой при исследовании тепловой нелинейности показателя преломления в жидкостях является конвекция. Тепло из области пучка накачки переносится не только в результате теплопроводности, но и в результате конвекции. Конвекция приводит к существенному искажению оптических пучков. Поэтому, чтобы компенсировать неоднородное конвекционное перемешивание, в эксперименте оптические лучи распространялись в нелинейной среде вертикально. Схема экспериментальной установки показана на рисунке 1.

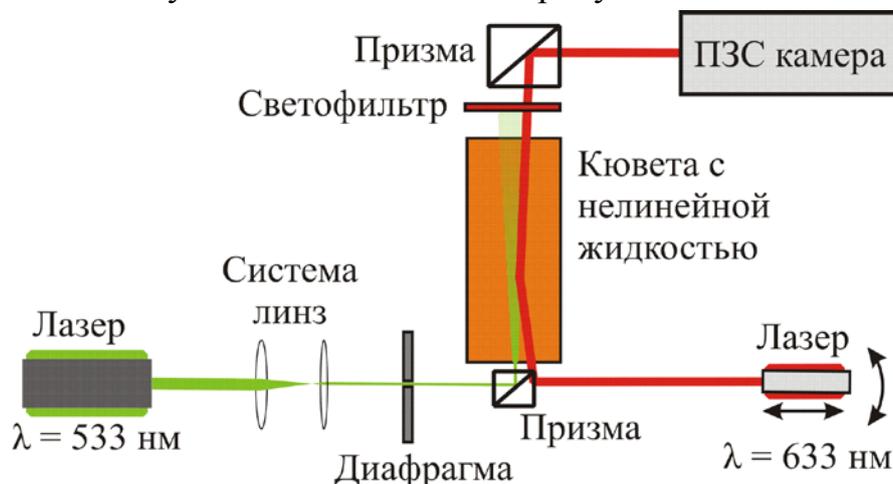


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

Сигнальный пучок в эксперименте генерировался полупроводниковым лазером с длиной волны 633 нм. В качестве источника волны накачки использовалась вторая гармоника YAG-лазера. Мощность волны накачки могла регулироваться от 10 мВт до 310 мВт. Полупроводниковый лазер был установлен на подвижный вращающийся столик таким образом, чтобы можно было изменять положение оси вращения лазера. Вращение осуществлялось в плоскости ортогональной рисунку 1. Благодаря этому в эксперименте можно было регулировать не только угол между взаимодействующими пучками, но и точку их пересечения внутри нелинейной среды. Последнее особо важно, если необходимо получить малые размеры оптической неоднородности, т.к. пучок накачки сильно расширяется из-за самодефокусировки. Лазерные пучки распространялись на встречу друг другу, что давало возможность наблюдать взаимодействие как при нулевых, так и при относительно больших значениях угла падения

света  $\theta = 0 - 5^\circ$ . При помощи делительной призмы оптические лучи отклонялись вертикально в верх и направлялись в кювету со спиртовым раствором йода. На выходе из кюветы второй призмой свет направлялся на матрицу ПЗС-камеры, которой фотографировалось распределение интенсивности в пучке. Чтобы избежать попадания мощного излучения пучка накачки в камеру использовался светофильтр.

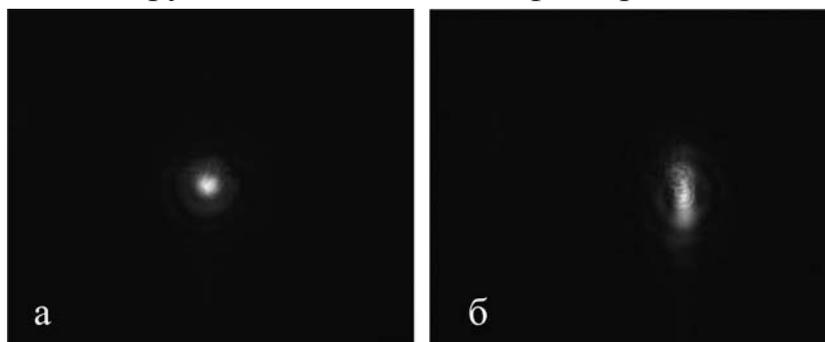


Рис. 2. Распределение интенсивности сигнального пучка, падающего на широкий пучок накачки (а – волна накачки отсутствует, б – мощность волны накачки равна  $P = 300$  мВт).

Наиболее интересными являются два случая взаимодействия: когда оптическая неоднородность существенно больше диаметра сигнального пучка, и когда сигнальный пучок превышает размеры оптической неоднородности. Чтобы регулировать размер пучка накачки, индуцирующего неоднородность, использовалась система линз и диафрагма.

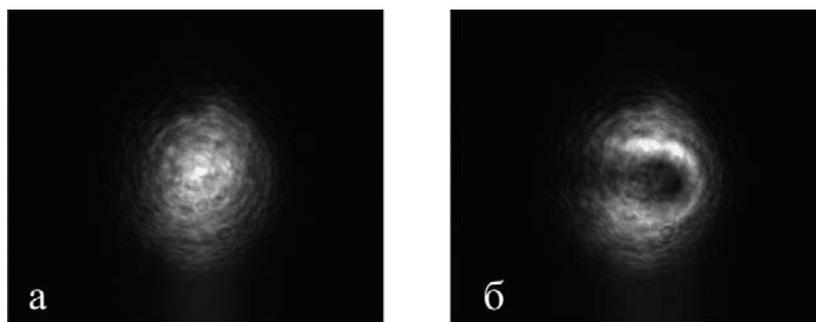


Рис. 3. Распределение интенсивности сигнального пучка, падающего на узкий пучок накачки (а – волна накачки отсутствует, б – мощность волны накачки равна  $P = 300$  мВт).

Если диаметр пучка накачки достаточно большой по сравнению с сигнальным пучком. При этом оптическая неоднородность является практически плоской, и отражение сигнальной волны сопровождается лишь незначительными искажениями профиля. На рисунке 2 показаны

распределения интенсивности в сигнальном пучке при отсутствии волны накачки (а) и при пучке накачки диаметром 8,6 мм мощностью 300 мВт (б). Диаметр сигнального пучка в данном эксперименте равнялся 1,3 мм. Рисунки 2а и 2б имеют одинаковый масштаб. Можно видеть, что в результате нелинейного взаимодействия сигнальный пучок отклоняется. Угол отклонения в эксперименте составлял 20'.

Другой предельный случай - когда диаметр пучка накачки выбирается как можно меньше, приводит к тому, что сигнальная волна не отражается от неоднородности, а “обтекает” её. Данные эксперимента на рисунке 3 иллюстрируют этот эффект. Диаметр пучка накачки в данном случае равнялся 0,3 мм, в то время как размер сигнального пучка достигал 3,5 мм. Угол между взаимодействующими лучами в данном эксперименте равнялся 2°. В связи с тем, что тепловая нелинейность является нелокальной, и тепло из области, в которой распространяется волна накачки, уносилось за счет конвекции, относительно сложно добиться того, чтобы размеры индуцированной неоднородности показателя преломления были сравнимы с диаметром оптического светового пучка. Для этого экспериментальная установка была съюстирована так, чтобы область пересечения взаимодействующих пучков находилась у нижнего края кюветы.

Полученные в работе результаты иллюстрируют предсказанные в теории эффекты, полного отражения света от широкого пучка накачки и “обтекания” сигнальной волной узкой индуцированной оптической неоднородности.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 09-02-01028-а, № 10-02-90010-Бел\_а и № 11-02-00681-а.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков // Изв. РАН. Сер. физ. 2008. Т. 72. № 12. С. 1691.
2. А.А. Калинович, В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков // Изв. РАН, Сер. физ. 2010. Т. 74, № 12. С. 1789.
3. V.E. Lobanov, A.A. Kalinovich, A.P. Sukhorukov, F. Bennet and D. Neshev // Laser Physics. 2009. V. 19. № 5. P. 1112.
4. Д.В. Горбач, О.Г. Романов, А.П. Сухоруков, А.Л. Толстик // Изв. РАН, Сер. физ. 2010. Т. 74, № 12. С. 1706.

## ОСОБЕННОСТИ ОПТИКИ ОДНОПЕРИОДНЫХ ВОЛН

С.А. Козлов

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

Оптические волновые пакеты, содержащие исходно лишь одно полное колебание электромагнитного поля, - однопериодные волны (single-cycle waves) - получены уже во многих лабораториях, например, в терагерцовом спектральном диапазоне. В настоящем докладе обсуждаются спектральные и полевые методы анализа динамики таких предельно коротких по числу колебаний волн. Проиллюстрированы особенности их дифракции, коллимирования и фокусировки в линейных средах. Рассмотрены отличия фазовой самомодуляции и уширения спектра этих волн в нелинейных средах, особенности их нелинейного отражения. Например, показано, что возникновения при распространении однопериодной волны в нелинейной среде привычного в веществе с кубичной нелинейностью излучения утроенных частот не происходит, а генерируется волна с центральной частотой в примерно четыре с половиной раза большей исходной центральной частоты волны.

## ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ ТОМОГРАФИЯ УЗКОПОЛОСНЫХ БИФОТОННЫХ ПОЛЕЙ

И.З. Латыпов<sup>1</sup>, А.В. Шкаликов<sup>1</sup>, А.А. Калинин<sup>1</sup>, А.Е. Михайлов<sup>2</sup>,  
А.А. Калачев<sup>1,2</sup>, В.В. Самарцев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Казанский физико-технический институт КазНЦ РАН

<sup>2</sup>Казанский федеральный университет

bibidey@mail.ru

За последние десятилетия были достигнуты значительные успехи в теоретическом описании и экспериментальной реализации неклассического света с субпуассоновской статистикой фотонов. Экспериментальная реализация таких состояний, как двухфотонный свет, однофотонный свет является актуальной задачей ввиду интенсивного развития систем квантовой связи и квантовой информатики, которые используют такие состояния в качестве носителей информации. Однофотонные источники света обладают малым взаимодействием с окружающей средой и, поэтому, представляют интерес для использования в квантовой криптографии и линейных квантовых вычислениях [1,2].

На сегодняшний день существует целый ряд методов получения однофотонных и двухфотонных состояний света каждый из которых обладает рядом преимуществ и недостатков в сравнении по таким параметрам как яркость, ширина спектра, простота управления и др. Один из способов получения однофотонных состояний основан на явлении спонтанного параметрического рассеяния света (СПР) [3]. В процессе СПР фотон накачки испытывает неупругое рассеяние на нелинейном кристалле, в результате чего происходит рождение двух фотонов (сигнального и холостого), обладающих высокой квантовой корреляцией. Рожденная пара фотонов (бифотон) удовлетворяет условиям синхронизма, согласно которым сигнальные и холостые фотоны имеют заданные частоты, направление и поляризацию. Именно парная группировка лежит в основе создания двухфотонных и однофотонных источников света. Помимо этого, особенностью спектра СПР является его широкий непрерывный спектр, не связанный непосредственно с собственными частотами нелинейного кристалла. Ширина спектра обычно составляет сотни ГГц, что делает однофотонные источники малоэффективными для приложений, связанных, например, с устройствами оптической квантовой памяти, где требуются источники с шириной полосы от десятков ГГц до сотен МГц. Однако, есть способ эффективного управления спектром СПР. Он заключается в помещении нелинейного кристалла в оптический резонатор, обладающий высоким коэффициентом отражения для бифотонов и высоким коэффициентом пропускания для изучения накачки. Внутри резонатора скорость генерации бифотонов возрастает пропорционально квадрату

резкости резонатора, а спектральная ширина бифотонного поля может быть снижена до величины полосы пропускания резонатора. Именно эти особенности позволяют сделать однофотонные и двухфотонные источники на основе явления СПР одними из наиболее перспективных на сегодняшний день.

Поляризационные преобразования квантового излучения играют важную роль в современных научных и технических приложениях. В связи с этим возникает необходимость выполнять поляризационную томографию таких состояний поля и создавать любые поляризационные состояния таких полей. На основе поляризационных преобразований двух фотонного поля можно выделить три состояния, которые образуют ортогональный базис в пространстве поляризационных состояний бифотонного поля. На основе таких состояний возможна реализация «троичной логики» в квантовых процессорах, что увеличит плотность записываемой информации.

В данной работе осуществлена генерация узкополосных однофотонных и двухфотонных состояний света в режиме СПР с синхронизмом типа II в кристалле ВВО, помещенном в оптический резонатор. Осуществлена поляризационная томография получаемых бифотонных полей. Показана возможность приготовления произвольного поляризационного состояния узкополосных бифотонных полей и получены три состояния, образующих ортогональный базис.

## ЛИТЕРАТУРА

1. C.M. Bennett and G. Brassard // in Proceedings of the IEEE Conference on Computers, Systems, and Signal Processing in Bangalore, India (IEEE, New York). 1984. -P. 175.
2. E. Knill, R. Laflamme, and G. J. Milburn // Nature (London). 2001. V.409. P. 46.
3. Клышко Д.Н «Фотоны и нелинейная оптика» М.: Наука. 1980.

## ДИСПЕРСИЯ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОННЫХ ВОЛН В ТРЕХСЛОЙНОЙ СРЕДЕ С ОПТИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТЬЮ

Г.Ю. Левкина, Д.О. Игнатъева, А.П. Сухоруков, А.Н. Калиш

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет

[levkinagu@mail.ru](mailto:levkinagu@mail.ru)

Плазмон-поляритонные волны, распространяющиеся вдоль границы раздела сред с разным знаком диэлектрических и/или магнитных проницаемостей, локализуются вблизи нее. Такие волны могут возбуждаться на границе диэлектрика и металла [1,2] или метаматериала [3,4]. В обоих случаях поверхностные волны могут иметь только строго определенную поляризацию. В нашей работе [5] теоретически исследовано распространение поверхностных волн вдоль границы оптически активных сред и металла или метаматериала.

Нами исследуются плазмон-поляритонные волны в трехслойной среде, где слой металла толщиной  $2a$  заключен между двумя полубесконечными слоями сред с оптической активностью (рис. 1). Волна распространяется вдоль оси  $x$  и затухает в перпендикулярном направлении по оси  $z$ . При дальнейшем анализе будем считать, что магнитные проницаемости сред равны 1 ( $\mu_{gi,m} = 1$ ).

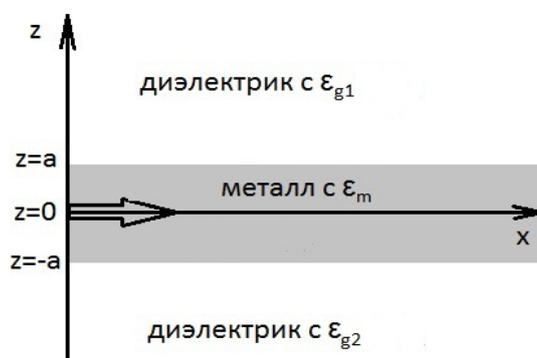


Рис. 1. Геометрия распространения плазмон-поляритонной волны.

В линейном приближении по коэффициенту гирации ( $\alpha k_0 \ll 2\sqrt{\epsilon_{gi}}$ ) нами получено дисперсионное уравнение:

$$e^{-4\gamma_m a} = \frac{(\epsilon_{g1}\gamma_m + \epsilon_m\gamma_{10})(\epsilon_{g2}\gamma_m + \epsilon_m\gamma_{20})}{(\epsilon_{g1}\gamma_m - \epsilon_m\gamma_{10})(\epsilon_{g2}\gamma_m - \epsilon_m\gamma_{20})}, \quad (1)$$

где  $\gamma_{i0,m} = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \epsilon_{gi,m}}$  – коэффициенты локализации в нулевом приближении по коэффициенту гирации  $\alpha$ ,  $\epsilon_{gi,m}$  – диэлектрические проницаемости,  $i = 1,2$ ,  $a$  – толщина слоя металла,  $\beta$  – постоянная

распространения,  $k_0$  – величина волнового вектора в вакууме. Дисперсионное уравнение имеет два решения, при этом две различные постоянные распространения  $\beta_{1,2}$  соответствуют двум возможным профилям мод.

Можно заметить, что в линейном приближении по параметру  $\alpha$  коэффициент гирации не входит в полученное дисперсионное уравнение. Следовательно, аналогично случаю возбуждения поверхностной волны на границе раздела двух сред [5], наличие оптической активности диэлектрика не влияет на постоянную распространения волны. На рисунке 2 представлены дисперсионные зависимости для случая распространения плазмон-поляритонной волны в слое серебра толщиной 30 нм, заключенного между двумя полубесконечными диэлектриками: воздухом ( $\alpha k_0 = 0$ ) и скипидаром ( $\alpha k_0 = 0,006$ ) с диэлектрическими проницаемостями равными соответственно  $\varepsilon_{g1} = 1$  и  $\varepsilon_{g1} = 2,2$ . Штриховой линией изображены дисперсионные зависимости в случае толстого слоя серебра ( $a \gg 1/\gamma_m$ ), постоянная распространения  $\beta_{10}$  соответствует границе раздела серебра и воздуха,  $\beta_{20}$  – границе раздела серебра и скипидара.

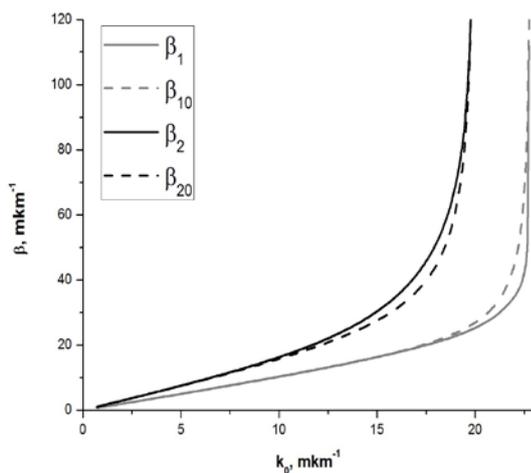


Рис. 2. Дисперсионная зависимость ( $a = 30$  нм,  $\varepsilon_{g1} = 1$ ,  $\varepsilon_{g2} = 2,2$ ).

