

**СЕКЦИЯ 2**

**“ОПТИКА НЕОДНОРОДНЫХ И НЕЛИНЕЙНЫХ СРЕД”**

К 170-ЛЕТИЮ НАУКИ О СОЛИТОНАХ

**А.П. Сухоруков** ..... 4

ДИНАМИКА ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ В ТОНКИХ  
ОДНОМЕРНЫХ СТРУКТУРАХ С ФОТОННЫМИ ЗАПРЕЩЕННЫМИ  
ЗОНАМИ

**Б.И. Манцызов, Е.В. Петров, Е.Б. Терешин, В.А. Трофимов**..... 5

ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ТГц СИГНАЛОВ В  
УСЛОВИЯХ БРЭГГОВСКОЙ ДИФРАКЦИИ В ПЕРИОДИЧЕСКИХ  
СТРУКТУРАХ

**Е.В. Петров, Б.И. Манцызов** ..... 7

ВОЗНИКНОВЕНИЕ ВИНТОВЫХ ФАЗОВЫХ ДИСЛОКАЦИЙ ПРИ  
НЕКОЛЛИНЕАРНОМ ПАРАМЕТРИЧЕСКОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ  
ГАУССОВЫХ ПУЧКОВ

**А.А. Калинович, А.П. Сухоруков** ..... 9

ВОЗБУЖДЕНИЕ КВАЗИОДНОМЕРНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ В  
КВАДРАТИЧНО-НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЕ ЭЛЛИПТИЧЕСКИМИ ПУЧКАМИ  
ОСНОВНОЙ ЧАСТОТЫ

**А.П. Сухоруков, Д.А. Чупраков**..... 11

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СТАЦИОНАРНЫХ ПЛОСКИХ  
ВОЛН В СРЕДЕ С ПЕРИОДИЧЕСКОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ КВАДРАТИЧНОЙ  
НЕЛИНЕЙНОСТИ

**С.В. Ермакова, В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков**..... 13

СОЛИТОННЫЕ СООТНОШЕНИЯ ТИПА КРАМЕРСА – КРОНИГА

**С.В. Сазонов**..... 15

ИНЖЕКЦИОННЫЙ ЛАЗЕР СО СТАБИЛЬНО СКАНИРУЮЩЕЙ  
ДИАГРАММОЙ НАПРАВЛЕННОСТИ И ПРИЧИНЫ, НАРУШАЮЩИЕ  
СТАБИЛЬНОСТЬ

**В.В. Акпаров, К.И. Плисов** ..... 17

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ В ПЛАЗМЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В  
ТЕРАГЕРЦОВОЕ

**Н.А. Ямпольский, Г.М. Фрайман**..... 19

ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СВЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ТРЕХСЛОЙНОЙ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СРЕДОЙ ПРИ НАЛИЧИИ В НЕЙ УПОРЯДОЧЕННО РАСПОЛОЖЕННЫХ ДЕФЕКТНЫХ СЛОЕВ <b>С.Н. Курилкина, М.В. Шуба</b> .....	21
КОМБИНИРОВАННЫЙ МЕТОД НАХОЖДЕНИЯ ПРИБЛИЖЁННЫХ СОЛИТОНОПОДОБНЫХ РЕШЕНИЙ УРАВНЕНИЙ НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИКИ <b>В.А. Халяпин</b> .....	23
НАБЛЮДЕНИЕ ВРЕМЕННЫХ ПУЛЬСАЦИЙ В СТОКСОВОМ ИЗЛУЧЕНИИ ПРИ НАКАЧКЕ БЕССЕЛЕВЫМ СВЕТОВЫМ ПУЧКОМ <b>Р.В. Чулков, Н.А. Хило, В.Н. Белый, Н.С. Казак, А.С. Грабчиков и В.А. Орлович</b> .....	25
РАСПРОСТРАНЕНИЕ МОЩНОГО СВЕТОВОГО ИМПУЛЬСА С УЧЕТОМ ОТРАЖЕНИЯ ОТ НЕЛИНЕЙНОГО ФОКУСА <b>О.Х. Хасанов, Т.В. Смирнова, О.М. Федотова, А.П. Сухоруков, Н.Ю. Вислобоков</b> .....	27
ГЕНЕРАЦИЯ ВИНТОВЫХ ФАЗОВЫХ ДИСЛОКАЦИЙ ПРИ СУПЕРПОЗИЦИИ НЕСООСНЫХ НЕПЛАНАРНЫХ ПУЧКОВ <b>В.В. Янгирова, А.А. Калинович, А.П. Сухоруков</b> .....	29
ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ТРЕХЧАСТОТНЫХ КАСКАДНЫХ СОЛИТОНОВ <b>В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков</b> .....	31
ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ДИНАМИКА ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР В ПЛАНАРНЫХ СРЕДАХ С КВАДРАТИЧНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ <b>Д.А. Чупраков, С.Б. Шараев, А.П. Сухоруков</b> .....	33
ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ В ОПТОЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМАХ «РЕЛЬЕФНАЯ РЕШЕТКА – ЖИДКИЙ КРИСТАЛЛ» <b>Е. А. Мельникова, И. В. Сташкевич</b> .....	34
ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ СВЕТОВЫХ ПОЛЕЙ ПРИ МНОГОВОЛНОВЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ В РЕЗОНАНСНЫХ СРЕДАХ <b>А. Л. Толстик</b> .....	35
ОПТИЧЕСКОЕ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕ ПУЧКОВ ПРИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОМ ПРЕОБРАЗОВАНИИ ЧАСТОТЫ ВВЕРХ	

<b>А.К. Сухорукова, А. П. Сухоруков</b> .....	37
<b>ДИФРАКЦИЯ ВСТРЕЧНЫХ ВОЛНОВЫХ ПУЧКОВ ПРИ БРЭГГОВСКОМ РЕЗОНАНСЕ В КВАДРАТИЧНО-НЕЛИНЕЙНОМ ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ</b> <b>И.Г. Захарова, М.В. Комиссарова, И.Ю. Полякова, А.П. Сухоруков</b> .....	39
<b>РАСПРОСТРАНЕНИЕ СВЕТА И ИОНИЗАЦИЯ СРЕДЫ БЕССЕЛЕВЫМИ ПУЧКАМИ</b> <b>Т.В. Смирнова, Р.А. Власов, О.Х. Хасанов</b> .....	41
<b>ИССЛЕДОВАНИЯ ФАЗОВЫХ СВОЙСТВ ДЕТЕРМИНИРОВАННЫХ СОЛИТОНОВ ПРИ ВЫНУЖДЕННОМ КОМБИНАЦИОННОМ РАССЕЙНИИ</b> <b>В.А. Лисинецкий, Р.В. Чулков, А.С.Грабчиков, В.А. Орлович</b> .....	43

К 170-ЛЕТИЮ НАУКИ О СОЛИТОНАХ

А.П. Сухоруков

Наука о солитонах прочно вошла в современные знания о нелинейных волновых процессах. Солитоны представляют собой уединенные волны, локализованные в пространстве и во времени. Они устойчивы при столкновениях. Различают солитоны волнового поля и солитоны огибающей. Солитоны исследуются во многих областях физики, таких как оптика, акустика, гидродинамика, электроника, физика плазмы, физика твердого тела, физика конденсированного состояния, биофизика и т.д.

Солитон был открыт 170 лет назад в 1834 году Джоном Скоттом Расселом, шотландским физиком при наблюдении за прохождением барж по каналу между Эдинбургом и Глазго. Там он впервые наблюдал, как от баржи отрывалась уединенная волна и затем распространялась на многие километры с большой скоростью. В 1895 году, через тринадцать лет после смерти Рассела, голландский ученый Дидерик Иоханнес Кортевег и его ученик Густав де Фриз нашли точное уравнение, волновые решения которого полностью описывают происходящие процессы. Уравнение КдФ играет очень большую роль и в наши дни, когда стала понятна его универсальность при описании нелинейных волн различной природы в диспергирующих средах.

В 1965 г. американские М. Крускал и Н. Забуски с помощью численного моделирования обнаружили солитоны в цепочке из связанных масс (задача Ферми). Они установили, что в длинноволновом приближении колебания описываются уравнением КдФ, решение которого в виде уединенной волны было известно. Они также обнаружили, что волны Рассела после столкновения восстанавливают свои первоначальные профили, т.е. ведут себя как квазичастицы. По аналогии с другими квазичастицами М. Крускал и Н. Забуски дали уединенным волнам имя солитон.

С этого времени динамика солитонов начала изучаться во многих областях физики, в том числе и в нелинейной оптике (1973 г.). Отметим исследования темных и светлых, одноцветных и многокомпонентных, квадратичных и керровских, когерентных и некогерентных, пространственных и временных, пространственно-временных солитонов в средах с различными свойствами. Сейчас созданы и работают солитонные линии оптической связи, передающие информацию на расстояния в десятки тысяч километров. Взаимодействие пространственных солитонов используется для чисто оптического переключения световых пучков, т.е. для изменения положения и наклона пучков на выходе из нелинейной среды. Это направление относится к фотонике солитонов.

Оптические солитоны имеют много общих черт с локализованными волнами плотности атомов в конденсате Бозе-Эйнштейна. БЭК солитоны активно изучаются в нелинейной атомной оптике.

Работа выполнена при поддержке Президентской программой «Ведущие научные школы», грант НШ-1941.2003.2.

ДИНАМИКА ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ  
В ТОНКИХ ОДНОМЕРНЫХ СТРУКТУРАХ  
С ФОТОННЫМИ ЗАПРЕЩЕННЫМИ ЗОНАМИ

Б.И. Манцызов, Е.В. Петров, Е.Б. Терешин, В.А. Трофимов

В последнее десятилетие большое внимание уделяется задачам нелинейно-оптического взаимодействия, в том числе многоволнового смещения, в структурах с фотонными запрещенными зонами (ФЗЗ) [1]. Это связано с рядом преимуществ ФЗЗ структур по сравнению со сплошными средами. Структуры с ФЗЗ представляют собой искусственные материалы с модулированной в пространстве функцией диэлектрической проницаемости и/или нелинейной восприимчивости. Если период пространственной модуляции сравним с длиной волны оптического диапазона, то при распространении оптического излучения в таких структурах возникают области частот или углов падения (ФЗЗ), внутри которых не происходит распространения излучения вглубь структуры. Вблизи ФЗЗ наблюдается сильная дисперсия, благодаря чему становится возможным для широкого класса нелинейно-оптических взаимодействий достижение фазового синхронизма, трудно реализуемого в однородных средах. Кроме фазового синхронизма в ФЗЗ структурах существует еще один механизм усиления нелинейных сигналов – несинхронное усиление [2]. Механизм несинхронного усиления связан с возрастанием плотности поля основных сигналов на краю ФЗЗ, что повышает энергию нелинейных источников и, как следствие, интенсивность генерируемого сигнала. Также ФЗЗ структуры представляют интерес с прикладной точки зрения, так как обладают предельно малыми размерами порядка нескольких микрон.