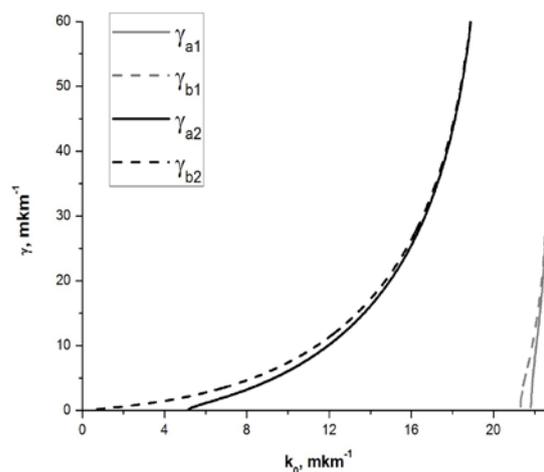


Рис. 3. Частотная зависимость коэффициентов локализации ( $\alpha k_0 = 0,006$ ).

Собственными волнами оптически активной среды являются волны с правой и левой круговой поляризацией с различными значениями волнового вектора [6]:

$$k_{a,b} = k_0 \left[ \sqrt{\varepsilon_g + \frac{(\alpha k_0)^2}{4}} \pm \frac{\alpha k_0}{2} \right]. \quad (2)$$

В общем случае поле плазмон-поляритонной волны со стороны оптически активной среды представляет собой сумму двух экспоненциально

затухающих компонент с различными коэффициентами локализации  $\gamma_{a,b}$ , соответствующих двум значениям волнового вектора:

$$\vec{E} = \vec{E}_a e^{-\gamma_a |z| + i\beta x} + \vec{E}_b e^{-\gamma_b |z| + i\beta x}, \quad (3)$$

где  $x$  и  $z$  – продольная и поперечная координата соответственно. Коэффициенты локализации в гиротропном диэлектрике можно определить через соотношение:

$$\gamma_{a,b} = \sqrt{\beta^2 - k_{a,b}^2}. \quad (4)$$

На рисунке 3 изображена зависимость коэффициентов локализации в скипидаре от частоты. Серые кривые соответствуют постоянной распространения  $\beta_1$ , черные –  $\beta_2$ . Можно заметить, что различие коэффициентов локализации  $\gamma_a$  и  $\gamma_b$  (на рисунке изображены сплошной и штриховой линиями соответственно) для каждой постоянной распространения сравнительно мало. Следовательно, вследствие малости оптической активности, профиль плазмон-поляритонной волны в оптически активном диэлектрике близок к экспоненциально затухающему профилю.

Существенное изменение претерпевает поляризация плазмон-поляритонных волн. Установлено, что отличны от нуля все шесть компонент электромагнитного поля, причем появившиеся вследствие гиротропии диэлектрика компоненты пропорциональны коэффициенту гирации, а остальные компоненты поля остаются такими же, что и в случае отсутствия оптической активности.

Таким образом, в трехслойной среде оптическая активность внешних слоев не влияет на величину постоянной распространения в линейном приближении по коэффициенту гирации. Поле плазмон-поляритонной волны со стороны оптически активного диэлектрика представляет собой сумму двух экспоненциально затухающих компонент, соответствующих двум собственным волнам с различной поляризацией. Однако в линейном приближении по коэффициенту гирации профиль плазмон-поляритонной волны в оптически активной среде близок к экспоненциально затухающему профилю. Вследствие гиротропии также изменяется поляризация плазмон-поляритонных волн, отличны от нуля все шесть компонент поля.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Б.А. Князев, А.В. Кузьмин // Вестник НГУ. Сер.: Физика. 2007. Т. 2. Вып. 1. С. 108.
2. М.Н. Либенсон // Соросовский образовательный журнал. 1996. № 10. С. 92-98.
3. R. Ruppin // Physics Letters A. 2000. Vol. 277, Pp. 61-64.

4. I.V. Shadrivov, A.A. Sukhorukov, Yu.S. Kivshar *et al.* // *Phys. Rev. E.* 2004. V. 69. P. 016617.
5. Г.Ю. Левкина, Д.О. Сапарина, А.Н. Калиш, А.П. Сухоруков // *Изв. РАН. Серия физическая.* 2010. Т. 38. №12. С. 1800 – 1803.
6. Ф.И Федоров «Теория гиротропии» // Минск, «Наука и техника», 1976. С. 202.

## ПЕРВЫЕ ПЯТЬДЕСЯТ ЛЕТ ЛАЗЕРНОЙ ЭРЫ НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИКИ

В.А.Макаров

Физический факультет Московского государственного университета  
имени М.В.Ломоносова  
[vamakarov@phys.msu.ru](mailto:vamakarov@phys.msu.ru)

В 2011 году ученые будут отмечать полувековой юбилей нелинейной оптики, начавшей бурное развитие сразу после создания лазера. В ее развитие определяющий вклад внесли российские (советские) ученые. Они предсказали самофокусировку света, эффекты нелинейного изменения его поляризации, выполнили ключевые эксперименты по генерации гармоник, внесли значительный вклад в разработку теории и экспериментальную реализацию параметрической генерации света, а также исследовали другие нелинейные оптические явления. Сотрудники физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова принимали самое активное участие в этих исследованиях.

В докладе делается попытка кратко изложить историю нелинейной оптики, показавшую, что мир нелинейных явлений намного богаче, многообразнее и гораздо интереснее, чем "линейный" мир. К настоящему времени нелинейная оптика стала всепроникающей наукой. Нелинейные оптические явления представляют собой методическую и приборную базу для исследования и диагностики в самых разных областях физической науки и техники, в биологии, химии и даже в минералогии. Принципиально новые возможности нелинейная оптика открыла для спектроскопических исследований вещества. За прошедшие пятьдесят лет нелинейная оптика превратилась в самостоятельную физическую дисциплину, которая уверенно поддерживается теорией нелинейных волновых уравнений, численными методами их решений, а также окружающими нас многочисленными лазерами различных типов.

ТОКО- И МАГНИТОИНДУЦИРОВАННЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ  
ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ В ПЛАНАРНЫХ СТРУКТУРАХ  
Au/Co/Si.

С.И. Митрюковский<sup>1</sup>, Т.В. Мурзина<sup>1</sup>, О.А. Акципетров<sup>1</sup>, А.И. Стогний<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова

<sup>2</sup>Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению  
sergem@shg.ru

Пленки ферромагнитного металла на полупроводниковой подложке являются многообещающими структурами для реализации приборов спинтроники. Перспективными материалами являются кобальт, степень спиновой поляризации которого при комнатной температуре достигает 40%, и кремний, характеризующийся длиной свободного пробега электронов проводимости достаточно большой для управления спиновой поляризацией электронов [1].

Генерация второй гармоники (ГВГ) – широко распространенный метод исследования свойств поверхностей, границ раздела и тонких пленок [2]. Высокая чувствительность эффекта ГВГ к нелинейно-оптическим свойствам поверхности или границы раздела обусловлена наличием симметричного запрета на ГВГ в объеме centrosymmetric сред в дипольном приближении.

В данной работе представлены результаты исследования токо- и магнитоиндуцированных эффектов при ГВГ в планарных структурах Au/Co/Si(111).

Планарные структуры Au(<2нм)/Co(2-4нм)/Si были изготовлены методом ионно-лучевого распыления. Пленки кобальта осаждались на подложки кремния (111) легированного бором (величина удельной проводимости  $10 \text{ Ом}^{-1}\text{м}^{-1}$ ). Была выполнена металлизация контактов Ti/Al.

В качестве накачки использовалось излучение титан-сапфирового лазера (длина волны 720-860 нм, длительность импульсов 80 фс). Падающее под углом  $45^\circ$  излучение фокусировалось в зазор между контактами в пятно диаметром 40 мкм. Интенсивность отраженного сигнала второй гармоники (ВГ) регистрировалось системой счета фотонов. В ходе эксперимента было возможным пропускание в исследуемых структурах постоянного тока величиной до 100 мА и помещение структур в поле постоянного магнита величиной 2 кГс.

Зависимость интенсивности ВГ отраженной от структуры Au/Co/Si в r-r комбинации поляризаций излучений накачки и ВГ представлены на рис.1. Анизотропия ВГ соответствует симметрии отклика на частоте ВГ от Si(111).

Схожие зависимости были получены для двух противоположных направлений магнитного поля приложенного перпендикулярного плоскости падения излучения накачки (геометрия экваториального нелинейно-оптического эффекта Керра) (рис.1.) В эксперименте наблюдались магнитоиндуцированное изменение интенсивности ВГ, связанное с ГВГ в слое магнетика (кобальта).

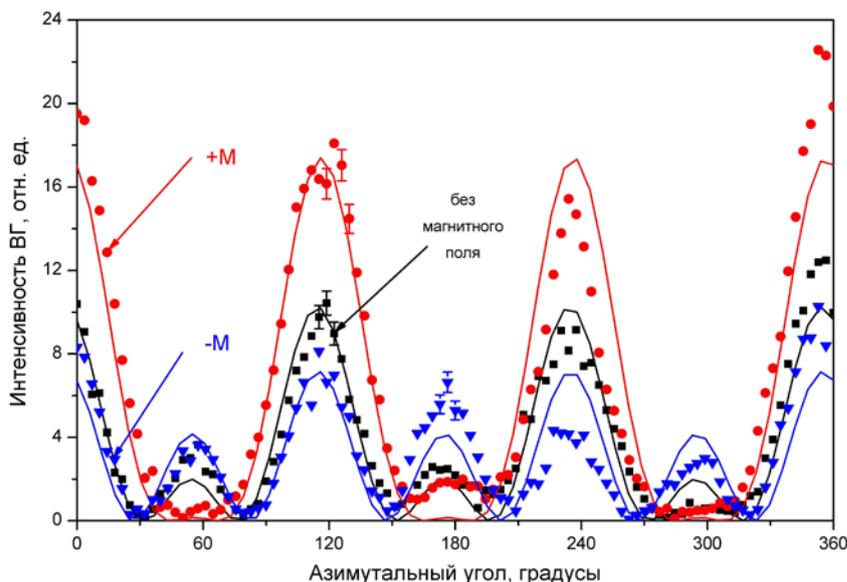


Рис. 1. Анизотропная зависимость интенсивности ВГ для р-р комбинации поляризаций накачки и ВГ. Черные точки – в отсутствие магнитного поля. Красные и синие – противоположные направления магнитного поля, приложенного в геометрии экваториального нелинейно-оптического эффекта Керра. Сплошные линии – аппроксимация.

Магнитоиндуцированные эффекты можно охарактеризовать величиной магнитного контраста:

$$\rho_{2\omega} = \frac{I^{(+)} - I^{(-)}}{I^{(+)} + I^{(-)}}, \quad (1)$$

где  $I^{(+)}$  и  $I^{(-)}$  – интенсивности ВГ при двух противоположных направлениях магнитного поля [3]. Измеренная в максимуме интенсивности ВГ величина магнитного контраста составляет  $\approx 30\%$ .

Таким образом, проявление анизотропии кремниевой подложки и магнитоиндуцированных эффектов при ГВГ в структурах Au/Co/Si, указывает на существенный вклад границы раздела Co/Si в ГВГ в исследованной структуре.

В ходе эксперимента были обнаружены изменения интенсивности ВГ при пропускании электрического тока в структуре. Анизотропные зависимости интенсивности ВГ отраженной от структуры Au/Co/Si в

отсутствие тока и при пропускании тока представлены на рис.2. Изменение интенсивности ВГ монотонно возрастает с увеличением силы тока.

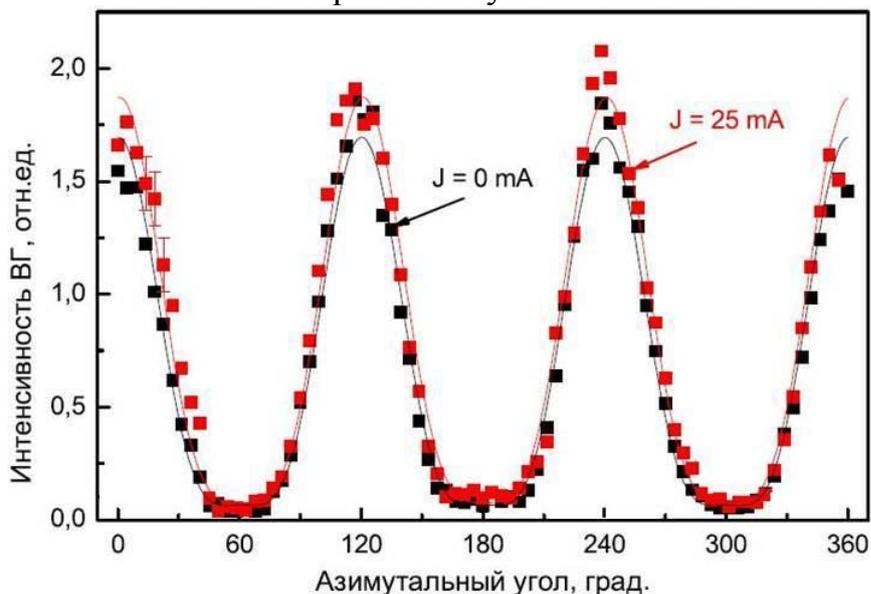


Рис. 1. Анизотропная зависимость интенсивности ВГ (p-p комбинация поляризаций). Черные точки – в отсутствие электрического тока. Красные – при пропускании тока (сила тока 25мА). Сплошные линии - результат аппроксимации.

Изменения температуры в эксперименте незначительны (менее  $4^{\circ}\text{C}$ ), кроме того при нагреве структуры вплоть до температуры  $200^{\circ}\text{C}$  не наблюдалось сколь-нибудь значительных изменений интенсивности ВГ. Таким образом, подобное поведение интенсивности ВГ при пропускании электрического тока не связано с тепловым действием тока и может быть объяснено эффектом перезарядки интерфейсных состояний на границе Co/Si.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. R. J. Soulen Jr., J. M. Byers, M. S. Osofsky et al. // *Science*, **282**, 85-88, (1998).
2. Y. R. Shen, *Nature (London)*, **337**, 519-525, (1989).
3. A. Kirilyuk, *J. of Phys. D: Appl. Phys.* **35**, R189 (2002).

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ИМПУЛЬСОВ ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА  
КОЛЕБАНИЙ В НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЕ С УЧЕТОМ  
ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО ОТКЛИКА ЭЛЕКТРОННОЙ И  
КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ ПРИРОДЫ

О.И. Пасека, А.П. Сухоруков

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет  
paseka@physics.msu.ru

Предельно короткие оптические импульсы (ПКИ), содержащие несколько колебаний электромагнитного поля, находят все более широкое применение в нелинейной оптике, медицине, спектроскопии и диагностике сверхбыстрых процессов и материалов, в лазерной физике при изучении взаимодействия света с веществом, в телекоммуникационных системах и других областях [1]. Импульсы, содержащие всего три - пять осцилляций поля, получены экспериментально в ближнем инфракрасном диапазоне длин волн с помощью параметрических генераторов [2, 3]. Для получения ПКИ используются различные методы компрессии импульсов с фазовой модуляцией в средах с частотной дисперсией (волокнах, решетках и др.). Оптические импульсы приобретают фазовую модуляцию в самих лазерах или при распространении в нелинейных и диспергирующих средах. В нелинейных средах для сжатия импульса используется эффект самокомпрессии [4, 5]. В последнее время выполнены работы по сжатию импульсов, обладающих спектральным суперконтинуумом [6]. Сильная компрессия достигнута при параметрическом усилении импульсов с чирпом частоты [2, 3, 7-9]. Огромной дисперсией, необходимой для эффективной компрессии, обладают полые фотонные волокна, заполненные газом.

В данной работе исследуются процессы распространения и компрессии оптических импульсов, состоящих из малого числа колебаний, в нелинейной диспергирующей среде. Сообщаются результаты численного моделирования уравнения для напряженности электрического поля световой волны.

В работе анализируется волновое уравнение

$$\frac{\partial E}{\partial z} - a \frac{\partial^3 E}{\partial \tau^3} + b \int_{-\infty}^{\tau} E d\tau' - g E^2 \frac{\partial E}{\partial \tau} = 0 \quad (1)$$

где второе и третье слагаемые отвечают за дисперсию линейного поляризационного отклика электронной и колебательной природы, четвёртое - за нелинейность отклика среды электронной природы. Параметры  $a, b, g$  взяты для модельной среды и равны соответственно

$2.89076e-44 \text{ c}^3 / \text{см}$ ,  $3.66077e17 \frac{1}{\text{см} \cdot \text{с}}$ ,  $5.58881e-24 \frac{\text{см} \cdot \text{с}}{(\text{стат.вольт})^2}$ . Для

возможности сжатия импульса существенно то, что в уравнении (1) перед четвёртым слагаемым стоит знак минус. Среда полагается диэлектрической и однородной. Начальный импульс, подаваемый на вход в среду, имеет вид

$$E(z = 0, \tau) = e^{-\tau^2/T_0^2} \sin(\omega\tau) \quad (2)$$

Исследуется возможность сжатия импульса вплоть до одного периода осцилляций, анализируются формы профилей в процессе их распространения в среде. При распространении импульса в среде численно контролируется сохранение интегралов движения  $I_1 = \int E d\tau$ ,  $I_2 = \int E^2 d\tau$  (сохранение импульса),  $I_3 = \int (\frac{g}{12} E^4 + \frac{a}{2} E_\tau^2 - \frac{b}{2} (\int E d\tau)^2) d\tau$  (сохранение энергии). Третий интеграл движения выводится на основании записи лагранжиана и использования теоремы Нётер для исходного волнового уравнения (1). В самом деле, прежде всего представим волновое уравнение в более удобной форме, сделав замену  $E = \frac{\partial u}{\partial \tau}$ . Тогда получим уравнение

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z \partial \tau} - a \frac{\partial^4 u}{\partial \tau^4} + bu - g \left( \frac{\partial u}{\partial \tau} \right)^2 \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} = 0.$$

Можно записать плотность лагранжиана, ему соответствующую, как  $\Lambda = \frac{bu^2}{2} - \frac{a}{2} \left( \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} \right)^2 - \frac{\partial u}{\partial \tau} \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{g}{12} \left( \frac{\partial u}{\partial \tau} \right)^4$ .