Основной целью при решении задачи генерации нелинейных волн, в частности второй гармоники (ВГ), является достижение максимальной эффективности перекачки энергии из основного сигнала в нелинейный. Используемые ранее численные методы не всегда обеспечивают достаточную точность при оценке эффективности перекачки, в том числе широко используемый метод расщепленного шага (split step). Аналитические же методы, с помощью которых можно получить точные решения нелинейной задачи генерации сигналов для периодических сред с произвольными параметрами, авторам неизвестны. В настоящей работе численно решается динамическая задача синхронной генерации сигнала ВГ в условиях несинхронного усиления с использованием оригинальной консервативной разностной схемы [3]. Преимуществом данной схемы является контроль расходимости решения в процессе численного счета, что оказалось возможным благодаря существованию интегралов движения у соответствующих нелинейных динамических уравнений для электрических полей  $E_\omega$  и  $E_{2\omega}$  основной волны и волны ВГ:

$$n_{\omega}^2 \frac{\partial E_{\omega}}{\partial t} - i \frac{c^2}{2\omega} \frac{\partial^2 E_{\omega}}{\partial z^2} + c \frac{\partial E_{\omega}}{\partial z} - i \frac{\omega}{2} (n_{\omega}^2 - 1) E_{\omega} - 4i\pi\chi^{(2)}\omega E_{\omega}^* E_{2\omega} = 0,$$

$$n_{2\omega}^2 \frac{\partial E_{2\omega}}{\partial t} - i \frac{c^2}{4\omega} \frac{\partial^2 E_{2\omega}}{\partial z^2} + c \frac{\partial E_{2\omega}}{\partial z} - i\omega(n_{2\omega}^2 - 1)E_{2\omega} - 4i\pi\chi^{(2)}\omega E_{\omega}^2 = 0.$$

Здесь  $n_{\omega}$  и  $n_{2\omega}$  – коэффициент преломления основной волны с частотой  $\omega$  и волны ВГ,  $c$  – скорость света в вакууме,  $\chi^{(2)}$  – нелинейная восприимчивость второго порядка, которая для простоты принята скалярной величиной. В данных уравнениях используются два приближения, накладывающие ограничения на параметры импульсов. Во-первых, пренебрегается производными по времени от нелинейной поляризации, т.е. предполагается, что длительность импульса значительно превышает время релаксации поляризации. Во-вторых, опущено слагаемое, содержащее вторую производную поля по времени, т.е. изменение огибающей поля во времени должно быть гораздо медленнее, чем изменение несущей компоненты поля. Оба эти условия хорошо выполняются для оптических импульсов с гауссовой огибающей и длительностью больше или порядка 20 фс.

В работе путем численного моделирования исследованы зависимости от длительности импульса: (i) эффективности генерации сигнала ВГ в ФЗЗ; (ii) профиля коэффициента отражения сигналов; (iii) пространственных спектров полей сигналов внутри ФЗЗ структуры. Проведено сравнение результатов полученных с помощью консервативной разностной схемы и метода матриц переноса излучения. Показано, что в ФЗЗ структуре состоящей из 10 бислоев (общая толщина структуры всего 10 мкм) с контрастом коэффициентов преломления соседних слоев порядка единицы и нелинейной восприимчивостью  $\chi^{(2)} = 0.1 \cdot 10^{-9}$  м/В для импульса интенсивностью 10 кВт/см<sup>2</sup> длительностью около 1 пс эффективность перекачки энергии в нелинейный сигнал может превышать 10 %.

## ЛИТЕРАТУРА

1. R.E. Slusher, B.J. Eggleton, eds., “Nonlinear Photonic Crystals”, Berlin: Springer-Verlag, 2003,
2. A.V. Balakin, V.A. Bushuev, B.I. Mantsyzov, I.A. Ozheredov, E.V. Petrov, A.P. Shkurinov, P. Masselin, G. Mouret // Phys. Rev. E, 2001, V. 63, 046609
3. В.А. Трофимов, Е.Б. Терешин, М.В. Федотов // ЖВММФ, 2003, Т. 43, С. 1530

ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ТГц СИГНАЛОВ  
В УСЛОВИЯХ БРЭГГОВСКОЙ ДИФРАКЦИИ  
В ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ

Е.В. Петров, Б.И. Манцызов

В последние несколько лет значительный интерес вызывают задачи, связанные с конструированием эффективных компактных источников излучения терагерцового (ТГц) диапазона. Это связано с возможностью широкого применения когерентных ТГц сигналов в различных областях нелинейной и лазерной физики, медицинской диагностики, телекоммуникационных технологий и т.п. Один из методов получения ТГц излучения – генерация сигналов разностной частоты. Однако при использовании этого метода возникает ряд проблем: значительное отличие коэффициентов преломления материалов в ТГц области и видимом диапазоне не дает возможность реализовать условие фазового синхронизма, а большое поглощение излучения субмиллиметрового диапазона не позволяет использовать протяженные среды. Поэтому при решении задачи эффективной генерации ТГц сигналов разностной частоты значительный интерес представляют структуры с фотонными запрещенными зонами (ФЗЗ), т.е. периодические структуры с модулированным в пространстве коэффициентом преломления с периодом близким к длине волны оптического диапазона. При модуляции возникают ФЗЗ – области углов падения или частот, при которых распространение оптического излучения вглубь среды не происходит.

При генерации в ФЗЗ структурах сигналов второй гармоники [1,2] и суммарной частоты [2] становится возможным достижение фазового синхронизма благодаря сильной дисперсии вблизи ФЗЗ, что позволяет компенсировать материальную дисперсию среды. Однако материальная дисперсия при генерации разностного ТГц сигнала не может быть компенсирована даже в ФЗЗ структурах, поэтому основным механизмом усиления ТГц сигналов в таких структурах становится несинхронное усиление (НУ), которое обусловлено значительным увеличением плотности поля основных сигналов вблизи края ФЗЗ [1,2]. В работе [3] предложено использовать механизм НУ для повышения эффективности генерации сигнала разностной частоты ТГц диапазона, и была показана возможность повышения интенсивности генерируемого ТГц излучения практически на два порядка по сравнению со сплошной средой, толщина которой равна толщине ФЗЗ структуры.

В настоящей работе предложен дополнительный, кроме НУ, механизм усиления ТГц сигнала разностной частоты, генерируемого в ФЗЗ структурах. Этот механизм связан с эффективным сложением нелинейных волн, генерируемых в расположенных определенным образом ФЗЗ структурах. Две

возможные схемы взаимного расположения ФЗЗ структур изображены на рис. 1. Используя метод матриц переноса излучения, показано, что благодаря эффективному сложению нелинейных волн можно добиться усиления ТГц сигнала еще на порядок по сравнению с уединенной ФЗЗ структурой.

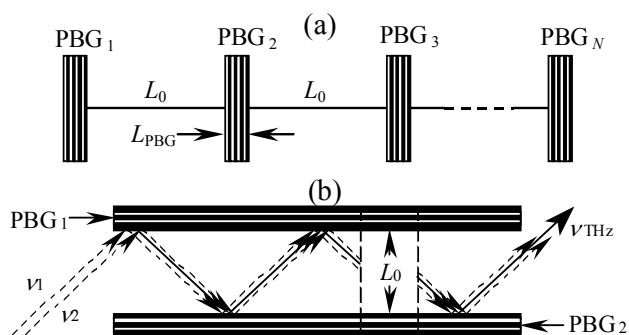


Рис. 1. Схема расположения ФЗЗ структур для усиления генерируемого ТГц сигнала.

Кроме этого, при дифракции волн накачки на сверхрешетке появляются дополнительные минимумы в частотном профиле коэффициента отражения ФЗЗ структуры. При совпадении частот излучения основных волн с указанными дополнительными минимумами, плотность поля сигналов значительно возрастает по сравнению с уединенной ФЗЗ структурой, что повышает эффективность НУ в процессе генерации ТГц сигнала. Таким образом, интенсивность генерируемого сигнала можно увеличить практически на три порядка по сравнению со сплошной средой.

Схема 1b используется для генерации сигналов на отражение при выполнении условия Брэгга. Схема 1b устраняет недостаток схемы 1a – большое поглощение ТГц сигнала в прослойке, поскольку в схеме 1b в качестве прослойки можно использовать вакуум. Поскольку для реализации НУ необходимо, чтобы частота основных волн соответствовала резонансу пропускания вблизи ФЗЗ, то при расположении ФЗЗ структур по схеме рис. 1b отраженные волны накачки оказываются крайне слабыми. В настоящей работе предлагается использовать специальную конфигурацию ФЗЗ структур для повышения доли отраженных сигналов, как основных, так и нелинейного. При использовании специальной конфигурации ФЗЗ структур происходит увеличение интенсивности генерируемого ТГц сигнала на порядок по сравнению с уединенной ФЗЗ структурой.

На рисунке 1a изображена схема расположения ФЗЗ структур, образующих сверхрешетку. Если толщина прослойки между ФЗЗ структурами  $L_0$  будет примерно равна целому числу полуволн генерируемого ТГц сигнала, то прямая и обратная нелинейные волны окажутся связанными условием брэгговского отражения, что обеспечит эффективную генерацию отраженного нелинейного сигнала.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. M. Scalora, M.J. Bloemer, A.S. Manka, J.P. Dowling, C.M. Bowden, R. Viswanathan, J.W. Haus // Phys. Rev. A, 1997, V. 56, P. 3166
2. A.V. Balakin, V.A. Bushuev, B.I. Mantsyzov, I.A. Ozheredov, E.V. Petrov, A.P. Shkurinov, P. Masselin, G. Mouret // Phys. Rev. E, 2001, V. 63, 046609
3. В.А. Бушуев, Б.И. Манцызов // Изв. АН, сер. Физич., 2003, Т. 67, С. 1714.



ВОЗНИКНОВЕНИЕ ВИНТОВЫХ ФАЗОВЫХ ДИСЛОКАЦИЙ ПРИ НЕКОЛЛИНЕАРНОМ ПАРАМЕТРИЧЕСКОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ГАУССОВЫХ ПУЧКОВ

А.А. Калинович, А.П. Сухоруков

Винтовые оптические дислокации играют большую роль в современной оптике благодаря своим необычным свойствам. Так как дислокации являются устойчивыми к воздействию дифракции, то их можно использовать в частности для хранения и передачи информации. Разработаны различные методы получения таких пучков: прохождение когерентного излучения через фазовую маску, применение голограмм, интерференция нескольких плоских волн [1], дифракция на кругах Эйри [2]. В данной работе рассматривается возможность генерации дислокаций при параметрическом взаимодействии двух наклоненных гауссовых пучков.

Рассмотрим трехчастотное взаимодействие в случае мощной накачки на низшей частоте. При слабой дифракции система уравнений для медленно меняющихся амплитуд волн на второй и третьей частотах при наличии сноса энергии под углами  $\theta$  и  $-\theta$  принимает вид:

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \theta \frac{\partial A_2}{\partial x} + i\gamma_2 E_1^* A_3 = 0, \quad \frac{\partial A_3}{\partial z} - \theta \frac{\partial A_3}{\partial x} + i\gamma_3 E_1 A_2 = 0, \quad (1)$$

решение которой в случае малой величины сноса,  $\theta \ll \Gamma_0 = (\gamma_2 \gamma_3)^{1/2} |E_1|$ , для огибающей второй волны выглядит так:

$$A_2 = A_{20} \cos \Gamma_0 z - \frac{\theta}{\Gamma_0} \frac{\partial A_{20}}{\partial x} \sin \Gamma_0 z - i A_{30} \frac{\gamma_2 E_1^*}{\Gamma_0} \sin \Gamma_0 z, \quad (2)$$

где  $A_{20}$  и  $A_{30}$  - начальные амплитуды. Координаты дислокаций пучка второй частоты будем искать из условия равенства нулю комплексной амплитуды  $A_2 = 0$ . Подставляя в (2) начальные амплитуды для гауссовых пучков, оси которых наклонены в разные стороны на углы  $\alpha_x$  и  $\alpha_y$  и смещены на расстояния  $x_0$  и  $y_0$ , а разность фаз между пучками равна  $\varphi$ , получаем уравнение для траекторий дислокаций:

$$E_2 \left\{ \cos \Gamma_0 z + (2\theta/\Gamma_0)(x - x_0 - i\alpha_x) \sin \Gamma_0 z \right\} \exp \left\{ 2xx_0 + 2yy_0 + i(\alpha_x x + \alpha_y y) \right\} - i E_3 \frac{\gamma_2 E_1^*}{\Gamma_0} \sin \Gamma_0 z \exp \left\{ -2xx_0 - 2yy_0 - i(\alpha_x x + \alpha_y y) + i\varphi \right\} = 0. \quad (3)$$

Если центры начальных пучков совпадают,  $x_0 = y_0 = 0$ , то из (3) находим зависимость координат дислокаций от продольной координаты  $z$ :

$$x = \Gamma_0 / 2 \theta \left\{ \pm \sqrt{\beta^2 - (\theta \alpha_x / \Gamma_0)^2} - \operatorname{ctg} \Gamma_0 z \right\}, \quad (4)$$

$$y = \left[ \varphi - \alpha_x \Gamma_0 \left\{ \pm \sqrt{\beta^2 - (\theta \alpha_x / \Gamma_0)^2} - \operatorname{ctg} \Gamma_0 z \right\} / \theta \pm \arccos \left\{ \theta \alpha_x / \Gamma_0 \beta \right\} + 2\pi n \right] / 2\alpha_y, \quad (5)$$

где  $n$  - целое число.

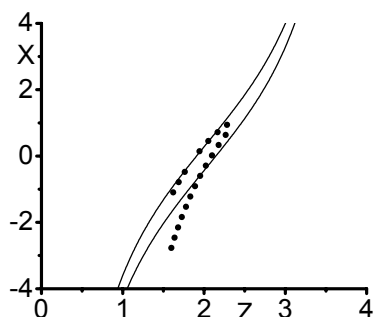


Рис. 1. Координаты дислокаций в случае несмещенных пучков при сносе энергии.

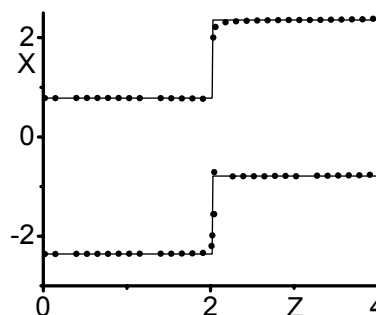


Рис. 2. Координаты дислокаций в случае смещенных пучков при отсутствии сноса энергии.

Для анализа параметрической генерации дислокаций было проведено также численное моделирование полных уравнений трехчастотного взаимодействия. На рис. 1 приведены траектории оптических вихрей, полученных в результате численного моделирования (пунктирные линии), и аналитические решения (4) (сплошные линии).

В случае взаимодействия несоосных пучков при отсутствии сноса энергии  $\theta = 0$  из (3) находим координаты дислокаций в виде:

$$x = \left\{ (\varphi + \pi/2 + \pi n) y_0 - \alpha_y \ln \left( \left| \operatorname{ctg} \Gamma_0 z \right| / \beta \right) / 2 \right\} / \left\{ 2\alpha_x y_0 - 2\alpha_y x_0 \right\}, \quad (6)$$

$$y = \left\{ (\varphi + \pi/2 + \pi n) x_0 - \alpha_x \ln \left( \left| \operatorname{ctg} \Gamma_0 z \right| / \beta \right) / 2 \right\} / \left\{ 2\alpha_x y_0 - 2\alpha_y x_0 \right\}. \quad (7)$$

где  $n$  - целое число. Когда  $\alpha_x y_0 \neq \alpha_y x_0$ , формулы (6) и (7) описывают набор перемещающихся дислокаций. При прохождении через сечения, где  $\operatorname{ctg} \Gamma_0 z$  меняет знак, происходит перескок с одной ветви решения на другую. На рис. 2 приведены траектории (6) (сплошные линии) и результаты численного моделирования (пунктирные линии).

Работа выполнена при поддержке грантами «Ведущие научные школы» НШ-1949.2003.2, РФФИ № 02-02-17127, «Университеты России» УР.01.03.079, БелРФФИ 04-02-81054.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. J. Masajada, B. Dubik // Opt. Comm., 2001, V. 198, P. 21.
2. J.F. Nye // J. Opt. A: Pure Appl. Opt., 2003, № 5, P. 503.

ВОЗБУЖДЕНИЕ КВАЗИОДНОМЕРНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ В  
КВАДРАТИЧНО-НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЕ ЭЛЛИПТИЧЕСКИМИ ПУЧКАМИ  
ОСНОВНОЙ ЧАСТОТЫ

А.П. Сухоруков, Д.А. Чупраков

Параметрические волновые процессы приводят к возбуждению многочастотных локализованных пространственных структур - солитонов и периодических волновых решеток. Бицветные решетки на основной и удвоенной частотах генерируются из широких эллиптических пучков на основной частоте, запущенных на вход в квадратично-нелинейную среду, как результат модуляционной неустойчивости (МН) [1,2]. В данной работе численно изучаются формирование и устойчивость, находятся области параметров пучка и среды для возбуждения таких контрастных решеток.

На вход в квадратично-нелинейную среду задавался эллиптический пучок основной частоты с размером вдоль большой оси, в несколько раз превышающим характерный размер солитона. Для поперечного распада пучка на частоте  $\kappa$  его профиль вдоль большой оси возмущался гармонически с помощью дополнительного второго пучка малой мощности, падающего под наклоном  $\theta = \kappa / k_1$  к первому:

$$A_1(x, y, 0) = E_s \exp\left(-\frac{x^2}{(\varepsilon a)^2} - \frac{y^2}{a^2}\right) + E_w \exp\left(-\frac{x^2}{(\varepsilon a)^2} - \frac{y^2}{a^2} - ik_1 \theta x\right) \quad (1)$$

или:

$$A_1(x, y, 0) \cong A_s(x, y) [1 + \delta \cos(\kappa x)] \exp[-i \arctg \{\delta \sin(\kappa x)\}], \quad (2)$$

где  $\varepsilon$  - коэффициент эллиптичности пучка,  $E_s$  и  $E_w$  - пиковые амплитуды прямого и наклонного пучков,  $A_s(x, y) = E_s \exp(-x^2/(\varepsilon a)^2 - y^2/a^2)$ ,  $\delta = E_w/E_s \ll 1$ ,  $a = \sqrt{2l_d/k_1}$  - ширина пучка вдоль малой оси,  $l_d$  - дифракционная длина пучка. Сначала изучалось формирование решетки на выходе нелинейной среды длиной  $4l_d$ . Для количественной оценки периодической структуры использовалась функция видности:

$$V = \frac{|A(x_{peak1})|^2 + |A(x_{peak2})|^2 - 2|A(x_{dip})|^2}{|A(x_{peak1})|^2 + |A(x_{peak2})|^2 + 2|A(x_{dip})|^2}, \quad (3)$$

где первые два слагаемых в числителе и знаменателе представляют собой интенсивность поля в двух соседних максимумах решётки, а третье слагаемое описывает интенсивность поля в минимуме между этими пиками. В зависимости от частоты модуляции  $\kappa$  решетка (2) прорастала в среде с разной скоростью. Высококонтрастная периодическая картина наблюдалась на выходе в ограниченной области пространственных частот модуляции, которую, как оказалось, можно оценить аналитически в приближении плоских волн [3], эквивалентных заданным пучкам. Интересно также, что период максимально неустойчивой модуляции сравним с размером солитона, поэтому решетки часто называют солитонными [1]. В работе были найдены области формирования контрастных решеток в широком диапазоне входных амплитуд и фазовых расстройках среды по критерию  $V > S$  (см. рис. 1).

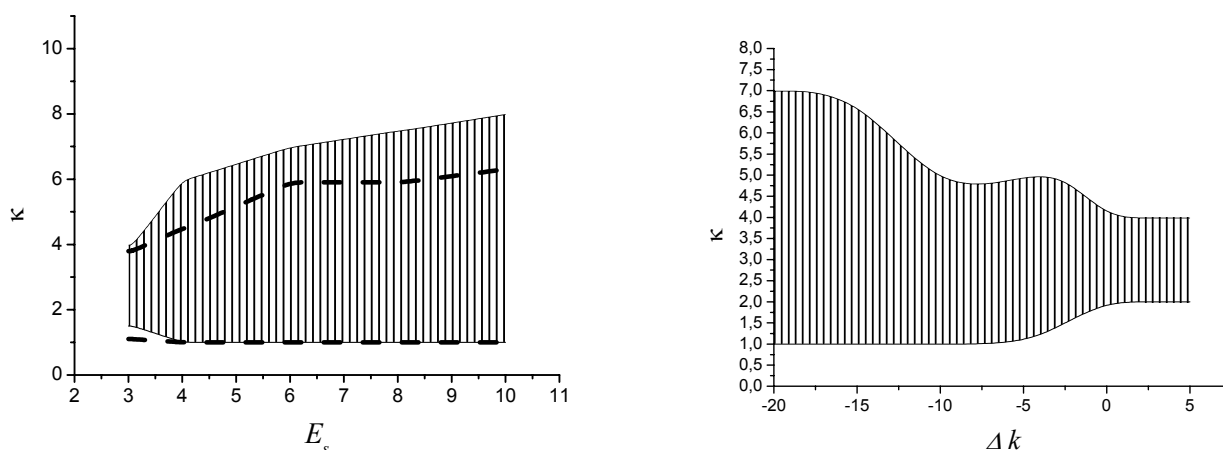


Рис. 1. Области значений (слева) пиковой амплитуды  $E_s$ , (справа) фазовой расстройки среды  $\Delta k$  и частоты модуляции эллиптического пучка  $\kappa$ , при которых на длине  $4l_d$  образуется высококонтрастная периодическая решётка по критерию  $V > S$ .  $\varepsilon = 10$ .

Далее, в наших численных экспериментах периодическая структура, формируемая на длине  $4l_d$ , распространялась на дальние расстояния до  $20l_d$ . Анализ результатов моделирования показал, что решетки безвозвратно разрушаются из-за сильной неоднородности исходного амплитудного профиля, дифракции и взаимофокусировки. «Время жизни» таких решеток не превышало  $(6-8)l_d$  при разных фазовых расстройках в среде. Как выяснилось, «время жизни» можно повысить увеличением размеров входного пучка.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. R.A. Fuerst, D.M. Baboiu, B.L. Lawrence, W.E. Torruellas // Phys. Rev. Lett., 1997, V. 78, P. 2756.
2. A.K. Sukhorukova, A.P. Sukhorukov // Bull. RAS Physics, 1999, V. 63, P. 1906.
3. S. Trillo, P. Ferro // Opt. Lett., 1995, V. 20, P. 438.

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СТАЦИОНАРНЫХ ПЛОСКИХ ВОЛН В СРЕДЕ С ПЕРИОДИЧЕСКОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ КВАДРАТИЧНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ

С.В. Ермакова, В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков

Большой интерес в нелинейной оптике представляют структуры с периодической модуляцией нелинейных свойств. Их использование позволяет компенсировать фазовые расстройки практически для любых взаимодействий [1]. Такие процессы носят название квазисинхронных.