Например, на рисунке 1 изображен процесс компрессии импульса, первоначально состоявшего из десяти колебаний поля. Наилучшее сжатие находится примерно на уровне 0,7 (при нормировке на единицу).

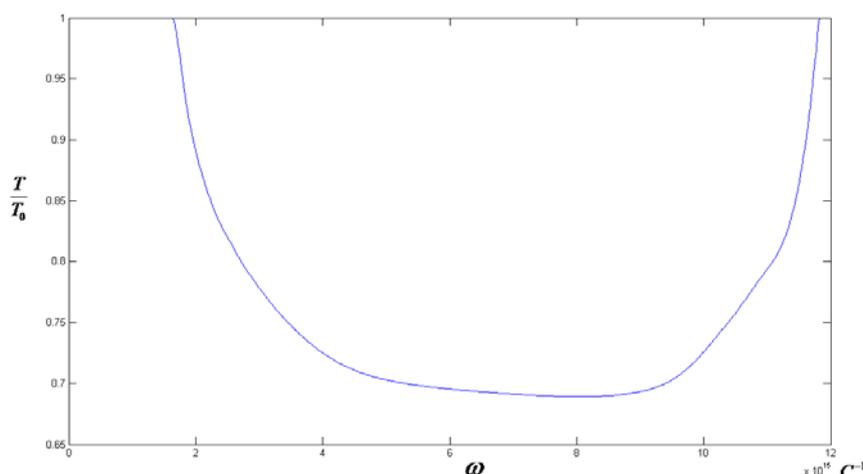


Рис. 1. График зависимости нормированной длительности импульса от частоты  $\omega$

Попробуем рассмотреть такие импульсы, для которых начальное число колебаний поля равно десяти и не меняется с изменением частоты

$\omega$ , то есть  $N = T_0 \omega = 10$ , но зато меняется начальная длительность импульсов. Обратимся к рисунку 2, на котором изображен такой процесс.

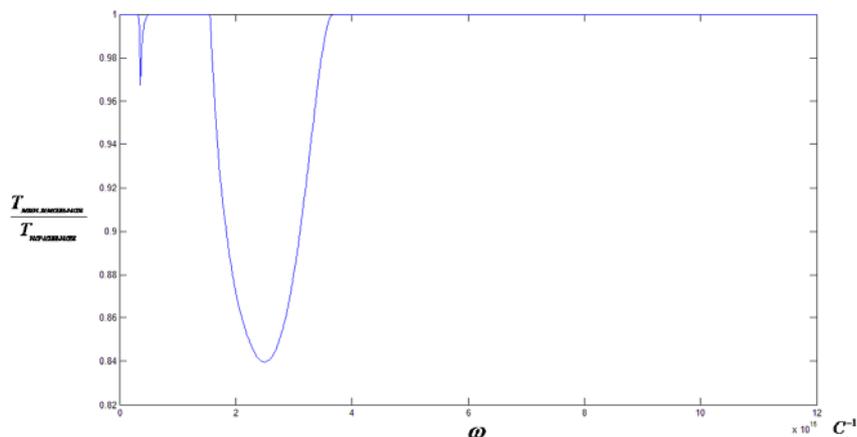


Рис. 2 График зависимости относительной длительности импульса от частоты импульса  $\omega$ .

Интересно отметить, что путём переобозначений и замены переменных можно от уравнений (1), (2) с шестью параметрами  $(a, b, g, E_0, T_0, \omega)$  перейти к

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial x} - \frac{\partial^3 \varepsilon}{\partial \theta^3} + b \frac{T_0^4}{a} \int_{-\infty}^{\theta} E d\theta' - \frac{g E_0^2 T_0^2}{a} \varepsilon^2 \frac{\partial \varepsilon}{\partial \theta} = 0 \quad (3)$$

$$\varepsilon(x=0) = \sin(\omega T_0 \theta) \exp(-\theta^2), \quad (4)$$

где  $E = E_0 \varepsilon$ ,  $\tau = T_0 \theta$ ,  $z = \frac{x T_0^2}{a}$ , причём система (3-4) зависит уже от трёх

параметров. Например, обозначим их так:  $k_1 = b \frac{T_0^4}{a}$ ,  $k_2 = \frac{g E_0^2 T_0^2}{a}$ ,  $N_{osc} = \omega T_0$ .

Автор благодарит за поддержку РФФИ (проекты 11-02-00681 и 09-02-01028), а также компанию LG Chem.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Й. Херман, Б. Вильгельми “Лазеры сверхкоротких световых импульсов” М.: Мир, 1986.
2. A. Baltuska, Z. Wei et al. // Opt. Lett. 1997. V. 22. P. 102.
3. T. Beddard, M. Ebrahimzadeh // Opt. Lett. 2000. V. 25. P. 1052.
4. С.А. Ахманов, В.А. Вислоух, А.С. Чиркин “Оптика фемтосекундных лазерных импульсов” М.: Наука, 1988.
5. Г. Агравал “Нелинейная волоконная оптика” М.: Наука, 1996.
6. J.M. Dudley, S. Coen // Optics Express. 2004. V. 12, №. 11. P. 2423.
7. P. Kinsler, G. H. C. New // Phys. Rev. A 67. 2003.

8. S. Witte, R. Zinkstok, et al. // Optics Express. V. 13. № 13. P. 4903. 2005.
9. F.Tavella, Y. Nomura et al. // Opt. Lett. V. 32, № 15. P. 2227. 2007.

## ФОРМИРОВАНИЕ ТОЧЕК И ЛИНИЙ СИНГУЛЯРНОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ В НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИХ ПРОЦЕССАХ

И.А. Пережогин, Н.Н. Потравкин, В.А. Макаров  
Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова  
iap1@mail.ru

Сингулярностями поляризации светового поля являются точки или линии в поперечном сечении распространяющегося пучка электромагнитных волн, в которых интенсивность одной из ортогонально поляризованных компонент поля становится равной нулю, и фаза — неопределенной. Как правило, *S*-точками называют точки циркулярной поляризации, а *L*-линиями — линии линейной поляризации. *S*-точки обычно принято классифицировать, в зависимости от их топологического заряда и структуры распределения поля в их малой окрестности, как “star”, “lemon” и “monstar”.

В докладе приводятся результаты исследования процессов трехволнового смешения на поверхности и в объеме изотропной гиротропной среды с пространственной дисперсией квадратичной нелинейности. В этих процессах образующийся сигнальный пучок имеет неоднородное распределение поляризации в поперечном сечении, причем в ряде случаев с сингулярностями поляризации. В докладе обсуждаются условия возникновения и динамика поведения сингулярностей поляризации в пучках на удвоенной и суммарной частоте, а также влияние параметров падающего излучения и нелинейной среды на их свойства.

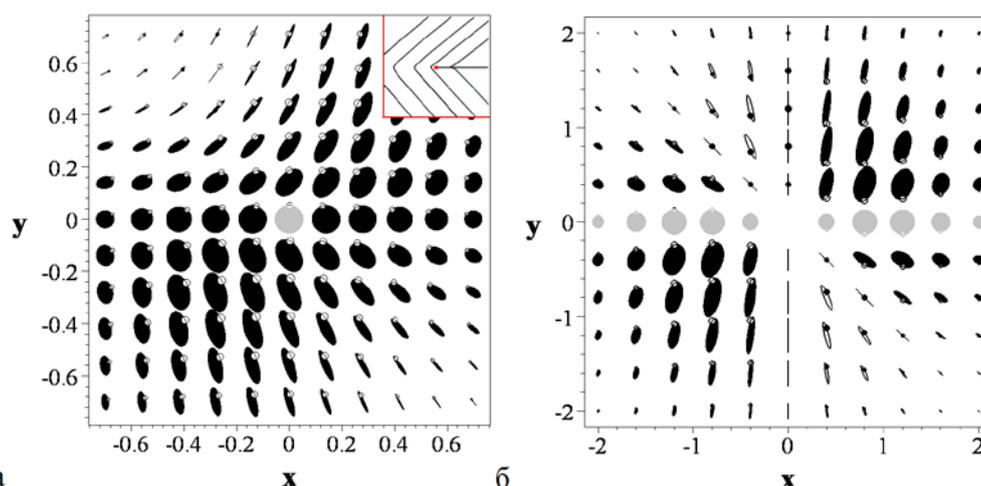


Рис. 1. Распределение поляризации в поперечном сечении пучка на удвоенной частоте, отраженного от поверхности нелинейной среды в случае наклонного (а) и нормального (б) падения волны основного излучения. *S*-точка типа “monstar” (а) и *S*-линия (б) отмечены серым цветом. На вставке в верхнем углу левого рисунка показаны линии, касательные к главным осям эллипсов поляризации в малой окрестности *S*-точки.

## ОПТИЧЕСКОЕ ИНДУЦИРОВАНИЕ ДВУМЕРНЫХ ДИФРАКЦИОННЫХ СТРУКТУР В ФОТОРЕФРАКТИВНОМ ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ ФАБРИ-ПЕРО

А.С. Перин, В.М. Шандаров

*Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники*  
perin@sibmail.com

При распространении света в среде с кубической оптической нелинейностью индуцируется составляющая нелинейной поляризации на частоте падающей световой волны, с амплитудой, пропорциональной интенсивности света [1, 2]. Это означает, что световое поле наводит в такой среде оптические неоднородности, которые могут приводить к проявлениям эффектов самовоздействия, то есть к изменениям его пространственной или временной структуры [1]. Действительно, фундаментальным свойством световых пучков, распространяющихся как в линейной однородной материальной среде, так и в вакууме, является их дифракционное уширение. Однако в среде с Керровским механизмом нелинейного отклика, при воздействии света индуцируется нелинейная линза, которая может существенно изменять дифракционные характеристики пучка. Положительная линза снижает эффект дифракционного распывания и при значительном увеличении показателя преломления дифракция пучка может смениться на эффект самофокусировки. Отрицательная линза приводит к усилению его дифракции, т.е. к эффекту самодиффузии [1]. Особый интерес представляют режимы сохранения поперечного профиля светового пучка, называемые режимами пространственных оптических солитонов. Солитонные эффекты в фоторефрактивных кристаллах могут служить основой для реализации полностью оптических элементов фотоники для систем оптической памяти, оптической обработки информации и оптической связи.

Целью данной работы явилось исследование пространственного самовоздействия световых полей в нелинейном интерферометре Фабри-Перо (ИФП) на основе фоторефрактивного ниобата лития ( $\text{LiNbO}_3$ ).

В нелинейном интерферометре Фабри-Перо, возбуждаемом когерентным излучением, могут формироваться стационарные пространственные распределения интенсивности света, которые уже при сравнительно низкой интенсивности излучения приводят к пространственной модуляции показателя преломления материала. Для исследования оптически индуцированных структур в таком интерферометре может использоваться метод оптического зондирования, в том числе излучением с длиной волны, отличной от таковой для индуцирующего излучения.

В экспериментах исследовался кристалл ниобата лития - объемно легированный ионами железа ( $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  0,05%). Схемы экспериментальных установок представлены на рис. 1. В качестве источника когерентного излучения использовался непрерывный твердотельный лазер ( $\text{YAG:Nd}^{3+}$ , длина волны света  $\lambda=532$  нм, диапазон варьирования выходной мощности  $\Theta$  50мВт). При экспонировании образца использовались лазерные пучки кругового сечения с диаметром от 1 до 5 мм (схема а) и световое поле с практически однородным распределением интенсивности по апертуре кристаллического образца, полученное коллимированием излучения лазера (схема б).

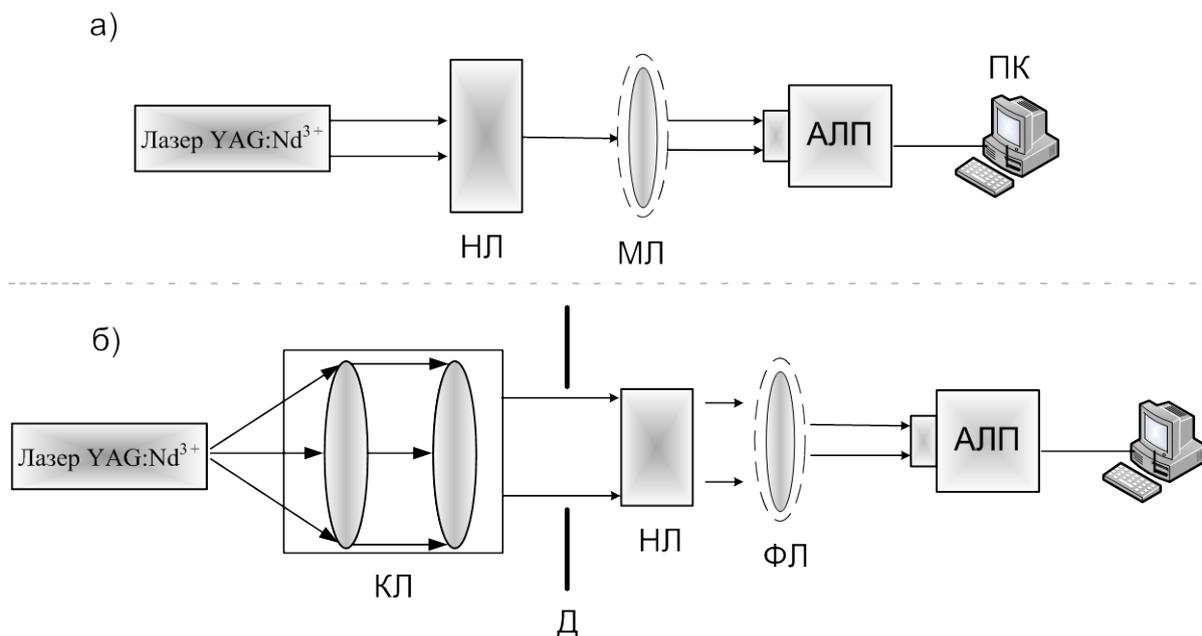


Рис. 1. Схемы экспериментальных установок: КЛ – коллиматор; Д – диафрагма; НЛ – образец ниобата лития; МЛ – масштабированная линза; ФЛ – фокусирующая линза; АЛП – анализатор лазерных пучков; ПК – персональный компьютер.

Свет проходил через пластину  $\text{LiNbO}_3$  Z-среза (НЛ) толщиной 2 мм в направлении нормали к ее плоскости. Мощность лазерного излучения составляла при этом от 1 мВт до 50 мВт. Световое поле после ИФП изучалось с помощью анализатора лазерных пучков BS-FW-FX33 (АЛП), сопряженного с персональным компьютером (ПК). Линза ФЛ использовалась для получения картин, соответствующих ближней или дальней зон дифракционного поля при оптическом зондировании ИФП.

Эволюция пространственного распределения интенсивности света в прошедшем ИФП световом пучке иллюстрируется картинками его поля, представленными на рис. 2.

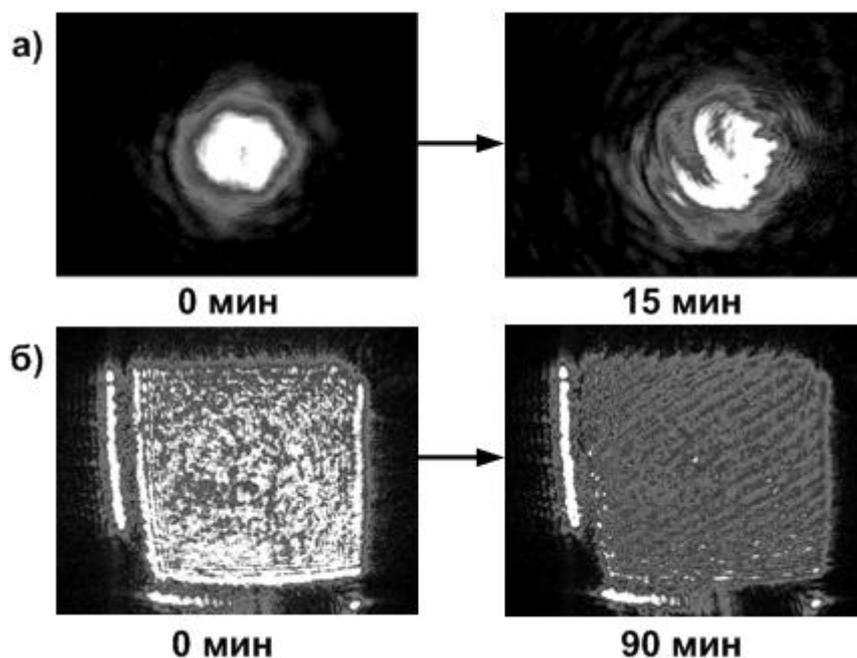


Рис. 2. Картины распределения интенсивности света в прошедшем ИФП световом пучке: а) с круговым поперечным сечением ( $P_{in}=1\text{ мВт}$ ,  $t=15\text{ мин}$ ); б) однородное экспонирование ( $P_{in}=50\text{ мВт}$ ,  $t=90\text{ мин}$ )

В экспериментах с пучком кругового сечения в начальный момент времени (рис. 2а,  $t=0$  мин.) распределение светового поля на выходной плоскости ИФП характеризуется гауссовым профилем. После экспонирования в течение нескольких минут при световой мощности 1 мВт и диаметре пучка 1 мм эта картина в ее поперечном сечении существенно изменяется, в центральной области появляется провал. Спустя несколько минут после начала экспонирования образца, картина светового поля приобрела спиралевидную форму (рис. 2а,  $t=15$  мин.), в которой от центрального максимума по спирали расходились «хвосты» с меньшей интенсивностью.