Рассмотрим взаимодействие плоских волн в среде с периодической модуляцией квадратичной восприимчивости при наличии двух каналов  $\omega + \omega = 2\omega$  и  $2\omega + \omega = 3\omega$  в отсутствие дифракции. Существует несколько моделей, описывающих такие процессы. Одна из них, модель гармонической решётки [2], сводится к описанию взаимодействия плоских волн в эффективно однородной среде:

$$\begin{aligned} is \frac{\partial W}{\partial z} - W + W^* V + V^* U &= 0, \\ 2is \frac{\partial V}{\partial z} - \alpha V + \frac{1}{2} W^2 + W^* U &= 0, \\ 3is \frac{\partial U}{\partial z} - \alpha_1 U + \chi V W &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\alpha$ ,  $\alpha_1$  - коэффициенты дисперсии среды,  $\chi = 9(\beta_3 / \beta_2)^2$ ,  $\beta_2$ ,  $\beta_3$  - коэффициенты нелинейности, отвечающие за двух и трёхчастотные взаимодействия соответственно. При численном моделировании стационарных волн в периодической структуре с помощью системы (1) оказалось, что амплитуды трех волн совершают осцилляции в пределах нескольких процентов.

Учет высших пространственной гармоники нелинейной решетки приводит к появлению дополнительных кубичных по полю членов [3]. После введения индуцированной кубичной нелинейности уравнения (1) приобретают следующий вид:

$$\begin{aligned} is \frac{dw}{dz} - w + wv + vu + \tau w \left( v^2 - \frac{w^2}{4} \right) + \tau w \left( \frac{u^2}{2} - \frac{\chi}{3} v^2 \right) + \tau v^2 u &= 0, \\ 2is \frac{dv}{dz} - \alpha v + \frac{1}{2} w^2 + wu + \tau v w^2 + \tau v \left( u^2 - \frac{\chi}{3} w^2 \right) + \tau v w u &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

$$3is \frac{du}{dz} - \alpha_1 u + \chi wv + \tau u \chi \left( v^2 + \frac{w^2}{2} \right) + \tau \chi v^2 w = 0,$$

где  $\tau$  является малой величиной порядка обратной величины фазовой расстройки, равной  $K \gg 1$ . В рамках уточненной модели (2) осцилляции интенсивностей в периодической структуре снижаются по сравнению с предыдущим случаем. Этот результат может быть улучшен путем пересчета начальных условий. Учет влияния высших гармоник на начальные условия приводит к формулам для расчета амплитуд волн на входе в фотонный кристалл:  $W = w - \frac{2}{\pi K}vw - \frac{2}{\pi K}uv$ ,  $V = v + \frac{1}{2\pi K}w^2 - \frac{1}{\pi K}uw$ ,  $U = u + \frac{2\pi}{3K}\chi vw$ . Использование этих модифицированных условий привело к уменьшению осцилляций в несколько раз (Рис. 1).

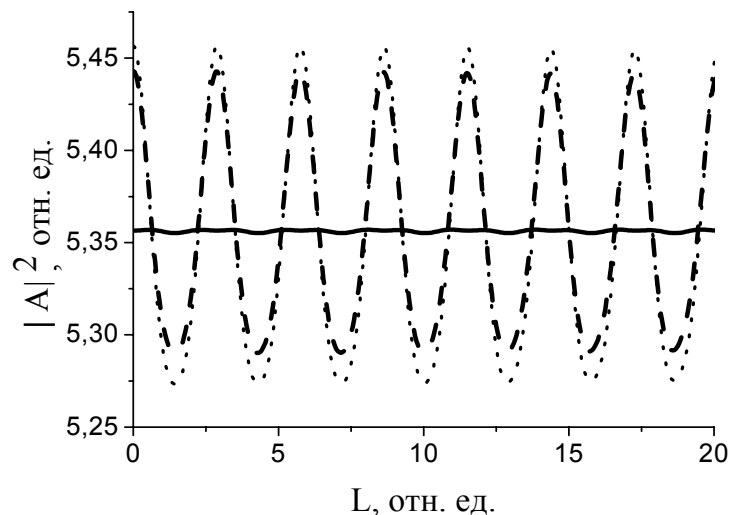


Рис.1. Моделирование стационарных решений в квазисинхронных кристаллах а) модель гармонической решётки (пунктирная линия); б) с учётом индуцированной кубичной нелинейности (штриховая); в) с помощью метода усреднения (сплошная).

Работа выполнена при поддержке грантами «Ведущие научные школы» НШ-1949.2003.2, РФФИ № 02-02-17127, «Университеты России» УР.01.03.079, БелРФФИ 04-02-81054.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. S. Saltiel, Y.S. Kivshar // Opt. Lett., 2000, V. 25, № 16, P. 1204.
2. А.С. Чиркин, Д.Б. Юсупов // Квант. электроника, 1982, Т. 9, № 8, С. 1625.
3. С.В. Clausen, Ole Bang, Y.S. Kivshar // Phys. Rev. Letters, 1997, V. 78, № 25, P. 4749.

## СОЛИТОННЫЕ СООТНОШЕНИЯ ТИПА КРАМЕРСА – КРОНИГА

С.В.Сазонов

Термин “солитон ” к настоящему времени проник практически во все области физической (и не только) науки. Солитоном обычно принято называть уединенную бегущую нелинейную волну, обладающую свойством упругого взаимодействия с себе подобными. С математической точки зрения солитоны есть решения нелинейных волновых уравнений или систем уравнений. Иногда солитонами называют просто уединенные бегущие волны, не ставя при этом обязательным условие упругого взаимодействия таких волновых образований друг с другом. Здесь мы рассматриваем солитон именно в таком обобщенном смысле.

Для того чтобы в среде сформировался солитон, данная среда, помимо нелинейных свойств, должна обладать еще и дисперсией [1]. Наличие дисперсии и нелинейности является необходимым, но не достаточным условием для формирования солитонов. Дисперсия и нелинейность должны находиться в определенных соотношениях друг с другом. Поясним это, используя спектральные представления. Из-за нелинейности скорость  $v$  распространения волны зависит от напряженности  $E$  поля волны в той или иной точке пространства. Если  $v(E)$ - монотонно возрастающая зависимость, происходит укрупнение передней части волнового пакета. На спектральном языке это означает обогащение переднего фронта “фиолетовой” частью спектра, а “красная” часть оказывается в хвосте волнового пакета. При аномальной дисперсии, когда скорость “фиолетовых” волн больше скорости “красных”, первые уйдут еще дальше вперед, а последние еще больше отстанут. Это приведет к делокализации волнового пакета и, как следствие, к невозможности образования солитона. В случае же нормальной дисперсии “красные” компоненты начнут догонять “фиолетовые”, пока режим распространения различных фурье-составляющих не станет синхронизированным. Это и соответствует формированию солитона. Если же характер нелинейности таков, что скорость волны падает с увеличением напряженности, то аналогичное рассуждение указывает на возможность образования солитона лишь при аномальной дисперсии.

Данная взаимосвязь между характерами нелинейности и дисперсии аналогична взаимосвязи между поглощением и дисперсией, требуемой принципом причинности и выражаемой в теории линейных волн дисперсионными соотношениями Крамерса – Кронига [1]. Аналитический характер зависимости солитонных параметров друг от друга позволяет установить между ними интегральные соотношения, аналогичные соотношениям Крамерса – Кронига.

Поле солитона, распространяющегося вдоль оси  $x$ , локализовано экспоненциально и на его “хвостах” спадает по закону

$$E(x,t) \sim \exp(-\gamma|t - x/v|)\exp[i(\omega t - kx)] + c.c. , \quad (1)$$

где  $v$  и  $\gamma$  - групповая скорость солитона и его обратная длительность соответственно,  $k$  - волновое число, соответствующее частоте  $\omega$ .

В рассматриваемой области величина  $E$  относительно мала, а потому здесь справедливо линейное приближение. Линеаризация волнового уравнения, обладающего солитонным решением, позволяет найти дисперсионное уравнение  $F(\omega, k) = 0$ . Выполнив аналитическое продолжение  $\omega$  и  $k$  на комплексную плоскость [2, 3]:  $\Omega = \omega + i\gamma$ ,  $K = k + i\kappa$ , от монохроматической волны придем к (1). При этом фазовая  $v_{ph}$  и групповая скорости определяются соотношениями  $v_{ph} = \omega/k$ ,  $v = \gamma/\kappa = \Delta\omega/\Delta k$  и зависят уже от двух свободных параметров  $\omega$  и  $\gamma$ , где  $\Delta\omega$  и  $\Delta k$  - соответствующие спектральные ширины солитона. Величина  $\kappa(\omega, \gamma)$ , характеризующая степень пространственной локализации солитона, является его нелинейной характеристикой, а параметр  $k(\omega, \gamma)$  - дисперсионной. Они являются соответственно мнимой и действительной частями комплексной функции  $K(\Omega)$ , аналитической в верхней полуплоскости  $\Omega$ , а следовательно, связаны между собой условиями Коши – Римана. Соответствующие соотношения типа Крамерса – Кронига имеют вид

$$k(\omega, \gamma) = k(0, \gamma) + \frac{\partial}{\partial \gamma} \sum_{l=1}^n \frac{1}{l!} \left( \frac{\partial^{l-1} \kappa}{\partial \omega^{l-1}} \right)_{\omega=0} \omega^l + \frac{\omega^{n+1}}{\pi} P \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\kappa(\omega', \gamma) d\omega'}{\omega'^{n+1} (\omega' - \omega)}, \quad (2)$$

$$\kappa(\omega, \gamma) = \kappa(0, \gamma) - \frac{\partial}{\partial \gamma} \sum_{l=1}^n \frac{1}{l!} \left( \frac{\partial^{l-1} k}{\partial \omega^{l-1}} \right)_{\omega=0} \omega^l - \frac{\omega^{n+1}}{\pi} P \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{k(\omega', \gamma) d\omega'}{\omega'^{n+1} (\omega' - \omega)}. \quad (3)$$

Здесь  $n$  - максимальная положительная степень  $\omega$  в дисперсионном соотношении  $k(\omega)$  линеаризованного волнового уравнения.

Проверка показывает, что данные соотношения в точности выполняются для солитонов большого класса нелинейных уравнений. С помощью (2), (3) можно восстановить зависимость  $k(\omega, \gamma)$ , имея полную информацию о зависимости  $\kappa(\omega, \gamma)$ , и наоборот, даже не зная при этом нелинейного волнового уравнения, решением которого является исследуемый солитон. Информация же о зависимости  $k(\omega, \gamma)$  способна, например, пролить свет на вопрос об устойчивости солитона по отношению к самофокусировке.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. М.Б.Виноградова, О.В.Руденко, А.П.Сухоруков “Теория волн” М.: Наука, 1990.
2. С.В.Сазонов // ЖЭТФ, 1995, Т. 107, № 1, С. 20.
3. С.В.Сазонов // ЖЭТФ, 2001, Т. 111, №3, С. 419.



ИНЖЕКЦИОННЫЙ ЛАЗЕР СО СТАБИЛЬНО СКАНИРУЮЩЕЙ  
ДИАГРАММОЙ НАПРАВЛЕННОСТИ И ПРИЧИНЫ, НАРУШАЮЩИЕ  
СТАБИЛЬНОСТЬ

В.В. Акпаров, К.И. Плисов

Частоты, на которых в настоящее время работают электронные приборы, используемые в оптических линиях связи, являются для них близкими к предельным. Это серьезный сдерживающий фактор на пути дальнейшего использования возможностей оптического диапазона для систем передачи информации. Для многих из существующих электрических устройств полностью оптических аналогов пока не существует. Поэтому изучение оптических явлений в активных полупроводниковых структурах весьма актуально. Явление синхронизации поперечных мод может оказаться полезным для создания инжекционных лазеров с мультистабильной диаграммой направленности, которые будут использоваться для высокочастотной синхронизации полностью оптических устройств, разнесенных в пространстве.

Основной задачей настоящей работы является исследование с помощью метода распространяющегося пучка (МРП) динамики генерации нескольких поперечных мод, принадлежащих одной продольной, в инжекционных лазерах с искусственно созданным параболическим профилем диэлектрической проницаемости с целью получения стабильной картины сканирования излучения в ближнем и дальнем полях. Для существования устойчивого сканирования необходимо выполнение условий спектральной эквидистантности и постоянства амплитуд поперечных мод лазера, поэтому основной акцент исследования делается на установление причин, влияющих на отстройку межмодовых интервалов от эквидистантности.

На рис. 1 представлена схема рассматриваемой структуры. Предполагается, что лазер имеет активную полосу длиной  $L$ , шириной  $w$  и толщиной  $d$ , через которую пропускают ток плотностью  $J$ . Профиль диэлектрической проницаемости активной области имеет параболический профиль заданной кривизны.

МРП взят из работы [1] и адаптирован к особенностям решаемой задачи [2]. В результате исследования было показано, что на неэквидистантность мод могут оказывать влияние два фактора – ширина активной полосы и возмущение диэлектрической проницаемости. Ширина активной полосы существенно влияет на поперечный модовый состав излучения, если величина параболической неоднородности недостаточна для формирования в активной области спектра мод из полиномов Эрмита-Гаусса. Если это условие выполнено и активная полоска имеет достаточную ширину, чтобы не воздействовать на профиль поперечных мод, то проявляется второй фактор – вклад в диэлектрическую проницаемость от концентрации неравновесных носителей.

Несмотря на малость амплитуды возмущения диэлектрической проницаемости, уже при мощностях в единицы милливатта этого может оказаться достаточным для появления периодических отстроек спектральных интервалов от эквидистантности и периодическом разрушении по этой причине строгой синусоидальности сканирования. Наиболее простой способ борьбы с этим явлением – уменьшение мощности излучения (тока накачки) или антиволноводного параметра.

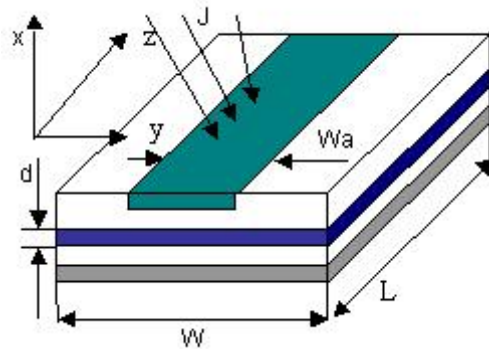


Рис. 1. Схема рассматриваемой структуры

В процессе моделирования был найден набор параметров лазера, при которых наблюдалась достаточно устойчивая картина сканирования. Для лазера с параболической неоднородностью диэлектрической проницаемости были получены устойчивые картины для трёх, четырёх и пяти синхронизованных поперечных мод. Были получены зависимости амплитуд отдельных мод от времени излучения лазера, и отклонение мод от эквидистантности в зависимости от параметров лазера (таких как ширина активной полоски, плотность тока накачки, значение антиволноводного параметра и др.). Также путем получения спектров и проверки отдельных компонент на ортогональность было подтверждено, что вид поперечных мод лазера в случае наблюдения эффекта сканирования, действительно является набором ортогональных полиномов Эрмита-Гаусса. В результате исследования было показано, что основным фактором, влияющим на отстройку межмодовых интервалов от эквидистантности, является зависимость диэлектрической проницаемости от концентрации инвертированных носителей.

Эффект может быть использован для оптической разводки тактовой частоты между элементами высокопроизводительных компьютерных систем. При этом мы также получаем высокочастотный, стабильный пространственный сигнал, который можно использовать и в других целях.

## ЛИТЕРАТУРА

1. G. Agrawal // J. Appl. Phys, 1984, V. 56, P. 3100.
2. А.С. Логгинов, К.И. Плисов // Квантовая Электроника, 2002, Т. 32, С. 553.

## ПРЕОБРАЗОВАНИЕ В ПЛАЗМЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ТЕРАГЕРЦОВОЕ

Н.А. Ямпольский, Г.М. Фрайман

В данный момент является актуальной проблема создания источников терагерцового излучения в связи с такими приложениями, как спектроскопия и томография. Диапазон терагерцового (дальний ИК диапазон) излучения с длинами волн порядка  $\lambda=100\mu\text{m}$  на данный момент плохо освоен. Генерация излучения в этом диапазоне методами вакуумной электроники является затруднительной в силу необходимости создания замедляющей системы с характерным масштабом порядка длины волны. Лазеры на свободных электронах, созданные на этом принципе являются громоздкими и дорогостоящими системами. Генерация же излучения в терагерцовом диапазоне с использованием внутренних уровней активной среды также затруднительна в силу отсутствия переходов с большим дипольным моментом в данном диапазоне частот.

В работе анализируется новая схема усиления терагерцового излучения, основанная на четырехволновом взаимодействии волн, связанных друг с другом стрикционной нелинейностью в плазме. Схема основана на следующем: в волновод, заполненный плазмой, являющимся одномодовым для терагерцового излучения, навстречу друг другу запускаются два слаборелятивистских лазерных пучка (оптического или  $\text{CO}_2$  диапазона.), разница частот которых  $(\omega_1-\omega_2)$  лежит в терагерцовом диапазоне. За счет нелинейного взаимодействия волн возникает волна биений электронной концентрации плазмы на разностной частоте, в которой происходит генерация плазменной волны и усиление терагерцового излучения. При этом частота терагерцового излучения  $\omega_T$  будет меньше частоты волны биений на плазменную частоту  $\omega_p$ ,  $\omega_T = \omega_1-\omega_2-\omega_p$ . Пространственный синхронизм между волнами будет выполнен автоматически, поскольку плазменная волна может генерироваться с произвольным продольным волновым числом. Данный процесс можно рассматривать в качестве распадного для самой высокочастотной лазерной волны (волны накачки) на вторую лазерную волну, плазменную волну и волну терагерцового диапазона. Данная схема является схемой с широким синхронизмом, поскольку для любой пары лазерных волн условие синхронизма будет выполнено. Это может позволить реализовать перестраиваемый источник терагерцового диапазона или широкополосный источник излучения.

Получены уравнения, описывающие эволюцию взаимодействующих волн, проанализированы линейная и нелинейная стадии усиления терагерцового излучения на основе найденного автомодельного решения.

Показано, что на линейной стадии усиления амплитуда импульса терагерцового излучения растет экспоненциально с трассой распространения, при этом его длительность линейно увеличивается по мере распространения. На нелинейной стадии усиления (когда становится существенной истощении накачки) происходит формирование терагерцового импульса с фиксированной энергией. При этом максимальная амплитуда импульса растет линейно с трассой распространения, а его длительность убывает обратно пропорционально квадрату трассы распространения. Поскольку энергия импульса остается постоянной по мере распространения, то накачка за импульсом не истощенная, что приводит к образованию последовательности импульсов с фиксированной энергией в каждом, т.е. их число растет линейно с трассой.

Предложены возможные параметры системы для экспериментальной реализации усиления терагерцового излучения и получения короткого импульса. При этих параметрах необходимая энергия накачки в импульсе составляет порядка 1 Дж, а энергия короткого терагерцового импульса 1 мДж, что значительно превосходит энергию получаемых на данный момент импульсов терагерцового излучения. Коэффициент преобразования лазерного излучения в терагерцовое по мощности в предложенной схеме составляет порядка 0.1% для одного импульса терагерцового излучения, что также является рекордным для схем генерации терагерцовых импульсов.

## ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СВЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ТРЕХСЛОЙНОЙ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СРЕДОЙ ПРИ НАЛИЧИИ В НЕЙ УПОРЯДОЧЕННО РАСПОЛОЖЕННЫХ ДЕФЕКТНЫХ СЛОЕВ

С.Н. Курилкина, М.В. Шуба

Последнее время особый интерес вызывает исследование разупорядоченных (или квазипериодических) слоистых структур, что обусловлено обнаружением в них ряда эффектов, не характерных для совершенных слоисто-периодических сред (СПС). Среди них следует указать усиление эффекта Фарадея и оптической нелинейности, увеличение ширины и количества фотонных запрещенных зон [1]. Однако создание разупорядоченных структур с заранее заданными оптическими свойствами представляет собой трудную задачу, требующую сложных предварительных численных расчетов. Для изучения воздействия разупорядочения на особенности преобразования светового излучения целесообразно исследовать более простые периодические среды с упорядоченно расположенными в них дефектными слоями. Такие системы являются промежуточным звеном между строго периодическими и квазипериодическими структурами, так как для них следует ожидать проявления оптических свойств, характерных для разупорядоченных и не выраженных в совершенных СПС.

В настоящей работе разработан модифицированный метод построения волн Флоке-Блоха внутри слоисто-периодической среды для случая падения на нее плоской электромагнитной волны под произвольным углом к оси периодичности. Используя преимущества данного метода, получен явный вид дисперсионного уравнения и точные аналитические выражения для коэффициентов отражения и пропускания при наклонном падении волны на структуру с более, чем двумя слоями в периоде. Проанализировано влияние упорядоченного расположения дефектов на спектр пропускания данной среды.

Установлено, что при упорядоченном внедрении дефектных слоев в двухслойную периодическую среду в спектре ее интерференционного пропускания формируются «новые» фотонные запрещенные зоны (ФЗЗ), возникающие в областях высокого отражения подсистем слоисто-периодической среды, расположенных в интервале между соседними дефектными слоями [2]. Благодаря наличию дефектных слоев соответствующих геометрических и оптических параметров, свет, отраженный указанными подсистемами, оказывается сфазированным и, следовательно, интерферирует конструктивно; световые волны при этом будут сильно отражаться.

Установлена возможность реализации усиления взаимодействия света с трехслойно-периодической средой без изменения геометрических размеров последней [3]. Показано, что в отличие от двухслойно-периодической среды, упорядоченное внедрение небольшого количества (двух или трех) дефектных

слоев в трехслойно-периодическую среду позволяет формировать «новые» фотонные запрещенные зоны шириной до 100 нм в области резонансного пропускания структуры. Вблизи границ новых ФЗЗ следует ожидать обнаружение эффектов, имеющих место в окрестности запрещенных зон совершенной СПС (например, усиление оптической нелинейности, возникновение аномальных рефракционных свойств, изменение характеристик спонтанного излучения и др.). Отметим, что количество и ширина новых фотонных запрещенных зон оказываются зависящими от числа периодов структуры, расположенной между соседними дефектными слоями.

Продемонстрировано, что при наклонном падении лазерного излучения на структуру имеет место расщепление и смещение спектров пропускания ТЕ- и ТМ-мод. При увеличении угла падения светового пучка на среду для ТЕ-моды характерно усиление взаимодействия с СПС, что проявляется в увеличении ширины основных и «новых» ФЗЗ при значительном сужении резонансов пропускания, расположенных как в пределах ФЗЗ, так и между ними. Увеличение угла падения света на СПС приводит к уменьшению резонансного взаимодействия ТМ-моды со структурой. При этом установлено сужение основных и уширение дополнительных ФЗЗ, а также уширение резонансов пропускания и уменьшение их контраста.