Для однородного индуцирующего светового поля (рис. 2б,  $t=0$  мин.), при экспонировании образца в течение 90 минут распределение интенсивности трансформировалось к одномерной, почти регулярной, системе полос, указывающих на почти периодическое изменение показателя преломления в ИФП (рис. 2б,  $t=90$  мин.).

Полученные результаты в некоторой степени перекликаются с результатами других авторов по исследованию эффектов формирования поперечных структур в нелинейных оптических резонаторах. Так, в [4] при прохождении лазерного луча через резонатор, заполненный азотом в смеси с парами натрия, вследствие нелинейного самовоздействия наблюдались спиралевидные и квазиодномерные регулярные световые картины в прошедшем световом поле (рис. 3 б, г).

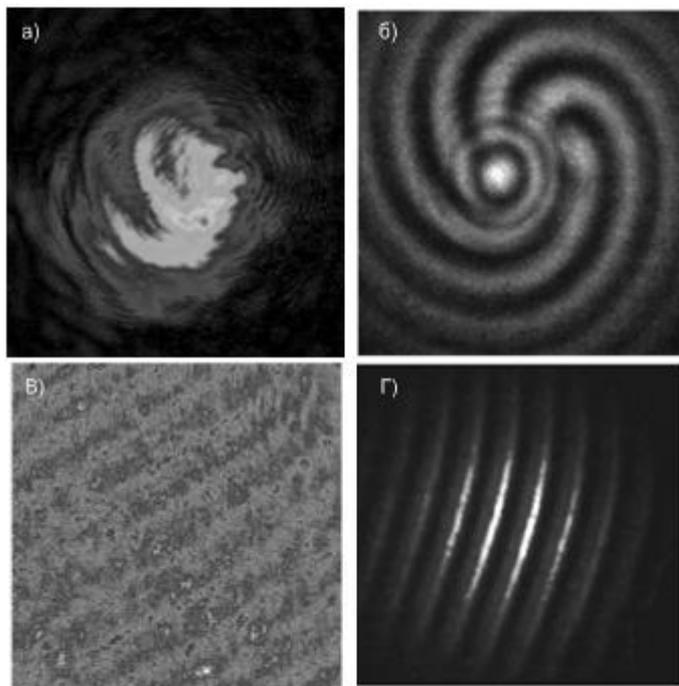


Рис. 3. Картины светового поля: а),в) Экспериментальные; б),г) из зарубежного источника [4].

Для интерпретации наблюдаемых эффектов дополнительно исследовались дифракционные картины при зондировании экспонированных образцов световыми пучками с диаметрами от 0,1 до 1 мм. В результате выявлено, что дифракционные структуры, сформированные при однородном индуцирующем световом поле, на самом деле являются квазирегулярными двумерными системами, позволяющими получить почти идеальные дифракционные картины, соответствующие дифракции света на двумерных периодических дифракционных решетках [5].

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (НИР РНП.2.1.1.429, НИР по госконтракту № 02.740.11.0553) и РФФИ (совместный проект РФФИ-ГФЕН Китая, грант 11-02-91162-ГФЕН\_a).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.С. Кившарь, Г.П. Агравал “Оптические солитоны” М.: Физматлит, 2005. 648 с.
2. А. Ярив, П. Юх “Оптические волны в кристаллах” М.: Мир, 1987. 616 с.
3. Н.Н. Розанов // СПб.: СПб ГУИТМО, 2009. 70 с.
4. Т. Ackenmann et al. // ENOC Aug 8-12 2005.
5. М. Борн, Э.М. Вольф “Основы оптики” М.: Наука, 1973. – 720 с.

## ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ЭХО-ПРОЦЕССОРОВ И ИХ ПРАКТИЧЕСКАЯ ЗНАЧИМОСТЬ

Попов И.И., Газизов К.Ш., Вашурин Н.С., Сидорова В.Т.

*ГОУ ВПО «Марийский государственный университет»*

popov@marsu.ru

Лекция посвящена физическим принципам построения, систематизации, организации работы и возможным применениям оптических эхо-процессоров.

В том числе, дается обзор физических эффектов, демонстрирующих возможность воспроизведения в сигналах фотонного эха информации, модулирующей параметры возбуждающего излучения, и результатов ее обработки. К ним относятся эффекты: корреляции амплитудно-временных форм эхо-сигнала и возбуждающего импульса [1, мои 2.ПФЭ и 3.СФЭ]; динамической эхо-голографии [4, 5]; многоканальности (по направлению распространения [6], частоте возбуждения [7] и направлению вектора линейной поляризации [8]) фотонного эха, нефарадеевского поворота вектора поляризации фотонного эха [9, 10], масштабирования амплитудно-временной формы фотонного эха на трехуровневой квантовой системе [11, 12] и др.

Приводятся варианты представления информации при ее обработке на основе фотонного эха. Представлена систематизация оптических эхо-процессоров с указанием принципа их действия на примере возможных технических решений. В том числе, рассматриваются аналоговые процессоры, цифровые процессоры как для побитовой, так и матричной [13] обработки информации, функциональные [14] и измерительные процессоры [15 – 17].

Возможны принципы ввода и вывода информации в сверхскоростных оптических компьютерах [11, 12]. Для этого в резонансной среде задействуется трехуровневая квантовая система. Квантовый переход между первым и третьим уровнем происходит под воздействием оптического импульса, а между первым и вторым – акустического импульса. От соотношения этих частот зависит коэффициент масштабирования по времени информационных сигналов. Для ввода информации в оптический компьютер первые два возбуждающих импульса (один из них информационный) подаются в виде акустических (медленных) сигналов. Третий возбуждающий импульс подается в виде короткого оптического сигнала. Эхо-сигнал с вводимой в возбуждающем импульсе информацией формируется в коротком оптическом сигнале фотонного эха. В этом случае становится возможным введение информации в быстроработающий оптический компьютер с относительно медленно работающих электронных устройств подготовки данных. Для

вывода информации из оптического компьютера первые два возбуждающих импульса (один из них информационный) подаются в виде оптических импульсов, а третий (считывающий) импульс является акустическим. Формируемый при этом акустический эхо-сигнал содержит выводимую информацию в течение интервала, воспринимаемого электронными регистрирующими устройствами. Данный вывод информации также может быть применен в оптических микроскопах, основанных на динамической эхо-голографии, для преобразования во временной масштаб, воспринимаемый органами зрения человека, информации в виде видеофильма о быстропротекающих химических и биохимических процессорах.

В аналоговых процессорах возможна обработка амплитудно-временных зависимостей, спектральной и голографической информации, в цифровых по-битовых процессорах возможна реализации операций булевой алгебры, в цифровых матричных процессорах можно выполнять операции сравнения плоских образов и операции матричного вычислений через обработку гиперкомплексных (кватернионных) величин. В функциональных процессорах используется режим многоциклического возбуждения сигналов многоимпульсного фотонного. Каждый цикл возбуждения в трех направлениях серии эхо-сигналов многоимпульсной последовательностью лазерных импульсов, подаваемой в двух направлениях, реализуется в течение времени необратимой продольной релаксации резонансной среды. Каждый последующий цикл возбуждения эхо-сигналов характеризуется уменьшением на один первый импульс последовательности возбуждающих лазерных импульсов и новым значением момента регистрации ожидаемых эхо-сигналов. Входная цифровая информация в виде одномерного массива закладывается в последовательность временных интервалов, отделяющих каждые два соседних лазерных импульса возбуждающей последовательности, и в значение временного интервала отделяющего последний возбуждающий импульс от момента регистрации возможных эхо-сигналов, в трех ожидаемых направлениях их распространения. Выходной информацией является направление эхо-сигнала, зарегистрированного в обусловленный момент времени. На основе условий пространственного и временного синхронизма эхо-сигналов, возбуждаемых в таком режиме, физически моделируются условия одной из задач дискретной математики – «задачи о рюкзаке». Таким образом, при времени необратимой продольной релаксации резонансной среды порядка 1 мкс для решения «задачи о рюкзаке» для входного массива размерностью 100 элементов в оптическом эхо-процессоре потребуется время, меньшее 1 мс. В то время как для решения этой задачи на классическом электронном цифровом компьютере требуется несколько часов. На основе нефарадеевского поворота вектора

поляризации фотонного эха можно построить датчики [16] и измерители тока сверхвысоковольтных линий электропередач [18] а также эходальномер [17]. В этом дальномере совмещается быстроедействие время-импульсного и точность фазового дальномеров.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В.А. Зуйков, В.В. Самарцев, Р.Г. Усманов // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 32. №4. С. 293-297.
2. I.S. Bikbov, I.V. et al. // Laser Phys. 1991. V. 1. №1. P. 126.
3. И.С. Бикбов и др. // Журнал прикладной спектроскопии. 1991. Т. 55. №1. С. 87.
4. Е.И. Штырков, В.В. Самарцев “Электромагнитное сверхизлучение” Казань: КФ АН СССР, 1975. С. 398.
5. E.Y. Xu, S. Kroll, D. Huestis et.al. // Opt. Lett. 1990. V. 15. P. 562.
6. V.A. Zuikov, V.V. Samartsev // Laser Physics. 1991. V.1. P. 542.
7. M. Mitsunaga, R. Yano, N. Uesugi // Opt. Lett. 1991. V.16. P. 1890.
8. И.С. Бикбов и др.//Квантовая электроника. 1995. Т.22. №10. С. 1057.
9. И.И. Попов, И.С. Бикбов, И.В. Евсеев, В.В. Самарцев // Журнал прикл. спектроскопии. 1990. Т.52. №5. С.794.
10. I.S. Bikbov et al. // Laser phys. 1995. V.5. No.3. P.580.
11. В.В. Самарцев, Е.И. Штырков // Физика твердого тела. 1976. Т. 18. №10. С. 3140.
12. И.И. Попов, И.С. Бикбов, В.В. Самарцев // Сборник трудов IV Всесоюзного симпозиума по световому эхо и путям его практических применений "Световое эхо и проблемы когерентной оптики." Куйбышев, 1990. С.32.
13. И.И. Попов, В.Т. Нигматуллина // Изв. РАН, сер. физ. 2008. Т. 72. №5. С. 767.
14. В.Т. Сидорова, И.И. и др. // Ученые записки КГУ. Сер. физико-математические науки. Казань, КГУ. 2009. Т. 151. кн. 1. С. 172.
15. И.И. Попов, А.М. Гладышев, К.Ш. Газизов, Е.Р. Трунина // Изв. ВУЗов: Проблемы энергетики. 2003. № 3-4. С. 120.
16. К.Ш. Газизов и др. “Магнитооптический датчик тока на основе фотонного эха” патент на изобретение ПМК 7 G 01 R 33/032. R 19/00 от 27 сентября 2006. № 2284529 (заявка на патент №2004134863 от 24.11.2004).
17. К.Ш. Газизов и др. “Способ измерения расстояния на основе поляризационных свойств фотонного эха” патента на изобретение РФ МПК G 01C3/00 от 20 сентября 2007. № 2306527 (заявка на патент № 2005134334/28(038387) от 7 ноября 2005).

18. Гладышев А.М., Попов И.И., Самарцев В.В., Евсеев И.В., Чайкин В.Н. “Способ оптоэлектронного измерения тока” патент на изобретение ПМК 7G 01 R 33/032, G 01 R 19/00 2003 №2223512 (заявка на патент № 2002116339 от 17.06.02).

## ДИСКРЕТНАЯ ДИФРАКЦИЯ В ДВУМЕРНЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ

И.В. Савочкин, А.П. Сухоруков

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия  
savochkin@physics.msu.ru

В настоящей работе рассмотрено распространение пучка света через структуру, в которой показатель преломления периодически зависит как от поперечной, так и продольной координаты. Для изучения выбраны две модели: модель системы из нескольких изогнутых диэлектрических волноводов с продольной модуляцией коэффициента связи и модель сплошной среды с периодической модуляцией показателя преломления в поперечном и продольном направлениях.

Дискретная дифракция возникает в периодической структуре, состоящей из параллельных диэлектрических волноводов. Если волноводы расположены достаточно близко друг к другу, то между ними возможна перекачка световой энергии [1]. Для двух волноводов параллельных оси  $z$  система, описывающая изменение амплитуды вектора напряженности с расстоянием, выглядит так:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} = -iCA_2, \quad \frac{\partial A_2}{\partial z} = -iCA_1, \quad (1)$$

где  $A_1$  и  $A_2$  – амплитуды волны в первом и втором волноводах соответственно,  $C$  – коэффициент, характеризующий связь волноводов. Эта система имеет известное маятниковое решение (рис. 1а):

$$A_1(z) = E_1 \cos Cz - iE_2 \sin Cz, \quad A_2(z) = E_2 \cos Cz - iE_1 \sin Cz. \quad (2)$$

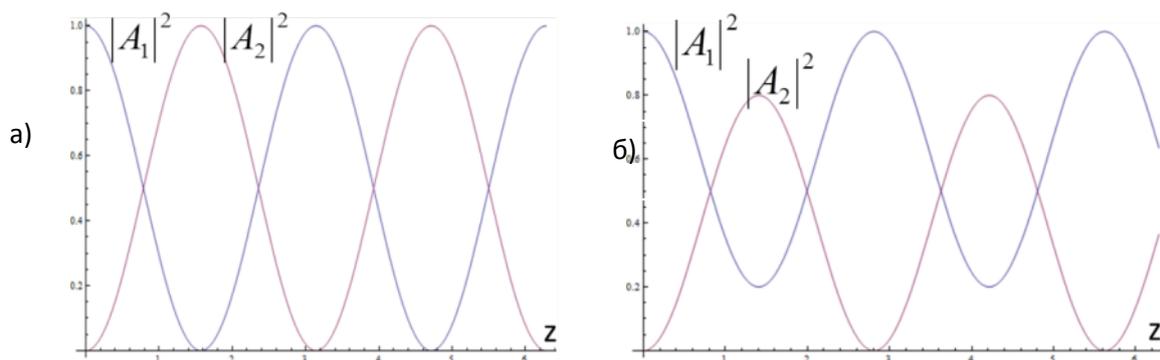


Рис. 1. Иллюстрация решений систем уравнений для прямых (1) и изогнутых (3) волноводов с граничными условиями  $A_1(0)=E_1=1$ ,  $A_2(0)=E_2=0$ .

Теперь, если волноводы будут изогнуты по гармоническому закону вдоль оси  $z$ , то система примет вид [2]:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} = -iC e^{-iqz} A_2, \quad \frac{\partial A_2}{\partial z} = -iC e^{iqz} A_1, \quad (3)$$

где  $q$  – параметр, определяющий частоту продольной модуляции коэффициента связи изогнутых волноводов. Система (3) имеет асимметрию: осцилляции коэффициента связи в левом и правом волноводах происходят в противофазе. Она имеет следующее решение (рис. 1б):

$$A_1(z) = e^{-ipCz} \left( E_1 \cos(\omega z) - i \frac{E_2 - pE_1}{\sqrt{1+p^2}} \sin(\omega z) \right), \quad (4a)$$

$$A_2(z) = e^{ipCz} \left( E_2 \cos(\omega z) - i \frac{E_1 + pE_2}{\sqrt{1+p^2}} \sin(\omega z) \right), \quad (4б)$$

где частота продольных биений амплитуд равна

$$\omega = C\sqrt{1+p^2}, \quad p = \frac{q}{2C}. \quad (5)$$

Из анализа выражений (4) следует, что при увеличении частоты  $q$  изгиба волноводов перекачка энергии между волноводами ухудшается; ср. рис. 1а и 1б. Введение  $q=2C$  снижает амплитуду перекаченной волны в  $\sqrt{2}$  раз. При  $q=0$  изогнутые волноводы становятся прямыми и система (3) переходит в (1), а решение (4) в (2).

Рассмотрим далее структуру, состоящую из большего числа изогнутых волноводов. Система дискретных уравнений для амплитуд волн, распространяющихся в связанных волноводах, имеет вид [2]:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} = -iC e^{-iqz} A_2, \quad (6a)$$

$$\frac{\partial A_k}{\partial z} = -iC e^{-iqz} A_{k+1} - iC e^{iqz} A_{k-1}, \quad (6б)$$

$$\frac{\partial A_N}{\partial z} = -iC e^{iqz} A_{N-1}, \quad (6в)$$

где  $N$  – количество волноводов и  $1 < k < N$ .

С помощью численного моделирования (6) мы наблюдали дискретную дифракцию. Для этого возбуждали центральный волновод (рис. 2). Видно, что быстрая модуляция коэффициента связи – увеличение параметра  $q$  – подавляет дифракционное расплывание [3]. С ростом частоты  $q$  изгиба волноводов, дифракция слабеет: пучок расширяется на меньшее количество волноводов; в пределе пучок может проходить всего лишь по одному волноводу.

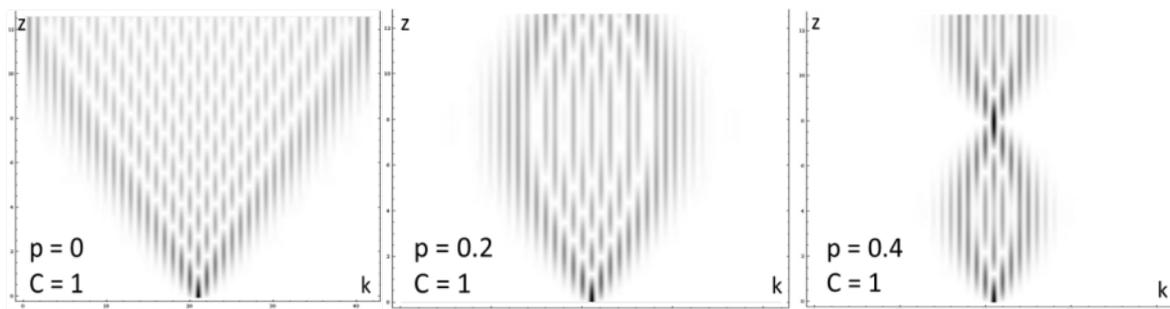


Рис. 2. Дискретная дифракция в системе из 41 волновода при разном периоде их изгиба.