Относительно небольшая ширина «новых» запрещенных зон позволяет реализовать их заметное расщепление на компоненты, соответствующие

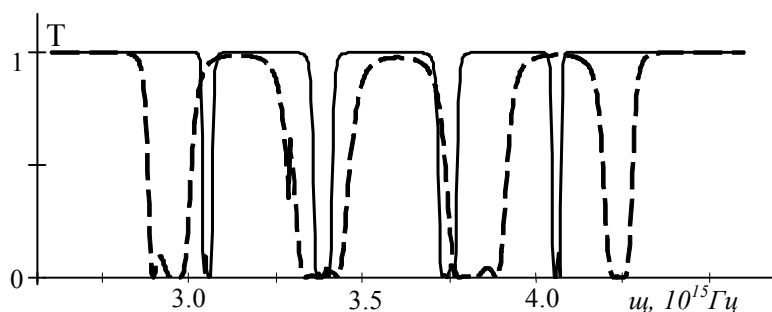


Рис. 1. Спектры отражения трехслойной периодической среды с упорядоченным расположением двух дефектных слоев для ТЕ- (сплошная кривая) и ТМ- (пунктирная линия) мод.

собственным модам взаимно-ортогональной поляризации при изменении угла падения света на среду. При этом возникает перекрытие зон высокого отражения одной собственной волны с зонами высокого пропускания другой собственной волны (см. рис. 1). Данную особенность можно

использовать при создании многоканальных компактных (толщиной в несколько микрометров) поляризаторов оптического излучения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. М.А. Калитеевский и др. // Опт. и спектр., 2001, Т. 91, № 1, С. 120.
2. С.Н. Курилкина, М.В. Шуба // Опт. и спектр., 2003, Т. 94, № 3, С. 472.
3. S.N. Kurilkina, M.V. Shuba // Physics, chemistry and application of nanostructures, Singapore: World Scientific, 2003, P. 72.

## КОМБИНИРОВАННЫЙ МЕТОД НАХОЖДЕНИЯ ПРИБЛИЖЁННЫХ СОЛИТОНОПОДОБНЫХ РЕШЕНИЙ УРАВНЕНИЙ НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИКИ

В.А. Халяпин

В последнее время всё больший интерес уделяется исследованию взаимодействия предельно коротких импульсов (ПКИ) с веществом. Это связано с тем, что с укорочением длительности сигналов увеличиваются объёмы передаваемой информации за единицу времени (пропускная способность). Следует отметить, что абсолютная длительность  $\tau_p$  полученных в разных лабораториях ПКИ колеблется от единиц до сотен фемтосекунд.

К сожалению, с помощью существующих к настоящему времени аналитических методов исследования таких импульсов не часто удаётся получить описание процессов их распространения в среде. Поэтому в большинстве работ используются численные расчёты.

Представляемая работа посвящена методу аналитического исследования квазисолитонных режимов распространения ПКИ как в изотропном диэлектрике, так и в одноосном кристалле. Исследование проводится на основе комбинированного подхода, включающего в себя метод аналитического продолжения дисперсионных параметров на комплексную плоскость (АПДП) [1] и усреднённый вариационный принцип (УВП) типа Ритца-Уизема [2]. Зависимость фазовой и групповой скоростей импульса от свободных параметров (от центральной частоты  $\omega$  спектра импульса и  $\tau_p$ ) определяется следующим образом. В дисперсионном соотношении  $f(\omega, k) = 0$  ( $k$  – волновое число) линеаризованного уравнения совершаются замены вида

$$\omega \rightarrow \omega + i/\tau_p, \quad k \rightarrow k + i/l. \quad (1)$$

После отделения действительной и мнимой частей находим два уравнения, связывающие четыре параметра. Таким образом, получаем два свободных параметра, в качестве которых можно взять частоту  $\omega$  и длительность  $\tau_p$ . При этом групповая скорость импульса  $v_g = l/\tau_p$ , а фазовая  $v_{ph} = \omega/k$ . Замены (1) справедливы в случае экспоненциально локализованных импульсов.

Для нахождения зависимости амплитуды от параметров  $\omega$  и  $\tau_p$  используется метод УВП, который состоит в следующем. В лагранжиан  $L$ , соответствующий исследуемому уравнению, подставляется пробное решение, которое обычно выбирается либо исходя из экспериментальных фактов, либо из результатов численных расчётов. Интегрируя полученное выражение по

времени, получаем “усреднённый лагранжиан”  $\Lambda = \int_{-\infty}^{+\infty} L dt$ , подстановка которого в уравнение Эйлера-Лагранжа даёт искомую зависимость амплитуды от  $\omega$  и  $\tau_p$ . Таким образом, можно получить пробное решение, приближённо описывающее динамику импульсов в среде, амплитуда, фазовая и групповая скорости которых выражены через свободные параметры.

Предложенный подход апробирован при описании распространения ПКИ вдоль произвольной оси в прозрачном изотропном диэлектрике. Этот процесс описывается нелинейным волновым уравнением, которое имеет вид

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

Здесь  $E$  - напряжённость электрического поля ПКИ,  $\tau = t - nz/c$  - локальное время в сопутствующей системе координат,  $c$  - скорость света в вакууме. С помощью предложенного подхода получено приближённое солитоноподобное решение этого уравнения [3], которое согласуется с численными расчётами. Поскольку в пределе импульсов, содержащих большое число колебаний, из вышеприведённого уравнения можно получить нелинейное уравнение Шрёдингера (НУШ) для медленно меняющейся огибающей  $\varepsilon$ , то важным критерием правильности предложенного комбинированного подхода является точное совпадение полученного решения (для случая квазимонохроматических импульсов  $\omega\tau_p \gg 1$ ) с известным решением НУШ. Что и показано в работе.

Другой задачей, рассмотренной с помощью предложенного комбинированного подхода, является задача о динамике импульсов, распространяющихся перпендикулярно оптической оси одноосного кристалла. Здесь получены решения для системы, описывающей процесс распространения обыкновенной  $E_o$  и необыкновенной  $E_e$  компонент электрического поля.

Необходимо отметить, что если обыкновенную компоненту представить через медленно меняющуюся огибающую, то исходная система, как и полученные решения, переходят соответственно в систему Ядзимы-Ойкавы и её решение, что ещё раз подтверждает справедливость предложенного подхода.

## ЛИТЕРАТУРА

1. С.В. Сазонов // ЖЭТФ, 2001, Т. 119, Вып. 3, С. 419.
2. D. Anderson // Phys. Rev. A., 1983, V. 27, № 6, P. 3135.
3. С.В Сазонов, В.А. Халяпин // Оптика и спектроскопия, 2003, Т. 95, № 3, С. 429.



## НАБЛЮДЕНИЕ ВРЕМЕННЫХ ПУЛЬСАЦИЙ В СТОКСОВОМ ИЗЛУЧЕНИИ ПРИ НАКАЧКЕ БЕССЕЛЕВЫМ СВЕТОВЫМ ПУЧКОМ

Р.В. Чулков, Н.А. Хило, В.Н. Белый, Н.С. Казак, А.С. Грабчиков и В.А. Орлович

Вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР), широко применяемое для преобразования частоты лазерного излучения, детально исследовалось при накачке бесселевыми световыми пучками (БСП) в работах, в которых внимание преимущественно уделялось пространственным свойствам рассеянного излучения [1]. Было показано, что излучение ВКР в попутном направлении может представлять собой суперпозицию двух пучков: осевого и конусного. Такая особенность пространственной структуры рассеянного излучения привлекательна вследствие возможности компенсации расстройки групповых скоростей взаимодействующих волн. Недавно это свойство было использовано при ВКР-преобразовании фемтосекундных лазерных импульсов в сильно нестационарных условиях, когда длительность импульса накачки значительно короче времени поперечной релаксации среды и сравнима с периодом молекулярных колебаний (импульсивное ВКР) [2]. В этой связи существенный интерес представляет исследование динамики взаимодействия осевого и конусного стоксовых пучков, как на коротких, так и на больших временных интервалах. В настоящей работе мы представляем результаты первых экспериментальных наблюдений временного поведения импульсов ВКР при накачке БСП для наносекундных длительностей.

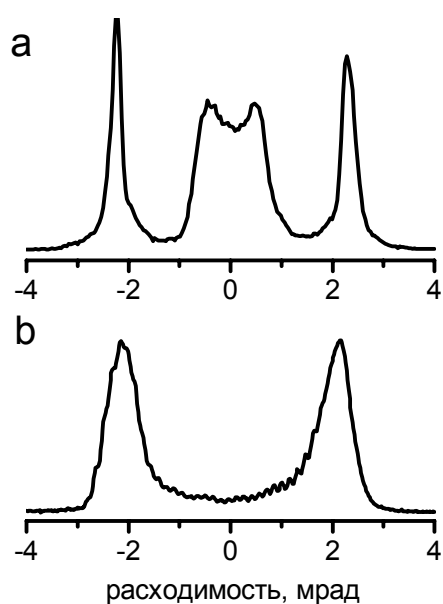


Рис.1. Распределение интенсивности в дальней зоне попутного (а) и обратного (б) ВКР.

БСП накачки формировался оптической системой, состоящей из аксикона и телескопов, пучком второй гармоники одночастотного АИГ:Nd лазера с модуляцией добротности. Угол конусности БСП равнялся  $\alpha_p=1.8$  мрад. Бездифракционная длина БСП была сравнима с длиной рассеивающей среды ( $l=3$  м). ВКР возбуждалось в водороде при давлении 50 атм. Длительность импульса накачки  $\tau_p=25$  нс значительно превышала время поперечной релаксации среды  $T_2=150$  пкс, что соответствовало квази-стационарному режиму ВКР. Исследование динамики проводилось при двукратном превышении порога ВКР. Наблюдалась одновременная генерация попутных осевого и конусного (с углом конусности  $\alpha_s=2.3$  мрад) пучков (рис.1). Суммарная эффективность преобразования

попутного ВКР равнялась 39%, среднее отношение энергий осевого и конусного пучков составляло 1:2. Обратное ВКР наблюдалось в виде конического пучка, эффективность преобразования в который не превышала 5%.

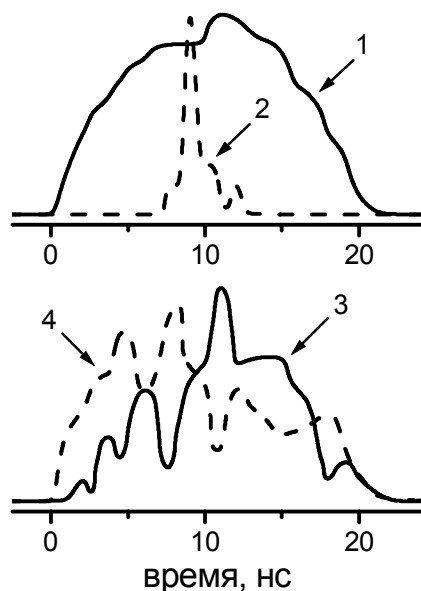


Рис.2. Формы импульсов суммарного попутного ВКР (1), обратного ВКР (2), попутных осевого (3) и конусного стоксовых пучков (4).

В большинстве случаев, импульсы осевого и конусного попутных стоксовых пучков имели ярко выраженную нерегулярную модуляцию (рис.2). Расстояние между всплесками интенсивности варьировалось в пределах  $1,5 \div 4$  нс и, как правило, увеличивалось к концу импульсов. Передний фронт импульса конического пучка опережал во времени фронт импульса осевого пучка. Суммарный стоксов сигнал в попутном направлении не имел существенной модуляции. Т.е., осцилляции в осевом и конусном пучках происходили в противофазе. Незначительный провал в суммарном попутном стоксовом импульсе может быть объяснен конкуренцией с обратным ВКР. Этот эффект обсуждался в литературе для ВКР гауссовых пучков [3]. Показано, что он может приводить к осцилляциям в импульсах попутного и обратного ВКР. Мы не обнаружили подобного поведения во взаимодействии попутного и обратного ВКР в БСП. Как правило, сигнал обратного ВКР состоял из одного короткого импульса длительностью 1 нс. В отдельных выстрелах регистрировались дополнительные импульсы низкой интенсивности, однако общая длительность сигнала обратного ВКР не превышала 7 нс. В противоположность этому, осцилляции в сигналах осевого и конусного попутных стоксовых пучков наблюдались в течение всей длительности импульсов ( $20 \div 22$  нс по основанию). Т.о., в отличие от ВКР гауссовых пучков, характер нелинейного взаимодействия при ВКР БСП в условиях сильного истощения накачки обусловлен конкуренцией между двумя компонентами стоксова поля, распространяющихся в одном (попутном) направлении.

## ЛИТЕРАТУРА

1. L. Niggl, Max Maier // Opt. Commun., 1998, V. 154, P. 65.
2. A.S. Grabtchikov, R.V. Chulkov, and V.A. Orlovich, M. Schmitt, R. Maksimenko, and W. Kiefer // Opt. Lett., 2003, V. 28, P. 926.
3. G.I. Kachen, W.H. Lowdermilk // Phys. Rev. A, 1977, V. 16, P. 1657.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ МОЩНОГО СВЕТОВОГО ИМПУЛЬСА  
С УЧЕТОМ ОТРАЖЕНИЯ ОТ НЕЛИНЕЙНОГО ФОКУСА

О.Х. Хасанов, Т.В. Смирнова, О.М. Федотова,  
А.П. Сухоруков, Н.Ю. Вислобоков

Рассмотрена задача о распространении оптических пучков в Керровской среде с учетом отражения от нелинейного фокуса [1]. Как можно показать, исследуемая система уравнений для прямой и отраженной волн, описывающая указанный процесс, сводится к уравнениям типа НУШ:

$$\frac{\partial C_1}{\partial z} + \frac{1}{2} \frac{d(\ln n_0)}{dz} [C_1 - C_2 e^{-2ik_0\varphi}] = \frac{ik_0}{2n_0} (n^2 - n_0^2) C_1 - \frac{n_l}{n_0} (\beta_1 \partial_t - \mathcal{D}) C_1 - \frac{4\pi}{cn_0} \partial_t \chi_{nl} C_1 + \frac{i}{2k_0 n_0} \Delta_{\perp} C_1 \quad (1)$$

$$\frac{\partial C_2}{\partial z} + \frac{1}{2} \frac{d(\ln n_0)}{dz} [C_1 e^{2ik_0\varphi} - C_2] = \frac{ik_0}{2n_0} (n^2 - n_0^2) C_2 - \frac{n_l}{n_0} (\beta_1 \partial_t - \mathcal{D}) C_2 - \frac{4\pi}{cn_0} \partial_t \chi_{nl} C_2 + \frac{i}{2k_0 n_0} \Delta_{\perp} C_2 \quad (2)$$

$$\varphi = \int_0^z n(r_{\perp}, z') dz'$$

где  $C_1$  и  $C_2$  - амплитуды прямой и обратной волн, распространяющихся в направлении оси  $z$ ,  $\chi_{nl}$  - нелинейная диэлектрическая восприимчивость вещества,  $n_l$  - линейная часть и  $n_0$  и  $n$  - нелинейные компоненты показателя преломления ( $n_0$  - на оси  $z$ ,  $n$  - на расстоянии  $r$  от оси  $z$ ),  $\varphi$  - нелинейный эйконал, обусловленный набегом фазы вдоль оси  $z$  (3),  $\mathcal{D}$  - дисперсионный оператор, имеющий вид:

$$\mathcal{D} = -\frac{\alpha_1}{2} \frac{\partial}{\partial t} + \sum_{m=2}^{\infty} \frac{\beta_m + i\alpha_m/2}{m!} \left( i \frac{\partial}{\partial t} \right)^m,$$

$$\beta_0 = \frac{\omega_0 n_0}{c} = k_0, \quad \beta_1 = \left( \frac{\partial \omega}{\partial k} \right)^{-1} \text{ - величина, обратная групповой скорости.}$$

Начальные и граничные условия имеют вид:

$$C_1(z=0, x, t) = C_1^0 \exp\{-(x/a_0)^2\} \exp\{-(t/\tau)^2\} \\ C_2(z=L, x, t) = 0 \quad C_2(z, x, t=0) = 0 \quad (3)$$

где  $a_0$  - начальный радиус пучка на входе в среду,  $L$  - длина среды,  $\tau$  - длительность импульса. В моделировании использовались значения параметров, характерные для экспериментов с плавленым кварцем [2]. Для численного анализа система (1-3) сводилась к безразмерному виду,

аппроксимировалась на основе метода конечных разностей, и реализовывалась с применением матричной прогонки в сочетании с итерациями.

В стационарном случае исследовалось влияние обратной волны, обусловленной продольным градиентом показателя преломления, на самофокусировку и коллапс пучка, предсказываемый в рамках параксиального приближения. Показано, что при превышении мощности падающей волны,  $P_0$ , критического значения,  $P_{cr}$ , не более, чем в 10 раз, по мере распространения падающей волны происходит значительное сужение радиуса пучка (2.5-3 раза), но резкого роста интенсивности не наблюдается, а на длинах, превышающих  $z \sim 60 L$ , поперечный профиль стабилизируется. Таким образом, влияние обратной волны предотвращает коллапс пучка, что согласуется с [1].

В нестационарном режиме анализируется влияние продольного градиента показателя преломления на процесс пространственно-временной самофокусировки. Изучается как временное поведение, так и поперечный профиль пучка. При распространении наблюдаются искажения в пространственно-временном распределении огибающих прямой и обратной волн, что отражается на форме линий равной интенсивности: на входе они имеют вид концентрических окружностей, но при сканировании по образцу искажаются, стягиваясь к оси  $x$  в хвостовой части импульса, тогда как на переднем фронте изменения незначительны. Характер искажений зависит от величины  $P_0/P_{cr}$ . Можно ожидать, что на больших длинах распространения отражение может принимать периодический характер, приводя к осцилляциям интенсивности падающей волны вдоль оси  $z$ . В работе изучаются процессы филаментации падающего пучка и генерации суперконтинуума.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке грантов ФФИ Беларуси и Российской Федерации № Ф02-128, БелРФФИ 04-02-81054.

## ЛИТЕРАТУРА

1. А.П. Сухоруков, Р.Г. Майоров, А.В. Чурилова, Ф. Микелотти // Изв. РАН. Сер. физ., 2001, т. 65, № 4, С. 566.
2. О.Х. Хасанов, Т. В.Смирнова, О.М. Федотова, А.П. Сухоруков, Д.фон дер Линде // В Юбил. сб. «Актуальные проблемы физики твердого тела» Минск, “Беларуская навука”, 2003, С. 573.

## ГЕНЕРАЦИЯ ВИНТОВЫХ ФАЗОВЫХ ДИСЛОКАЦИЙ ПРИ СУПЕРПОЗИЦИИ НЕСООСНЫХ НЕПЛАНАРНЫХ ПУЧКОВ

В.В. Янгирова, А.А. Калинович, А.П. Сухоруков

Винтовая фазовая дислокация, или вортекс, характеризуется вихревым закручиванием фазы волны вокруг некоторого центра, в котором амплитуда поля равна нулю. Она является устойчивой структурой, так как нулевая амплитуда в точке дислокации сохраняется при дифракции пучка.

Основным объектом научных исследований является изучение динамики распространения волн, содержащих фазовые дислокации. Для получения сингулярных пучков используют прозрачные маски со спирально меняющейся оптической толщиной и специальные голограммы [1, 2]. Вортексы появляются также при пропускании пучка с плоским волновым фронтом через интерферометр Маха – Цендера [3]. Однако практическая реализация этих и других методов достаточно сложна.

В данной работе предлагается простой способ создания вортексов, основанный на суперпозиции неколлинеарных и несоосных пучков, изначально не содержащих особенностей волнового фронта. Рассмотрим суммарную комплексную амплитуду двух гауссовых пучков с центрами, разнесенными по оси  $x$  на расстояние  $2x_0$ , и направленных под углом  $2\theta$  друг к другу вдоль оси  $y$

$$A(x, y) = A_1 \exp\left[-\frac{(x-x_0)^2}{w_{x1}^2} - \frac{(y-y_0)^2}{w_{y1}^2}\right] \exp(i\theta y) + \\ + A_2 \exp\left[-\frac{(x+x_0)^2}{w_{x2}^2} - \frac{(y-y_0)^2}{w_{y2}^2}\right] \exp(-i\theta y) \quad (1)$$

Из (1) при условии  $A(x, y) = 0$  легко находятся аналитические выражения для координат вортексов, образующих цепочку на оси  $y$ :

$$x_B = \frac{\ln(A_2 / A_1)}{4x_0} w_x^2 \quad \text{и} \quad y_B = \frac{\pi(2n+1)}{2\theta}, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (2)$$

Из последней формулы следует, что положение дислокаций можно варьировать, меняя начальные параметры пучков, такие как отношение их амплитуд, угол наклона, расстояние между центрами. Вблизи координат фазовых дислокаций поле волны имеет вид  $A(x, y) \sim (i \frac{4x_0}{w_x^2} x' - 2\theta y')$ .

Чтобы проанализировать (1) на наличие винтовых фазовых дислокаций, мы применили также метод интерферограммы. На рис. 1 представлена интерферограмма волнового фронта, соответствующая следующему набору

параметров пучков:  $A_1 = A_2 = 2$ ,  $w_{x1} = w_{x2} = 1$ ,  $w_{y1} = w_{y2} = 1$ ,  $2x_0 = 1$ ,  $\theta = 1$ , при наклоне опорной плоской волны на угол  $\theta_r = 10$ . Окружностями условно обозначены контуры исходных пучков по уровню  $e^{-1}$  для амплитуды. На полученной интерферограмме отчетливо видны 6 фазовых дислокаций, в окрестностях которых образуются характерные «вилки» при слиянии двух соседних линий в одну.

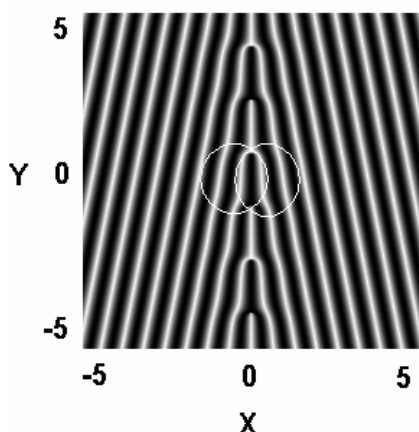


Рис. 1. Интерферограмма наклонных несоосных гауссовых пучков при  $z = 0$ .