На основе полученных результатов для дискретной структуры из волноводов рассмотрим дифракцию в сплошной среде с периодической модуляцией показателя преломления. Зависимость показателя преломления от координат зададим функцией (рис. 3):

$$n(x, z) = n_0 + \Delta n \cos(\nu_1 x + a(\cos \nu_2 z - 1)), \quad (7)$$

где  $n_0$  - среднее значение показателя преломления в среде,  $\Delta n$  и  $a$  амплитуды поперечной и продольной модуляции;  $\nu_1$  и  $\nu_2$  - частоты поперечной и продольной модуляции, соответственно.

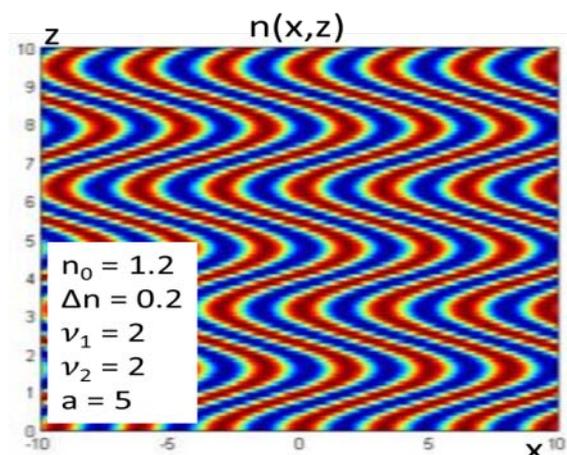


Рис. 3. Профиль показателя преломления, периодически модулированного в продольном – вдоль оси Z и поперечном – вдоль оси X направлениях.

Медленно меняющаяся амплитуда параксиального пучка подчиняется параболическому уравнению дифракции в неоднородной среде [1]:

$$2ik \frac{\partial A}{\partial z} = \Delta_{\perp} A + k^2 n^2(x, z) A \quad (8)$$

где  $A$  – амплитуда пучка света,  $k$  – волновое число.

Численное решение уравнения (8) позволило найти распределение амплитуды поля дифрагирующего пучка света в среде (рис. 4). Видно, что

при введении продольной периодической модуляции коэффициента преломления дифракция пучка света уменьшается [3]. Путем численного моделирования (8) нами исследована зависимость динамики дискретной дифракции от параметров  $\Delta n$ ,  $a$ ,  $\nu_1$  и  $\nu_2$ .

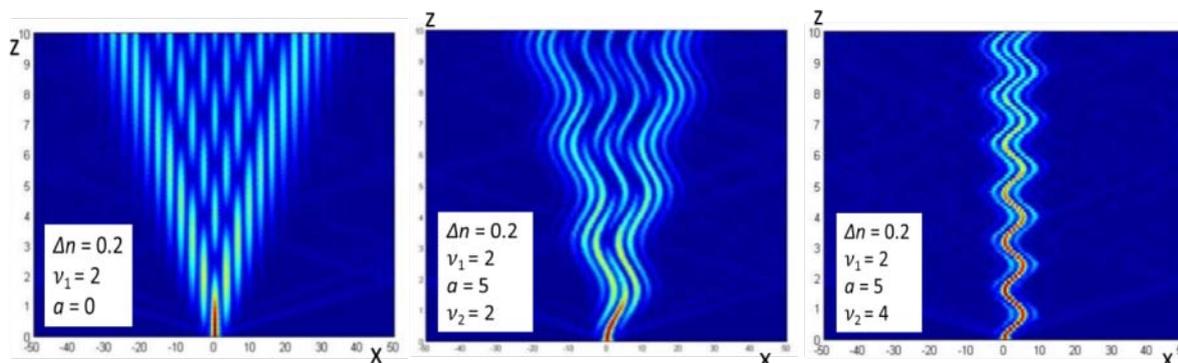


Рис. 4. Распространение пучка света в среде с периодической модуляцией показателя преломления.

Как и в дискретной модели (рис. 3), с увеличением параметра продольных осцилляций  $\nu_2$  происходит все большее подавление дифракционного расплывания пучка.

В дальнейшем планируется исследовать распространение наклонных пучков, коротких импульсных пучков и учесть нелинейные свойства среды.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ № 09-02-01028-а, № 10-02-90010-Бел и № 11-02-00681-а.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн, 2-е изд. М.: Наука, 1990.
2. S. Longhi // Opt. Lett. 2005. Vol. 30, No. 16.
3. Ivan L. Garanovich, Andrey A. Sukhorukov, and Yuri S. Kivshar. Nonlinear diffusion and beam self-trapping in diffraction-managed waveguide arrays. Opt. Express, 2007.

## РЕЗОНАНСНЫЕ И НЕРЕЗОНАНСНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ СОЛИТОНЫ: СХОДСТВА И РАЗЛИЧИЯ

С.В. Сазонов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> *Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»*

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

e-mail: [sazonov.sergey@gmail.com](mailto:sazonov.sergey@gmail.com)

Оптический солитон представляет собой уединенный лазерный импульс определенной длительности (от нано- до фемтосекунд), обладающий несущей частотой видимого или инфракрасного диапазона и способный распространяться в нелинейной диспергирующей среде без изменения своей формы на большие расстояния. Кроме того, солитоны упруго взаимодействуют между собой, восстанавливая свои исходные профили после столкновений. На данные объекты возлагаются большие надежды в целях их использования в системах оптической связи. Солитоны обладают конечной апертурой, поэтому поперечная динамика (самофокусировка, дефокусировка, самоканалирование) может оказывать существенное влияние на распространение импульсов. Оптические солитоны можно разделить на резонансные и нерезонансные.

Резонансные солитоны (РС) были обнаружены в 1967 г. при исследовании эффекта самоиндуцированной прозрачности [1]. Математическое описание они находят в рамках интегрируемой системы волновых и материальных уравнений Максвелла – Блоха. Нелинейность и дисперсия здесь вызваны сильным взаимодействием лазерного импульса с резонансными квантовыми переходами среды. Поэтому скорость распространения РС в 100 – 1000 раз меньше скорости света в вакууме. Кроме того, скорость солитона зависит от его длительности: чем короче солитон, тем больше его скорость. Это затрудняет передачу информации на большие расстояния без искажений: поданные на вход среды в определенной последовательности солитоны, на выходе могут быть зарегистрированы уже в другой последовательности. Поэтому РС могут найти приложения, скорее, в оптических линиях задержки, нежели в информационно-оптических системах. Поперечная динамика РС очень чувствительна к знаку отстройки их несущей частоты  $\omega$  от частоты  $\omega_0$  резонансных переходов: при  $\omega > \omega_0$  наблюдается самофокусировка, в обратном случае – дефокусировка [2, 3]. В [4] показано, что при точном резонансе возможен эффект самоканалирования.

Нерезонансные солитоны (НС) теоретически рассматривались в начале 70-х годов 20-го столетия [5]. Первые же эксперименты же по их наблюдению в оптических волокнах относятся к 80-м годам [6]. Нелинейность в этом случае обусловлена относительно небольшой

добавкой к показателю преломления среды, пропорциональной интенсивности солитона. Дисперсия вызвана относительно слабым взаимодействием лазерного импульса со средой. В простейшем случае НС описываются интегрируемым нелинейным уравнением Шредингера (НУШ). Для формирования НС принципиально согласование знаков нелинейности и групповой дисперсии. Если нелинейная добавка к показателю преломления среды положительна (фокусирующая нелинейность), солитоны формируются в спектральной области отрицательной групповой дисперсии, что чаще всего соответствует ближнему инфракрасному диапазону. При дефокусирующей нелинейности солитонное формирование имеет место в видимом диапазоне частот, где групповая дисперсия положительна. Важной особенностью солитонов НУШ является независимость их групповой скорости от длительности. Это обстоятельство принципиально отличает НС от РС и позволяет впервые эффективно использовать в системах оптической связи для передачи информации без искажений на большие расстояния. При фокусирующей нелинейности поперечная динамика НС происходит в режиме самофокусировки, в противном случае имеет место дефокусировка. Для перехода самофокусировки в самоканалирование нелинейность должна носить характер насыщения, т.е. нелинейная добавка к показателю преломления среды с ростом интенсивности оптического импульса должна стремиться к некоторому постоянному значению. В этом случае наблюдается формирование оптических пульс [7] – трехмерных локализованных во всех направлениях сгустков электромагнитной энергии. С укорочением длительности НС, когда они вмещают всего несколько периодов электромагнитных колебаний, их групповая скорость, как и в резонансном случае, растет с уменьшением длительности [8, 9].

## ЛИТЕРАТУРА

1. S.L. McCall and E.L. Hahn // *Phys. Rev. Lett.* 1967. V. 18. P. 908.
2. R.E. Slusher and H.H. Gibbs // *Phys. Rev. Lett.* 1970. V. 24. P. 638.
3. С.В. Сазонов // *Изв. РАН. Сер. физическая.* 2007. Т. 71. № 1. С. 121.
4. M. Blaauwboer, B.A. Malomed and G. Kurizki // *Phys. Rev. Lett.* 2000. V. 84. P. 1906.
5. В.Е. Захаров, А.Б. Шабат // *ЖЭТФ.* 1971. Т. 61. № 1. С. 118.
6. Г. Агравал “Нелинейная волоконная оптика” М.: Мир, 1996.
7. Ya. Silberberg // *Opt. Lett.* 1990. V. 5. No 22. P. 1282.
8. С.А. Козлов, С.В. Сазонов // *ЖЭТФ.* 1997. Т. 111. № 2. С. 404.
9. A. Sakovich and S. Sakovich // *J. Phys. A.* 2006. V. 39. P. L361.

## ВЕКТОРНЫЕ СОЛИТОНЫ В УСЛОВИЯХ РЕЗОНАНСА ЗАХАРОВА–БЕННИ

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

<sup>1</sup> *Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»*

<sup>2</sup> *Калининградский филиал Московского государственного университета путей сообщения «МИИТ»*  
n\_ustinov@mail.ru

Перенос электронов вдоль альфа-спиральных белковых молекул можно описывать с помощью образований, которые обладают свойствами солитонов [1]. Перемещение электрона без потери энергии на излучение фононов возможно вследствие баланса между дисперсией, обусловленной резонансным взаимодействием внутривитрипептидных дипольных колебаний, и нелинейностью, вызванной связью избыточного электрона со смещениями равновесных положений пептидных групп. Система, состоящая из электрона и сопровождающей его локальной деформации молекулярной цепи, получила название электросолитона [1].

В некоторых молекулярных структурах перенос электронов осуществляется не по одиночке, а парами, в которых электроны имеют противоположные направления спинов. Возможно, что представляет также интерес задачи, в которых перемещаются сразу несколько электронов (или квазичастиц). Многочастичные задачи возникают, например, при исследовании проводимости квазиодномерных молекулярных кристаллов. Существенно, что в таких кристаллах тоже необходимо учитывать деформационное взаимодействие квазичастиц со смещениями молекул из равновесных положений, поскольку между молекулами действуют слабые ван-дер-ваальсовы силы.

В качестве простейшей модели, описывающей подобные явления, возьмем давидовскую модель альфа-спирали. Немаловажным является и то обстоятельство, что возникающие при таком подходе нелинейные уравнения также имеют, как будет показано, приложения в некоторых оптических задачах в условиях резонанса Захарова–Бенни [2].

Рассмотрим одну из цепей альфа-спиральной белковой молекулы, в которой пептидные группы массы  $M$  расположены вдоль оси  $z$  на расстоянии  $a$  друг от друга. Движение электронов в бесконечной цепи пептидных групп описывается в непрерывном пределе следующей системой уравнений [1]:

$$\left[ i\hbar \frac{\partial}{\partial t} - E_0 + \frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \sigma \rho \right] \psi_j = 0, \quad (1)$$

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial t^2} - V_0^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \rho + \frac{a^2 \sigma}{M} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \sum_{j=1}^n |\psi_j|^2 = 0, \quad (2)$$

где  $\psi_j = \psi_j(z, t)$  — волновые функции избыточных электронов, нормированные условием

$$\frac{1}{a} \int |\psi_j|^2 dz = 1, \quad (3)$$

$\rho = \rho(z, t)$  — функция, характеризующая изменение расстояний между соседними пептидными группами:  $\rho = -a \partial \beta / \partial z$ ,  $\beta = \beta(z, t)$  — смещения пептидных групп из их равновесных положений,  $E_0$  — энергия дна зоны проводимости,  $m^*$  — эффективная масса электрона в зоне проводимости, выражающаяся через интеграл обменного взаимодействия между соседними пептидными группами,  $\sigma$  — параметр деформационного потенциала,  $V_0 = a \sqrt{\kappa / M}$  — скорость продольного звука в молекулярной цепи,  $\kappa$  — продольная упругость цепи,  $\hbar$  — постоянная Планка.

Упростим систему уравнений (1) и (2). Пусть параметр деформационного потенциала удовлетворяет условию

$$\frac{1}{4} \sqrt{\frac{a^3 \sigma^2}{\hbar M V_0^3}} \ll 1.$$

Выполнение этого условия позволяет применить к неоднородному волновому уравнению (2) приближение однонаправленного распространения [3], понизив порядок производных в нем. Кроме того, сделаем замены переменных

$$\tau = \varepsilon t, \quad \eta = \frac{\delta}{a} (V_0 t - z), \quad \rho = \frac{\hbar \varepsilon}{\sigma} w, \quad \psi_j = \sqrt{\delta} u_j e^{i(\alpha \tau + \beta \eta)}, \quad (4)$$

где

$$\varepsilon = \frac{m^* a^3 \sigma^2}{2 \hbar^2 M V_0}, \quad \delta = \frac{m^* a^2}{\hbar} \sqrt{\frac{a \sigma^2}{\hbar M V_0}}, \quad \alpha = \frac{m^* V_0^2 - 2 E_0}{2 \hbar \varepsilon}, \quad \beta = -V_0 \sqrt{\frac{m^*}{2 \hbar \varepsilon}}.$$

В терминах новых переменных уравнения (1) и уравнение, полученное из (2) после применения приближения однонаправленного распространения, примут вид

$$\frac{\partial u_j}{\partial \tau} = i \frac{\partial^2 u_j}{\partial \eta^2} + i w u_j, \quad (5)$$

$$\frac{\partial w}{\partial \tau} = -2 \frac{\partial}{\partial \eta} \sum_{j=1}^n |u_j|^2. \quad (6)$$

При этом из (3) следуют условия нормировки для переменных  $u_j$ :

$$\int |u_j|^2 d\eta = 1. \quad (7)$$

В случае  $n=1$ , когда в молекулярной цепи распространяется только один избыточный электрон, система уравнений (5), (6) есть ни что иное, как хорошо известная система Ядзимы–Ойкавы [4]. Эта система, выведенная первоначально в физике плазмы при изучении взаимодействия ионно-звуковых и ленгмюровских волн, возникает во многих других физических задачах, где выполняется условие резонанса Захарова–Бенни (резонанс длинных и коротких волн). Одной из областей физики, в которой система Ядзимы–Ойкавы нашла приложения, является нелинейная оптика (см., например, [5,6]).

Большое значение системы Ядзимы–Ойкавы обусловлено также тем, что она является интегрируемой с помощью метода обратной задачи рассеяния [3,7] и, следовательно, имеет пару Лакса, бесконечное число законов сохранения, а также многосолитонные решения [4]. Именно эти решения наиболее важны для ее приложений. Примечательно, что многосолитонные решения интегрируемых уравнений можно получить в явном виде сравнительно простыми алгебраическими методами такими, как техника преобразования Дарбу [8].

При  $n > 1$  уравнения (5) и (6) естественно рассматривать как векторное обобщение системы Ядзимы–Ойкавы. Наверное, самым физически содержательным является случай  $n=2$ . Соответствующая двухкомпонентная система Ядзимы–Ойкавы возникает, как следует из предыдущего изложения, в задаче переноса двух электронов вдоль молекулярной цепи. Также показано, что эта система описывает распространение электромагнитных импульсов, состоящих из одной низкочастотной (терагерцовой) и двух высокочастотных (оптических) компонент в нелинейном кристалле в условиях резонанса Захарова–Бенни.

Обнаружено, что векторная система уравнений Ядзимы–Ойкавы (5), (6) при любом натуральном  $n$  обладает парой Лакса и, значит, является интегрируемой методом обратной задачи рассеяния. С помощью техники преобразования Дарбу найдены ее многосолитонные решения.

Рассмотрим односолитонное решение системы (5), (6):

$$u_j = \frac{\sqrt{2\mu_I \mu_R} a_j}{\operatorname{ch} \theta_R} e^{i(\theta_I + \alpha_j)}, \quad w = \frac{2\mu_R^2}{\operatorname{ch}^2 \theta_R}, \quad (8)$$

где  $\theta_R = \mu_R(\eta - 2\mu_I\tau) + c$ ,  $\theta_I = \mu_I\eta + (\mu_R^2 - \mu_I^2)\tau$ ,  $\mu_R$ ,  $\mu_I$ ,  $a_j$ ,  $\alpha_j$ ,  $c$  — вещественные постоянные, удовлетворяющие условиям  $\mu_I > 0$  и

$$\sum_{j=1}^n a_j^2 = 1. \quad (9)$$

Параметры  $\mu_R$  и  $\mu_I$  определяют длительность и несущую частоту солитона, а также его групповую и фазовую скорости в лабораторной системе координат. Условия нормировки (7) вместе с соотношением (9) дают следующие ограничения на параметры электросолитона:

$$a_j = \frac{1}{\sqrt{n}}, \quad \mu_I = \frac{n}{4\mu_R}.$$

Последнее условие предполагает, что  $\mu_R > 0$ .

Из (4) следует, что длительность  $t_p$  и групповая скорость  $V$  электросолитона (8) в лабораторной системе координат равны

$$t_p = \frac{2a}{2\mu_R \delta V_0 - na\varepsilon}, \quad V = \frac{V_0}{1 + n\varepsilon t_p / 2}.$$

Так как  $\mu_R > 0$ , то параметр  $t_p$  может принимать значения в интервалах  $(-\infty; -2/n\varepsilon)$  и  $(0; \infty)$ . Отрицательные значения  $t_p$  необходимо исключить из рассмотрения, поскольку в этом случае  $V < 0$ , что противоречит использованному приближению однонаправленного распространения. Для положительных значений  $t_p$  выполняется неравенство  $V < V_0$ . Отметим зависимость выражения для групповой скорости электросолитона от числа  $n$  избыточных электронов.

Построено двухсолитонное решение двухкомпонентной системы Ядзимы–Ойкавы. Это решение описывает в общем случае распространение двух пар спаренных электронов. Кроме того, оно описывает в частном случае распространение двух неспаренных электронов. Выявлены отличия в динамике спаренных и неспаренных электронов.

Изучены одно- и двухсолитонные решения двухкомпонентной системы уравнений Ядзимы–Ойкавы, возникающей в нелинейной оптике.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант №09–02–00503а).

## ЛИТЕРАТУРА

1. А.С. Давыдов “Солитоны в молекулярных системах” Киев: Наукова Думка, 1984.
2. В.Е. Захаров // ЖЭТФ. 1972. Т. 62. С. 1745.
3. Р. Додд, Дж. Эйлбек, Дж. Гиббон, Х. Моррис “Солитоны и нелинейные волновые уравнения” М.: Мир, 1988.

4. N. Yadjima and M. Oikawa // *Progr. Theor. Phys.* 1976. V. 56. No. 6. P. 1719.
5. С.В. Сазонов, А.Ф. Соболевский // *ЖЭТФ.* 2003. Т. 123. № 6. С. 1.
6. С.В. Сазонов, Н.В. Устинов // *ЖЭТФ.* 2005. Т. 127. № 2. С. 289.
7. В.Е. Захаров, С.В. Манаков, С.П. Новиков, Л.П. Питаевский “Теория солитонов: Метод обратной задачи” М.: Наука, 1980.
8. V.B. Matveev and M.A. Salle “Darboux Transformations and Solitons” Berlin–Heidelberg: Springer–Verlag, 1991.

## НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА КОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ БРЭГГОВСКОЙ ДИФРАКЦИИ В ГЕОМЕТРИИ ЛАУЭ В НЕЛИНЕЙНОМ ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ

А. А. Скорынин, Б. И. Манцызов

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова  
skoraleks@ya.ru

При рассмотрении брэгговской дифракции в геометрии Лауэ (на прохождение) коротких лазерных импульсов было показано, что как в случае линейных фотонных кристаллов (ФК) [1], так и нелинейных резонансных ФК [2], происходит эффект дифракционно-индуцированного деления импульсов (ДДИ). Для объяснения возникновения этого эффекта удобно рассмотреть дифракцию в линейном ФК, когда поле можно представить в виде суперпозиции плоских волн. При описании брэгговской дифракции рентгеновского излучения в традиционных кристаллах [3] было показано, что каждая падающая плоская волна внутри структуры с периодическим распределением показателя преломления индуцирует четыре волны – две проходящие и две дифрагированные. Эти волны попарно образуют две моды – бормановскую и антибормановскую, локализованных различным образом относительно периодов структуры. Так в случае одномерного ФК, бормановская мода локализована в оптически менее плотных слоях, а антибормановская – в более плотных. Если спектр падающего излучения попадает внутрь брэгговской зоны, то подобное распределение наблюдается для поля всего волнового пакета (рис. 1).

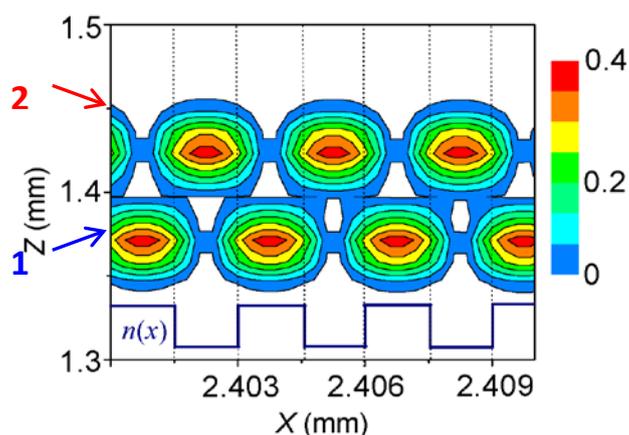


Рис. 1. Распределение интенсивности поля в ФК при дифракционном делении импульсов [1]. Кривая  $n(x)$  схематически показывает профиль показателя преломления. Антибормановской импульс (2) локализован в оптически менее плотных слоях ФК, а антибормановский (1) – в более плотных.

Таким образом, при ДДИ образуются два импульса, локализованные в различных слоях структуры и поэтому обладающие различными свойствами. В линейном ФК они имеют различные групповые скорости, а в нелинейном ФК, содержащем тонкие слои резонансных примесей, один импульс формирует Лауэ-солитон, а другой распространяется как в линейной структуре [2].

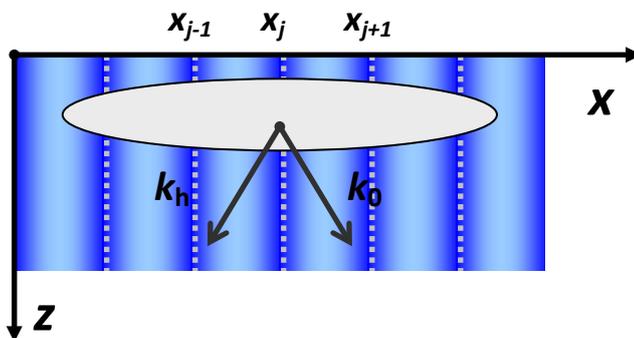


Рис. 2. Нелинейный ФК, содержащий тонкие слои кубически нелинейных примесей ( $x_j$ )

В настоящей работе мы рассматриваем брэгговскую дифракцию импульсов по схеме Лауэ в нелинейном ФК – структуре с периодически модулированным показателем преломления и тонкими слоями кубически нелинейных примесей (рис. 2). Используя двухволновой подход для решения волнового уравнения, можно представить электрическое поле ( $E$ ) внутри ФК в виде:

$$E(x, z, t) = \frac{1}{2} [E_0(x, z, t) + E_h(x, z, t) \exp(-ihx)] \exp(iQ_z z + iK_x x - i\omega_0 t) + \dots,$$

где  $E_0$ ,  $E_h$  – комплексные огибающие амплитуд проходящей и дифрагированной волн,  $K_x$ ,  $Q_z$  – проекции волнового вектора в ФК на оси  $x$  и  $z$ ,  $h$  – вектор обратной решетки ФК,  $\omega_0$  – несущая частота падающего импульса. Используя это приближение, из волнового уравнения можно получить систему, описывающую динамику двух мод внутри ФК. При расположении кубически нелинейных примесей в центре более оптически плотных слоев, бормановская мода ( $E_2 = E_0 - E_h$ ) описывается линейным уравнением, а антибормановская ( $E_1 = E_0 + E_h$ ) – нелинейным:

$$2iK_x \frac{\partial E_2}{\partial x} + 2iQ_z \frac{\partial E_1}{\partial z} + \frac{\partial^2 E_1}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 E_1}{\partial x^2} + 2i\omega_0 \frac{\varepsilon^0 + \varepsilon^1}{c^2} \frac{\partial E_1}{\partial t} - \frac{\varepsilon^0 + \varepsilon^1}{c^2} \frac{\partial^2 E_1}{\partial t^2} + \frac{\varepsilon^1}{c^2} \omega_0^2 E_1 = -\frac{3\pi\omega_0^2}{c^2} \chi^{(3)} E_1 |E_1|^2,$$

$$2iK_x \frac{\partial E_1}{\partial x} + 2iQ_z \frac{\partial E_2}{\partial z} + \frac{\partial^2 E_2}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 E_2}{\partial x^2} + 2i\omega_0 \frac{\varepsilon^0 - \varepsilon^1}{c^2} \frac{\partial E_2}{\partial t} - \frac{\varepsilon^0 - \varepsilon^1}{c^2} \frac{\partial^2 E_2}{\partial t^2} - \frac{\varepsilon^1}{c^2} \omega_0^2 E_2 = 0;$$

где  $\chi^{(3)}$  – кубическая восприимчивость нелинейных слоев. Линейная диэлектрическая проницаемость –  $\varepsilon(x) = \varepsilon^0 + 2\varepsilon^1 \cos(hx)$ . Система уравнений получена в приближении достаточно малого параметра  $\chi^{(3)}$ . Пренебрегая производными  $E_{1,2}$  по координате  $x$ , что соответствует достаточно большим поперечным размерам импульса и его форме как на рис. 2, можно получить из первого уравнения системы модифицированное нелинейное уравнение Шредингера (НУШ):

$$i \frac{\partial E_1}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 E_1}{\partial \eta^2} + A \frac{\partial^2 E_1}{\partial \eta \partial \xi} + B E_1 + \alpha E_1 |E_1|^2 = 0 \quad (1)$$

где  $\xi = \frac{1}{\Delta} \left( z - \frac{c \cos \theta \sqrt{\varepsilon^0}}{\varepsilon^0 + \varepsilon^1} t \right)$ ,  $\eta = \frac{1}{\Delta \delta} \left( z + \frac{c}{\sqrt{\varepsilon^0 + \varepsilon^1}} t \right)$ ,  $A = \frac{1}{\delta \Delta k \gamma}$ ,  $B = \frac{\varepsilon^1}{\varepsilon_0} \frac{k \Delta}{2(\cos \theta + \gamma)}$ ,  
 $\alpha = \frac{3\pi k \Delta}{2\varepsilon_0 (\cos \theta + \gamma)} \chi^{(3)}$ ,  $\delta = \sqrt{\frac{\gamma - \cos \theta}{k \Delta \gamma^2}}$ ,  $k = \sqrt{\varepsilon^0} \frac{\omega_0}{c}$ ,  $\gamma = \sqrt{1 + \varepsilon_1 / \varepsilon_0}$ .

Если в этом уравнении параметр  $A = 0$ , то его можно свести к обычному НУШ, которое решается методом обратной задачи рассеяния и имеет солитонные решения. Поэтому решение уравнения (1) будем искать в виде:

$$U(\xi, \eta) = a \operatorname{sech}(b\eta + c\xi) \exp(id\eta + ie\xi) \quad (2)$$

Такое решение существует. Оно представляет собой двухпараметрическое семейство солитоноподобных импульсов. В качестве этих параметров можно выбрать  $a$  и  $b$ , тогда остальные коэффициенты выражаются следующим образом:

$$c = \frac{b^2 - \alpha a^2}{A},$$

$$d_{1,2} = \frac{1}{A} \pm \sqrt{\frac{(\alpha a^2 - b^2) / A^2 + \alpha a^2 b - b^3 - 2bB}{2\alpha a^2 - 3b^2}},$$

$$e = -\frac{c + Acd + bd}{Ab}.$$

Устойчивость солитоноподобных решений (2) исследовалась с помощью численного интегрирования уравнения (1) при наличии возмущения в начальных условиях и при столкновении импульсов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. V.A. Bushuev, B.I. Mantsyzov, A.A. Skorynin // Phys. Rev. A. 2009.
2. B.I. Mantsyzov // Optics Communications. 2001. V. 189. No 3. P. 275.

3. З.Г. Пинскер “Рентгеновская кристаллооптика” М.: Наука, 1982.

## ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН ВБЛИЗИ ГРАНИЦ НЕЛИНЕЙНО-ИНДУЦИРОВАННЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ

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

<sup>1</sup>Российский государственный геологоразведочный университет им. С. Орджоникидзе

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

[apsmsu@gmail.com](mailto:apsmsu@gmail.com)

Поверхностные волны распространяются вдоль границы между менее и более плотными средами при выполнении условия полного внутреннего отражения [1, 2]. Полное отражение можно наблюдать не только на границе двух диэлектриков, но и в дефокусирующей среде с отрицательной нелинейностью показателя преломления. Нелинейное полное отражение оптических пучков исследовалось экспериментально и теоретически в средах с кубической нелинейностью [3], каскадной квадратичной нелинейностью [4], в фоторефрактивных кристаллах [5], слабо поглощающем растворе спирта [6], в резонансных газах [7]. Теория поверхностных волн на индуцированных телах строится по аналогии с локализацией волн в градиентных средах.

В работе впервые исследуется захват наклонного сигнального пучка в поверхностную волну мощным пучком накачки в дефокусирующих средах с кубической или каскадной квадратичной нелинейностью.

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:

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

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

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 кубической нелинейности. Будем рассматривать взаимодействие волн в дефокусирующей нелинейной среде  $\varepsilon_{ij} < 0$ . Накачку на входе зададим в виде гауссова пучка  $A_2 = E_2 \exp[-x^2/a_2^2]$ , а сигнальный пучок подадим под углом  $\theta$  на расстоянии  $d$  от накачки:  $A_1 = E_1 \exp[-(x-d)^2/a_1^2] \exp(-i\theta x)$ .

1. Планарные пучки. С помощью численного моделирования нами обнаружено, что при падении под определенным углом сигнальный пучок распространяется вдоль пучка накачки без расходимости (рис. 1). Это

происходит благодаря созданию накачкой одномерной отрицательной неоднородности градиентного типа:  $n_{nl} \approx -\varepsilon_{12} E_2^2 \exp[-2x^2/a_2^2]$ .

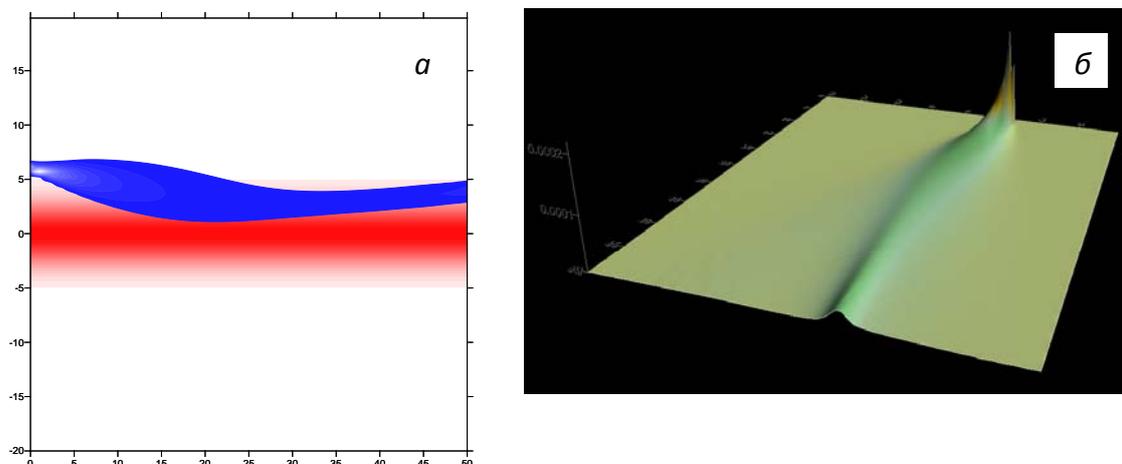


Рис. 1. Захват наклонного сигнального пучка (синий) в поверхностную волну, распространяющуюся вдоль границы пучка накачки (красный): *a* - продольный разрез пучков, *б* - рельеф сигнального пучка;  $\bar{\varepsilon}_{12} = -0.27$ ,  $D_1 = 0.025$ ,  $a_1 = 0.3$ ,  $a_2 = 4$ ,  $\theta = 4$ ,  $d = 6$ .

Увеличение угла падения  $\theta$  приводит к тому, что часть сигнальной волны проходит сквозь пучок накачки, унося энергию. Оставшаяся часть формирует поверхностную волну. Если пучок накачки имеет гипергауссов профиль  $A_2 = E_2 \exp(-x^4/a_2^4)$ , то более крутой край позволяет формировать поверхностную волну сигнала в более широком диапазоне изменения нелинейности, соотношения ширин пучков сигнала и накачки, угла падения сигнала.

Пусть теперь в дефокусирующей среде распространяются два пучка накачки параллельно друг другу вдоль оси  $z$ . В щель между пучками накачки подается сигнальный пучок так, что одна его часть идет в одну сторону, а другая – в противоположную (рис. 2). При нелинейности  $\bar{\varepsilon}_{12} = -0.27$ , ширинах пучков  $a_1 = 0.6$ ,  $a_2 = 2$ , углах падения от  $\theta = 1$  до  $\theta = 4$  два сигнальных пучка образовывали две поверхностных волны с двух сторон по внутренним краям пучка накачки.

В пространстве между поверхностными сигнальными пучками можно наблюдать рябь, как следствие интерференции. Чтобы избежать этого, опорные пучки следует разводить шире, как сделано на рис. 2,  $d = 8$ .

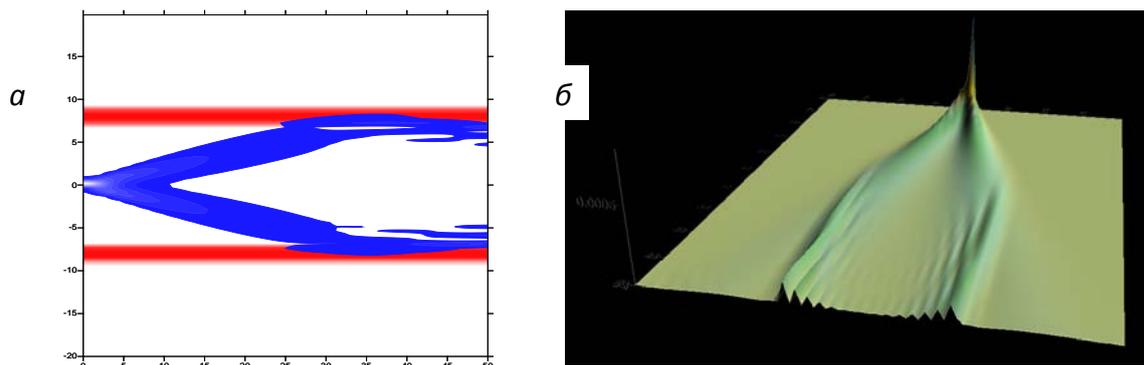


Рис. 2. Формирование двух поверхностных волн в щели, образованной двумя пучками накачки: нелинейность  $\bar{\epsilon}_{12} = -0.27$ , параметры пучков  $a_1 = 0.6$ ,  $a_2 = 1$ ,  $\theta = 4$ ,  $d = 8$ . *a* - продольный разрез пучков, *б* – рельеф сигнального пучка.

2. Цилиндрические пучки. Рассмотрим формирование цилиндрической поверхностной волны. Естественно, пучок накачки имеет цилиндрическую форму. Выберем накачку в виде полого цилиндра, образованного двумя гипергауссовыми пучками разной ширины в противофазе

$$A_2 = E_2 \exp[-r^6 / a_{21}^6] - E_2 \exp[-r^6 / a_{22}^6], \quad (3)$$

Внутри этого цилиндра подается расходящийся сигнальный пучок

$$A_1 = E_1 \exp[-r^2 / a_{11}^2 - ibr^2] - E_1 \exp[-r^2 / a_{12}^2 - ibr^2], \quad (4)$$

Сигнальный полый пучок (4) расширяется и, достигнув внутренней поверхности пучка накачки, распространяется вдоль нее - формируется цилиндрическая поверхностная волна на частоте сигнала (рис. 3). Показаны продольный срез пучков (рис. 3 а) и поперечные профили на расстоянии  $z = 50$  (рис. 3 б)

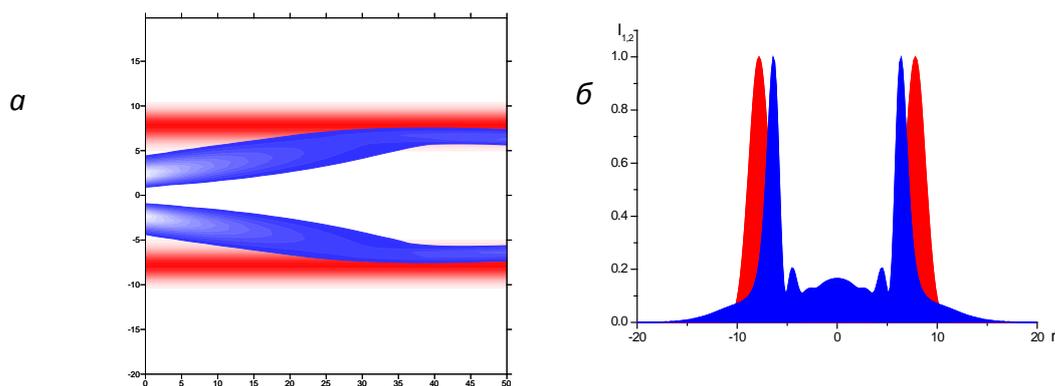


Рис. 3 Формирование цилиндрической поверхностной волны. в разрезе по оси при  $\bar{\epsilon}_{12} = -0.4$ ,  $b = 0.4$ ,  $a_{11} = 2$ ,  $a_{12} = 3$ ,  $a_{21} = 7$ ,  $a_{22} = 9$ .

Кубичная нелинейность возникает также при трехчастотном взаимодействии  $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$  с большой расстройкой волновых векторов,

когда проявляется каскадный механизм самовоздействия. Полагая  $A_3 = -i(\gamma_3/\Delta k)A_1A_2$ , можно вывести уравнение для огибающей сигнала [4]:

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + i D_2 \Delta_{\perp} A_2 = i k_2 n_{nl}(x, y, z) A_2, \quad n_{nl} = -[\gamma_2 \gamma_3 / (k_2 \Delta k)] |A_1(x, y, z)|^2 \quad (5)$$

где  $\Delta k = k_{1z} + k_{2z} - k_{3z}$ ,  $\gamma_j = 2\pi \chi_2 \omega_j / (cn_j)$  – коэффициент нелинейности. На рис. 4 показана динамика формирования поверхностных волн сразу на двух частотах  $\omega_1$  и  $\omega_3$ :

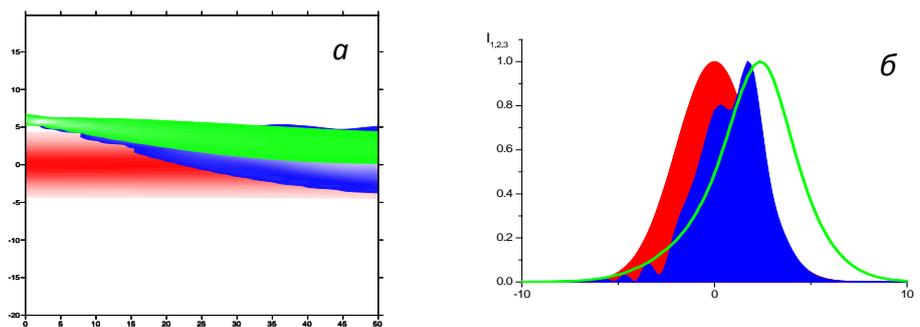


Рис. 4. Захват сигнального (синий) и холостого (зеленый) пучков накачкой (красный) для следующих параметров:  $D_1 = 0.025$ ,  $D_2 = D_1/2$ ,  $D_3 = D_1/3$ ,  $\gamma_1 = 1$ ,  $\gamma_2 = 2$ ,  $\gamma_3 = 3$ ,  $\Delta k = -12$ ,  $\theta = 6$ ,  $a_1 = 4$ ,  $a_2 = 0.3$ ; (а) разрез пучков и (б) профили пучков при  $z = 50$ .

Полное отражение можно реализовать также при взаимодействии коротких оптических импульсов [8], поэтому мы планируем описать и исследовать аналог поверхностной волны во временном домене.

Работа выполнена при поддержке грантами РФФИ № 09-02-01028, № 10-02-90010-Бел, № 11-02-00681.

## ЛИТЕРАТУРА

1. М. Борн, Э. Вольф «Основы оптики» М: Наука, 1973.
2. М.Н. Либенсон // Соросовский образовательный журнал. 1996. № 10. С. 92.
3. В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков // Изв. РАН. Сер. физ. 2005. Т. 69. № 12. С. 1775.
4. В.Е. Лобанов, А.К. Сухорукова, А.П. Сухоруков // Квантовая электроника. 2008. Т. 38. № 10. С. 951.
5. И.В. Кабакова, А.П. Сухоруков. // Изв. РАН. Сер. физ. 2008. Т. 72. № 1. С. 8.
6. V.E. Lobanov, A.A. Kalinovich, A.P. Sukhorukov, F. Bennet, D. Neshev. // Laser Physics. 2009. Vol. 19. No. 5. P. 1112.
7. Д.В. Горбач, О.Г. Романов, А.П. Сухоруков, А.Л. Толстик. // Изв. РАН. Сер. физ. 2010. Т. 74. № 12. С. 1706.

8. Valery E. Lobanov, Anatoly P. Sukhorukov // Phys. Rev. A. 201082. 033809.

## О ДИНАМИКЕ ПАРАМЕТРОВ ДВУХКОМПОНЕНТНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ОДНООСНЫХ КРИСТАЛЛАХ

В.А. Халяпин

ФГОУ ВПО «Калининградский государственный технический университет»  
slavasxi@pochtamt.ru

Настоящая работа посвящена исследованию динамики обыкновенно-необыкновенного импульса, распространяющегося под произвольным углом к оптической оси одноосного кристалла. Система уравнений, описывающая распространение таких импульсов в области прозрачности кристалла получена в [1]. Здесь показано, что обыкновенная компонента, представляющая собой квазимонохроматический импульс, может генерировать видеоимпульс необыкновенной компоненты, интенсивность которого на несколько порядков ниже исходной волны. По этой причине мы не будем учитывать собственную квадратичную нелинейность и дисперсию необыкновенной компоненты, а также пренебрежём перекрёстной кубической нелинейностью по сравнению с собственной нелинейностью обыкновенной компоненты. С учётом вышесказанного, эволюционные уравнения, описывающие динамику таких двухкомпонентных импульсов запишем в виде [1]

$$i \frac{\partial \psi}{\partial z} + \beta \frac{\partial^2 \psi}{\partial \tau^2} + \alpha \psi |\psi|^2 = a_2 \omega E \psi, \quad (1)$$

$$\frac{\partial E}{\partial z} = -a_2 \frac{\partial}{\partial \tau} |\psi|^2. \quad (2)$$

Здесь  $\psi$  – огибающая обыкновенной компоненты,  $E$  – электрическое поле необыкновенной компоненты,  $\beta$  – коэффициент, определяющий дисперсию групповой скорости ( $\beta < 0$  – область аномальной дисперсии,  $\beta > 0$  – нормальной),  $\alpha$  – отрицательный коэффициент при кубической нелинейности,  $a_2$  – определяет квадратичную перекрёстную нелинейность,  $\omega$  – центральная частота импульса,  $\tau = t - z/v_g$  – время в сопутствующей системе координат,  $v_g$  – групповая скорость импульса,  $z$  – ось, вдоль которой распространяется сигнал. При выводе системы (1), (2) было учтено условие резонанса Захарова-Бенни, согласно которому групповая скорость обыкновенной (высокочастотной компоненты) равна фазовой скорости (низкочастотной) необыкновенной компоненты.

В работе [2] предложен метод “усреднённого лагранжиана” типа Ритца-Уизема, позволяющий находить приближённые решения нелинейных уравнений (без затухания). Воспользуемся этим методом для анализа поставленной задачи. Лагранжиан системы (1), (2) имеет вид

$$L = \frac{i}{2} \left( \psi^* \frac{\partial \psi}{\partial z} - \psi \frac{\partial \psi^*}{\partial z} \right) - \beta \left| \frac{\partial \psi}{\partial \eta} \right|^2 - a_2 \omega |\psi|^2 \frac{\partial U}{\partial \tau} + \frac{\alpha}{2} |\psi|^4 - \frac{\omega}{2} \frac{\partial U}{\partial z} \frac{\partial U}{\partial \tau}, \quad (2)$$

где  $U = \partial E / \partial \tau$ . Пробное решение выбираем в виде

$$\psi = A \operatorname{sech}[(\tau - \Phi)/a] \exp \left[ i \left( \varphi - \Omega(\tau - \Phi) + \varepsilon(\tau - \Phi)^2 \right) \right], \quad (3)$$

$$U = -B \operatorname{th}[(\tau - \Phi)/a]. \quad (4)$$

Здесь  $A, B$  – амплитуды обыкновенной и необыкновенной компонент,  $\varepsilon$  – описывает частотную модуляцию,  $\Omega$  – определяет величину сдвига центральной частоты,  $\varphi$  и  $\Phi$  – определяют вклады в фазовую и групповую скорости,  $a$  – длительность импульса. Все эти величины будем считать зависящими от координаты  $z$ . Подставляя (3) и (4) в (2), находим “усреднённый лагранжиан”

$$\Lambda = 2 \left[ -aA^2 \left( \varphi' + \Omega\Phi' + \frac{\pi^2 a^2 \varepsilon'}{12} \right) - \beta A^2 \left( \frac{1}{3a} + \Omega^2 a + \frac{\pi^2 \varepsilon^2 a^3}{3} \right) + \frac{2a_2 \omega B A^2}{3} + \frac{\omega B^2}{3a} \Phi' \right]. \quad (5)$$

Здесь и далее штрих обозначает производную по  $z$ . Варьируя (5) по  $A, B, \varepsilon, \Omega, \varphi, \Phi$  и преобразуя полученную систему, получаем

$$A^2 a = \operatorname{const} \equiv P, \quad (6)$$

$$\Phi' = -2\beta\Omega, \quad (7)$$

$$B = \frac{a_2 a A^2}{2\beta\Omega}, \quad (8)$$

$$\varepsilon = \frac{a'}{4\beta a}, \quad (9)$$

$$a'' = \frac{4\beta}{\pi^2} \left( \frac{4\beta}{a^3} - \frac{a_2^2 \omega P}{\beta\Omega a^2} - \frac{2\alpha P}{a^2} \right), \quad (10)$$

$$\varphi' = \beta \left( \Omega^2 - \frac{2\beta}{3a^2} \right) + \frac{5}{6} \alpha A^2 + \frac{5a_2^2 \omega A^2}{12\beta\Omega}, \quad (11)$$

$$\left( \Omega - \frac{\omega P}{3} \left( \frac{a_2}{2\beta} \right)^2 \frac{1}{a\Omega^2} \right)' = 0 \quad (12)$$

Система (6)-(12) описывает динамику импульса, распространяющегося под произвольным углом к оптической оси кристалла как в области нормальной, так и аномальной дисперсии групповой скорости. В установившемся режиме  $a = const$  из полученной системы получаем

$$A^2 = \frac{4\beta^2\Omega}{a^2(\omega a_2^2 + 2\beta\alpha\Omega)}, \quad (13)$$

$$\varphi = \beta(\gamma^2 + \Omega^2)z, \quad \Phi = -2\beta\Omega z. \quad (14)$$

При распространении импульса вдоль оптической оси ( $a_2 = 0$ ) исходная система (1), (2) переходит в нелинейное уравнение Шрёдингера (НУШ). Известно, что в области аномальной дисперсии групповой скорости это уравнение имеет солитонное решение. Действительно, из (13), (14) получаем точное решение НУШ (из (12) следует, что в установившемся режиме  $\Omega = const = 0$ ). В случае, если импульс распространяется в области нормальной дисперсии групповой скорости, НУШ описывает эффект генерации спектрального суперконтинуума ( $\varepsilon \neq 0$ ). Этот режим подробно исследован в работе [2]. Если же импульс распространяется перпендикулярно оптической оси, то собственной кубической нелинейностью обыкновенной компоненты можно пренебречь по сравнению с перекрёстной квадратичной нелинейностью [1]. В этом пределе исходные уравнения (1), (2) переходят в систему Ядзимы-Ойкавы. Точное решение этой системы можно получить непосредственно из (13), (14), (8) ( $\alpha = 0$ ).

Динамику параметров импульса в общем случае можно проследить, численно исследуя систему (6)-(12).

## ЛИТЕРАТУРА

1. С.В.Сазонов, А.Ф.Соболевский // ЖЭТФ. 2003. Т. 123. № 6. С. 1160.
2. D. Anderson // Phys. Rev. A. 1983. V. 27. No 6. P. 3135.

## ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА В ПУЧКИ СО СЛОЖНОЙ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТРУКТУРОЙ С ПОМОЩЬЮ КОЛЬЦЕВОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА

А. К. Чернышов  
СФ ФИАН  
chak@fian.smr.ru

За последние десятилетия в лазерной физике наблюдается устойчивый рост внимания к оптическим пучкам со сложным пространственным профилем интенсивности. Во многом это инициировано работами по оптическим манипуляциям микрочастицами и лазерному воздействию на внешние степени свободы нейтральных атомов [1]. В приложении к подобным задачам особый интерес вызывают методы получения полых световых пучков, позволяющих ограничивать распространение медленных охлажденных атомов в пределах центральной темной области. В качестве полых световых «волноводов» для канализации атомов или частиц часто используют хорошо известные в лазерной физике моды Лагерра-Гаусса (LG) [2]. Поскольку для большинства подобных задач не требуется очень большая мощность оптического излучения, то наиболее привлекательными оптическими источниками для подобных целей обоснованно считаются миниатюрные, легко доступные диодные лазеры (ДЛ) с низковольтным питанием [3].

В работе рассматривается способ преобразования излучения ДЛ в LG- и некоторые другие типы мод путем возбуждения соответствующих поперечных мод в кольцевом накопительном интерферометре [4]. К преимуществам подобного подхода следует отнести то, что излучение диодного лазера с плохими пространственными характеристиками преобразуется в поперечную моду интерферометра близкую к идеальной. Кроме того, порядок выходной моды можно варьировать, в том числе и чисто электронным образом. Для данного метода пространственного преобразования лазерного излучения показана важность обеспечения хорошего согласования входного пучка с собственной модой интерферометра. Получены выражения, позволяющие рассчитать максимально достижимую эффективность в зависимости от заданного порядка выходной моды.

### ЛИТЕРАТУРА

1. S. Chu // *Reviews Modern Phys.* 1998. V.70. No 3. P.685.
2. J. Arlt, T. Hitomi et al. // *Appl. Phys. B*, 2000. V.71. P.549.
3. M. A. Clifford, J. Arlt et al. // *Opt. Comm.* 1988. V.156. P.300.
4. B. Willke, N. Uehara et al. // *Opt. Lett.* 1998. V.23. No 21. P.1704.

## СОГЛАСОВАНИЕ ДИОДНОГО ЛАЗЕРА И КОЛЬЦЕВОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА, СОДЕРЖАЩЕГО КРИСТАЛЛ $\text{KNbO}_3$ , ПРИ ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ

А. К. Чернышов, Е.А. Чернышова

СФ ФИАН

cat.chernyshova@fian.smr.ru

Интерферометры (или оптические резонаторы) позволяют накапливать внутри себя лазерное излучение и получать мощности в несколько раз большие, чем доступно непосредственно от лазера [1]. Это обстоятельство особенно актуально для маломощных диодных лазеров (ДЛ), например, при генерации 2-ой гармоники ГВГ [2]. Известно, что эффективность накопления световой мощности помимо добротности интерферометра определяется тремя факторами. Во-первых, степень перекрытия между лазерной спектральной линией и контуром резонанса пропускания. Во-вторых, входной лазерный пучок должен совпадать с собственной пространственной модой интерферометра (mode matching). В-третьих, коэффициент отражения входного зеркала необходимо согласовать с уровнем внутренних потерь интерферометра (impedance matching). Техника спектрального согласования лазера с внешним интерферометром хорошо освоена [3], тогда как подходы, позволяющие оптимизировать оставшиеся два фактора, напротив развиты недостаточно.

В работе описываются методика расчета системы согласования пространственных мод на основе сферического зеркала и алгоритм определения оптимального входного коэффициента отражения накопительного интерферометра. Эффективность подходов демонстрируется на примере генерации 2-ой гармоники от излучения диодного лазера в кристалле  $\text{KNbO}_3$ , помещенном в кольцевой интерферометр bow-tie типа.

Схема пространственного согласования лазерных пучков показана на рис. 1а. При анализе работы системы удобно реальный пучок заменить двумя одномерными гауссовскими пучками, распространяющимися в горизонтальной (g) и вертикальной (v) плоскостях. При этом сферическое зеркало ( $M_1$ ) можно заменить совпадающими скрещенными цилиндрическими линзами  $L_g$ ,  $L_v$  и рассматривать эквивалентную 3-х линзовую систему рис. 1б. В эквивалентной согласующей системе поступающий на вход эллиптический ( $\omega_g \neq \omega_v$ ) пучок диодного лазера с астигматическим расстоянием  $\Delta Z$  трансформируется цилиндрическими линзами  $L_g$  и  $L_v$  в промежуточный пучок с перетяжкой  $\omega_1$ . Затем с помощью сферической линзы  $L_c$  промежуточный пучок преобразуется в

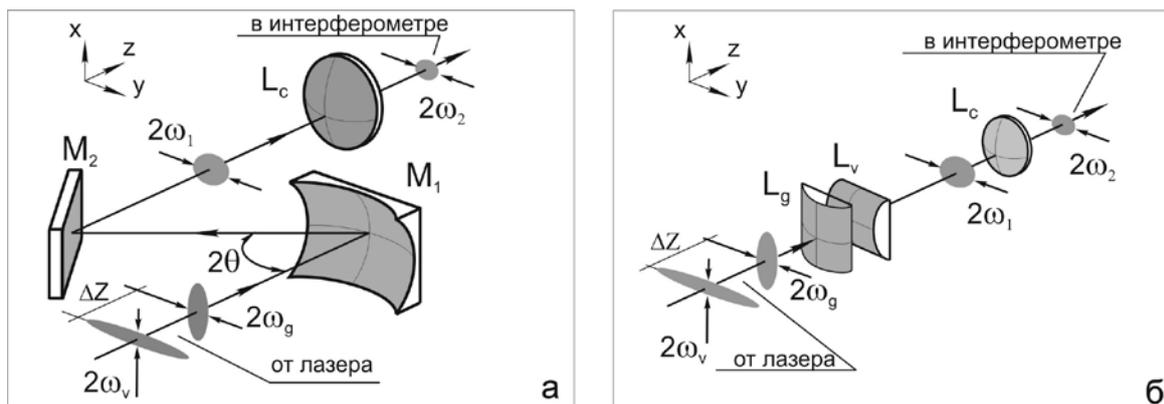


Рис. 1. Пространственное согласование оптических пучков. а) Схема согласования на основе сферически вогнутого зеркала  $M_1$ ;  $M_2$  – плоское зеркало;  $L_c$  – сферическая линза. б) Эквивалентная 3-х линзовая схема.  $L_v$ ,  $L_g$  – виртуальные цилиндрические линзы, расположенные в одной поперечной плоскости.

требуемую аксиально-симметричную моду интерферометра с перетяжкой  $\omega_2$ . Фокусные расстояния виртуальных линз  $L_g$  и  $L_v$  определяются равенствами

$$f_g = \frac{r}{2} \cos(\theta) \quad \text{и} \quad f_v = \frac{r}{2 \cos(\theta)}, \quad (1)$$

где  $r$  - радиус кривизны сферического зеркала;  $\theta$  - угол падения пучка. Линзовая система на рис. 1б рассчитывается по методике [4], а затем, используя фокусные расстояния ( $f_g$ ,  $f_v$ ) эквивалентных цилиндрических линз с помощью (1) определяются радиус кривизны  $r$  и угол наклона  $\theta$  сферического зеркала. Предложенная система согласования пучков на основе сферического зеркала позволяет сократить число необходимых оптических элементов и, следовательно, понизить потери лазерной мощности по сравнению с линзовыми системами [4].

С целью повышения эффективности генерации 2-ой гармоники, нелинейный кристалл размещают внутри накопительного интерферометра [2]. Схема подобной установки для резонансного нелинейного удвоения частоты излучения ДЛ представлена на рис. 2. Кольцевой накопительный интерферометр был образован зеркалами  $M_1 - M_4$ . Коэффициенты отражения  $M_2$ ,  $M_3$ ,  $M_4$  равны и несколько превосходят коэффициент входного зеркала  $M_1$ . Излучение 2-ой гармоники генерировалось нелинейным кристаллом  $\text{KNbO}_3$  длиной 15мм, который был установлен в области малой перетяжки ( $\omega_2 = 18 \mu\text{м}$ ) между вогнутыми зеркалами интерферометра  $M_3$  и  $M_4$ .

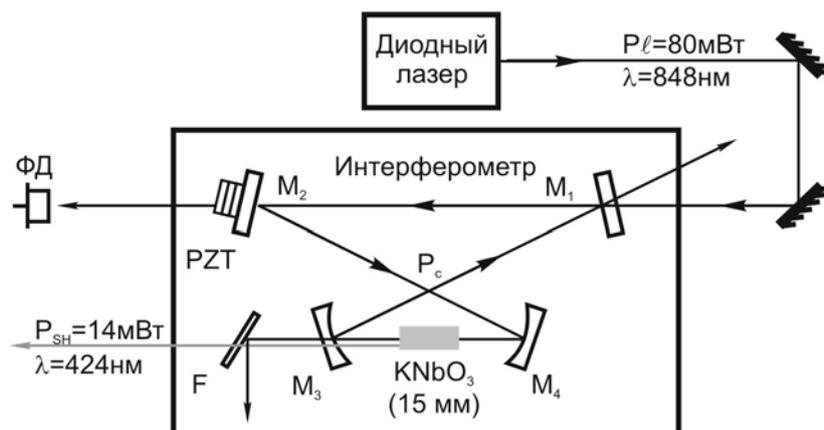


Рис. 2. Схема удвоения частоты излучения диодного лазера в кольцевом bow-tie интерферометре с кристаллом KNbO<sub>3</sub>. Зеркало M<sub>2</sub> установлено на пьезоподвижке PZT для сканирования резонансов пропускания; F- фильтр ИК; ФД - фотодиод.

Отношение мощности  $P_c$ , циркулирующей внутри кольцевого интерферометра на резонансе, к входной мощности  $P_\ell$ , определяется факторами пространственного согласования мод  $\mu$  и накопления  $\chi$

$$\frac{P_c}{P_\ell} = \mu \cdot \chi = \frac{\mu \cdot (1 - R_1)}{(1 - \sqrt{R_1 R_m})^2}. \quad (2)$$

Из (2) следует, что для заданного  $\mu \cdot P_\ell$  внутренняя мощность  $P_c$  максимальна, если коэффициент отражения входного зеркала  $R_1^{\text{opt}} = R_m$ . Это равенство означает, что потери на ввод излучения  $(1 - R_1^{\text{opt}})$  равны потерям  $(1 - R_m)$  при круговом обходе интерферометра, что соответствует согласованию импедансов. Определение отражения входного зеркала, при котором импедансы согласованы, является самосогласованной задачей, поскольку  $R_1$  через мощность  $P_c$  и нелинейные потери кристалла влияет на полное внутреннее отражение  $R_m$ . Эти обстоятельства затрудняют расчеты, поэтому на практике оптимизация  $R_1$  выполняется просто перебором зеркал. Однако набор зеркал с подходящими коэффициентами отражения не всегда доступен, а в случае напыления зеркал, образующих интерферометр непосредственно на гранях нелинейного кристалла, методика «перебора» вообще не приемлема.

Предлагаемый альтернативный подход к согласованию импедансов, состоит в том, что в накопительный интерферометр с кристаллом устанавливается «пробное» входное зеркало с известным коэффициентом  $R'_1$  и по резонансам пропускания определяются  $R'_m$  (отражение без учета нелинейных потерь) и  $\mu$ . Затем в однопроходной схеме ГВГ при неизменной ориентации лазерного пучка относительно кристалла

измеряется коэффициент нелинейного преобразования  $\gamma_{SH}$ . Мощность  $P_c$  внутри интерферометра и мощность 2-ой гармоники  $P_{SH}$  взаимозависимы,

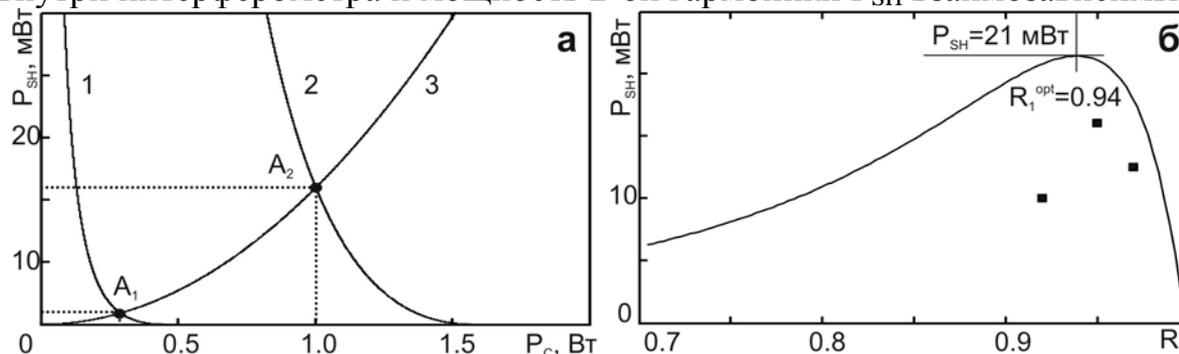


Рис. 3. Оптимизация отражения входного зеркала интерферометра: а) расчетные зависимости  $P_c(P_{SH})$  – кривые 1, 2 и  $P_{SH}(P_c)$  – кривая 3. Координаты точек А являются решением системы (3); б) расчетная зависимость мощности 2-ой гармоники от коэффициента отражения входного зеркала. ■ - экспериментальные точки.

$$\begin{cases} P_{SH}(P_c) = \gamma_{SH} P_c^2 \\ P_c(P_{SH}) = \mu(1 - R_1) P_\ell \cdot \left(1 - \sqrt{R_1 R'_m (1 - \sqrt{\gamma_{SH} P_{SH}})}\right)^{-2} \end{cases} \quad (3)$$

что выражает система уравнений (3). Для решения системы (3) построим кривые  $P_{SH}(P_c)$  и  $P_c(P_{SH})$  на одних координатных осях рис. 3а. Координаты точки пересечения кривых (А) для заданных  $P_\ell$ ,  $R_1$ ,  $R'_m$ ,  $\mu$ ,  $\gamma_{SH}$  определяют мощности основной  $P'_c$  и второй  $P'_{SH}$  гармоник. Изменив значение одного из параметров (например,  $R_1$ ) и повторив процедуру, определяют новые значения  $P''_{SH}$  и  $P''_c$ . На рис. 3б представлена результирующая рассчитанная зависимость мощности 2-ой гармоники  $P_{SH}$  от коэффициента отражения входного зеркала  $R_1$ . Максимум кривой определяет оптимальное значение  $R_1^{opt}$ , при котором для данного нелинейного кристалла ( $\gamma_{SH}$ ), входной мощности  $P_\ell$  и фактора согласования  $\mu$  достигается равенство импедансов с учетом нелинейных потерь на ГВГ. Измерения для входных зеркал с коэффициентами отражения 0,92; 0,95 и 0,97 подтвердили наличие оптимума (экспериментальные точки на рис. 3б). Теоретическая оценка эффективности преобразования  $\eta_{sh} = 26\%$  согласуется с экспериментально полученным значением 20%, что соответствует 16 мВт мощности голубого света на выходе из кристалла.

## ЛИТЕРАТУРА

1. T. Freearde, K. Dholakia // Phys. Rev. A. 2002. V.66. No 1. P. 013413.
2. W.J. Kozlovsky et al. // IEEE J. Quantum Electron. 1988. V.24. No 6. P. 913.

3. R.W.P.Drever et al. //Appl. Phys. B. 1983. V.31. P. 97.
4. A.K.Chernyshov et al. // J. Russian Laser Research 2002. V.23. P. 132.

## ФОРМИРОВАНИЕ ОДНОФОТОННЫХ ИМПУЛЬСОВ С КОНТРОЛИРУЕМОЙ ВРЕМЕННОЙ ФОРМОЙ

А.В. Шкаликов<sup>1</sup>, А.А. Калачев<sup>1</sup>, А.А. Калинин<sup>1</sup>, И.З.Латыпов<sup>1</sup>, В.В.  
Самарцев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Казанский физико-технический институт им.Е.К.Завойского Казанского научного  
центра Российской Академии наук

<sup>2</sup>Казанский федеральный университет  
andrei\_vs@rambler.ru

Интенсивное развитие систем квантовой связи и квантовой информатики требует постоянного совершенствования характеристик носителей информации. Однофотонные источники света, как носители квантовой информации, обладают малым взаимодействием с окружающей средой и, поэтому, представляют интерес для использования в квантовой криптографии и линейных квантовых вычислениях [1,2].

На сегодняшний день существует целый ряд методов получения однофотонных состояний света, [3, 4] каждый из которых обладает рядом преимуществ и недостатков в сравнении с такими параметрами как яркость, ширина спектра, простота управления и др. Один из способов получения однофотонных состояний основан на явлении спонтанного параметрического рассеяния света (СПР) [5]. В процессе СПР фотон накачки испытывает неупругое рассеяние на нелинейном кристалле, в результате чего происходит рождение двух фотонов (сигнального и холостого), обладающих высокой квантовой корреляцией. Рожденная пара фотонов (бифотон) удовлетворяет условиям синхронизма, согласно которым сигнальные и холостые фотоны имеют заданные частоты, направление и поляризацию. Именно парная группировка лежит в основе создания двухфотонных и однофотонных источников света. Помимо этого, особенностью спектра СПР является его широкий непрерывный спектр, не связанный непосредственно с собственными частотами нелинейного кристалла. Ширина спектра обычно составляет сотни ГГц, что делает однофотонные источники малоэффективными для приложений, связанных, например, с устройствами оптической квантовой памяти [6, 7], где требуются источники с шириной полосы от десятков ГГц до сотен МГц.

Однако, есть способ эффективного управления спектром СПР. Он заключается в помещении нелинейного кристалла в оптический резонатор [8], обладающий высоким коэффициентом отражения для бифотонов и высоким коэффициентом пропускания для изучения «накачки» ( $R_{325} = 15\%$ ,  $R_{650} = 99.8\%$ ,  $f = 50$  см;  $R_{325} = 10\%$ ,  $R_{650} = 97.6\%$ ; ). Внутри резонатора скорость генерации бифотонов возрастает пропорционально квадрату резкости резонатора ( $F=106$ ), а спектральная ширина

бифотонного поля может быть снижена до величины полосы пропускания резонатора (десятки МГц). Именно эти особенности позволяют сделать однофотонные и двухфотонные источники на основе явления СПР одними из наиболее перспективных на сегодняшний день [9, 10]. Следующим шагом на пути решения поставленных задач квантовой информатики является разработка методов управления формой однофотонных импульсов [11] необходимых для эффективного поглощения в активной среде.

В основе разрабатываемого в данной работе метода лежит явление спонтанного параметрического рассеяния света и сужения ширины спектра в оптическом резонаторе. Важным достоинством такой генерации является значительное увеличение длительности однофотонных импульсов, достигающее десятков и сотен нс, что позволяет использовать амплитудные модуляторы для контроля формы однофотонных импульсов. В работе исследуется схема однорезонаторного параметрического генератора света (выполнение резонанса только для сигнальной моды) и рассматривается второй тип синхронизма, развит метод контроля формы фотонов с помощью накачки. Показано, что эффективность предвещения фотона в предлагаемой схеме очень высокая, поскольку удалось избежать потерь вносимых амплитудной модуляцией. Поэтому такая схема источника представляет большой интерес для систем квантовой криптографии и обработки информации.

## ЛИТЕРАТУРА

1. C. M. Bennett and G. Brassard // in Proceedings of the IEEE Conference on Computers, Systems, and Signal Processing in Bangalore, India (IEEE, New York). 1984. P. 175.
2. E. Knill, R. Laflamme, and G. J. Milburn // Nature (London). 2001. V. 409. P. 46.
3. C. Brunel, B. Lounis, P. Tamarat, and M. Orrit // Phys. Rev. Lett. – 1999. –V. 83.– P. 2722.
4. C. Kurtsiefer, S. Mayer, P. Zarda, and H. Weinfurter // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85. P. 290.
5. Клышко Д.Н “Фотоны и нелинейная оптика” // М.: Наука. 1980.
6. H.-J. Briegel, W. Dur, J.I. Cirac, P. Zoller // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 5932.
7. P. Kok, W. J. Munro, K. Nemoto, T. C. Ralph, J. P. Dowling, G. J. Milburn // Rev. Mod. Phys. 2007. V. 79. P. 135.
8. Y.J. Lu, Z.Y. Ou // Phys. Rev. A. 2000. V. 62. P. 033804.
9. C.E. Kulewicz, F.N.C. Wong, J.H. Shapiro // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 97. P. 223601.

10. J.S. Neergaard-Nielsen ,B. Melholt Nielsen H. Takahashi A.I. Vistnes ,  
E.S.Polzik //Opt. Express. 2007. V. 15. P. 7940.
11. A.A. Kalachev // Phys. Rev. A. 2010. V. 81. P. 043809.