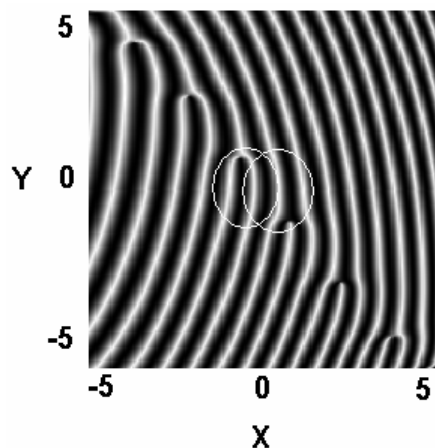


Рис. 2. Интерферограмма наклонных несоосных гауссовых пучков при  $z = 0.1$ .

Распространение вихревых в линейной среде описывалось следующим уравнением для медленно меняющейся амплитуды:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + i D \left( \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} \right) = 0. \quad (3)$$

При численном моделировании уравнения (3) с граничным условием (1) при  $z = 0$  была прослежена динамика вихревых. На рис. 2 представлена интерферограмма пучка на расстоянии  $z = 0.1$  при коэффициенте дифракции  $D = 1$ . Из сравнения рисунков 1 и 2 видно, что по мере распространения вихревые «разбегаются» и располагаются вдоль нового направления.

Работа выполнена при поддержке грантами «Ведущие научные школы» НШ-1949.2003.2, РФФИ № 02-02-17127, «Университеты России» УР.01.03.079, БелРФФИ 04-02-81054.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. N.R. Heckenberg, R. McDuff, C.P. Samith, A.G. White // Optics Lett., 1992, V. 17, P. 221.
2. D.V. Petrov // Optics Comm., 2001, V. 188, P. 307.
3. В.Ю. Баженов, М.В. Васнецов, М.С. Соскин // Письма в ЖЭТФ, 1990, Т. 52, № 8, С. 1037.

## ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ТРЕХЧАСТОТНЫХ КАСКАДНЫХ СОЛИТОНОВ

В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков

Исследовались свойства трехчастотного пространственного параметрического солитона [1], генерируемого в результате процессов генерации второй гармоники и генерации суммарной частоты.

Для анализа свойств солитона применялся вариационный метод [2], заключающийся в подстановке в лагранжиан

$$L = \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{1}{2} \left[ (\nabla_{\perp} w)^2 + (\nabla_{\perp} v)^2 + \frac{1}{\chi} (\nabla_{\perp} u)^2 \right] - \frac{1}{2} (w^2 v + 2wvu - w^2 - \alpha v^2 - \frac{\alpha_1}{\chi} u^2) \right\} dx dy \quad \text{пробных}$$

гауссовых функций и нахождении их амплитуд и ширин при минимизации лагранжиана. Точность метода была оценена для широкого набора параметров при сравнении полученных результатов с результатами, полученными при точном решении исходной системы уравнений. В случае планарных солитонов вариационный метод дает амплитуды компонент с ошибкой менее 5%. При этом интегралы движения системы, такие как энергия и гамильтониан, оцениваются с ошибкой, не превышающей 2%. При использовании вариационного метода для анализа (2+1)D солитонов ошибка увеличивается, однако она остаётся менее 9% для амплитуд и менее 4% для интегралов.

Полученные результаты показывают, что вариационный метод может быть использован для анализа свойств трехчастотных гибридных солитонов. Они

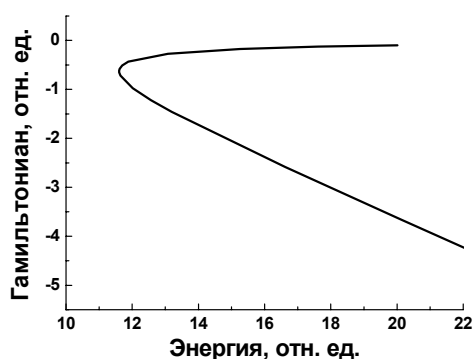
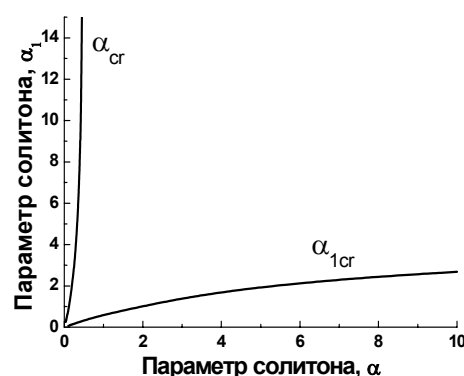


Рис. 1. Зависимость гамильтониана от энергии.

Рис. 2. Область стабильности между линиями  $a_{cr}$  и  $a_{1cr}$ .

могут служить первым приближением при численном решении исходной системы уравнений, что позволяет существенно сократить время расчета. Интегральные характеристики, полученные с помощью вариационного метода могут служить для анализа устойчивости солитона. Известно, что при анализе зависимости гамильтониана системы от энергии (рис. 1) можно получить

информацию о значениях параметров, при которых солитон может быть неустойчив (рис. 2). Такой анализ был проведен для (1+1)D и (2+1)D солитонов при фиксированном значении параметра  $\chi = 9\beta_3^2/\beta_2^2$ , показывающего отношение коэффициентов квадратичной нелинейности ответственных за трехчастотное и двухчастотное взаимодействия. Нами были найдены области устойчивости для параметров  $\alpha = 2(2 - \Delta k_2/\gamma)$  и  $\alpha_1 = 3(3 - \Delta k/\gamma)$ , характеризующих волновые расстройки. Также было рассмотрена эволюция областей устойчивости при изменении параметра  $\chi$ . Установлено, что  $\alpha_{cr}$  слабо зависит от  $\chi$ ,  $\alpha_{1cr}$  и убывает с ростом  $\chi$ .

Учитывая то, что каскадные процессы в основном реализуются в нелинейных решетках различного типа, либо в нелинейных фотонных кристаллах, небезынтересно было бы проанализировать влияние индуцированной кубичной нелинейности [3] на свойства рассматриваемых солитонов. С помощью метода усреднения была выписана система уравнений (1) для огибающей солитона

$$\begin{aligned} \Delta_{\perp} w - w + wv + vu + \tau w \left( v^2 - \frac{w^2}{4} \right) + \tau w \left( \frac{u^2}{2} - \frac{\chi}{3} v^2 \right) + \tau v^2 u &= 0, \\ \Delta_{\perp} v - \alpha v + \frac{1}{2} w^2 + wu + \tau v w^2 + \tau v \left( u^2 - \frac{\chi}{3} w^2 \right) + \tau v \omega u &= 0, \\ \Delta_{\perp} u - \alpha u + \chi wv + \tau u \chi \left( v^2 + \frac{w^2}{2} \right) + \tau \chi v^2 \omega &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\tau$  - малый параметр, характеризующий силу индуцированной кубичной нелинейности. Точное решение уравнений для огибающей с учетом кубичных членов показало, что в случае эффективно однородной нелинейной решетки этими поправками можно пренебречь и, следовательно, оценивать средние параметры квазисинхронных солитонов можно так же, как и в случае однородного квадратичного кристалла.

Работа выполнена при поддержке грантами «Ведущие научные школы» НШ-1949.2003.2, РФФИ № 02-02-17127, «Университеты России» УР.01.03.079, БелРФФИ 04-02-81054.

## ЛИТЕРАТУРА

1. V.E. Lobanov, A.P. Sukhorukov // Radiophysics and Quantum Electronics, 2003, V. 45, № 5–6, P. 323.
2. V. Steblina, Y.S. Kivshar, M. Lisak, B.A. Malomed // Opt. Comm., 1995, V. 118, P. 345.
3. C.B. Clausen, O. Bang, and Y.S. Kivshar // Phys. Rev. Lett., 1997, V. 78, № 25, P. 4749.



## ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ДИНАМИКА ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР В ПЛАНАРНЫХ СРЕДАХ С КВАДРАТИЧНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

Д.А. Чупраков, С.Б. Шараев, А.П. Сухоруков

В работе изучается формирование периодических структур, состоящих из равноудаленных солитонов, в планарной квадратично-нелинейной среде. В результате модуляционной неустойчивости широкие пучки с размерами, во много раз превышающими ширину солитона, распадаются на контрастную решетку субпучков основной частоты и второй гармоники [1]. Для изучения динамики распространения такой структуры на вход среды запускался гауссов пучок с малой амплитудной модуляцией на частоте  $\Omega$ . Уравнения для огибающих параметрически связанных пучков решались численно. Были выявлены области возбуждения одномерной решетки и найдены критические расстояния, до которых решетка остается периодической. Для количественной оценки периодической структуры использовалась следующая характеристика «качества», рассчитываемая по спектральной амплитуде поля  $S(\omega)$ :

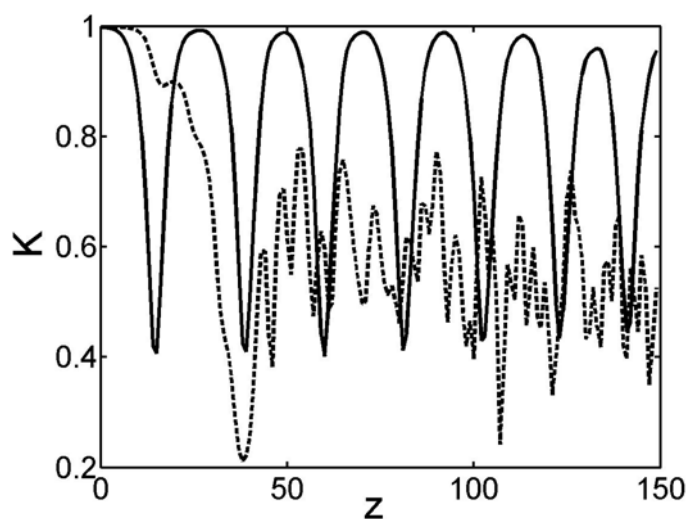


Рис. 1. Эволюция  $K$  структуры, формируемой из гауссова пучка с шириной  $a = 50$  (пунктирная линия) и плоской волны (сплошная линия).

$$K = \frac{\int_{\Omega-\delta}^{\Omega+\delta} S(\omega)^2 d\omega}{\int_{\Omega-\delta}^{\infty} S(\omega)^2 d\omega},$$

где  $\delta$  - полуширина спектрального максимума вблизи частоты входной модуляции. На рис. 1 показано изменение «качества» решетки  $K$  для гауссова пучка и плоской волны. Квазипериодические биения говорят о том, что нелинейная решетка может восстанавливаться через определенные расстояния. Неограниченная решетка, сохраняется гораздо дольше решетки, сформированной из

гауссовых пучков.

Работа выполнена при поддержке грантами РФФИ № 02-02-17127, НШ-1949.2003.2, БелРФФИ 04-02-81054, «Университеты России» УР.01.03.079.

## ЛИТЕРАТУРА

1. H. Fang, R. Malendevich et.al. // Opt. Lett., 2000, V. 25, P. 1786.

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ В ОПТОЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМАХ «РЕЛЬЕФНАЯ РЕШЕТКА – ЖИДКИЙ КРИСТАЛЛ»

Е. А. Мельникова, И. В. Сташкевич

Широкая сфера использования жидких кристаллов в различных системах преобразования и отображения оптической информации обусловлена их уникальными физическими свойствами, включая аномально большую величину двулучепреломления, которой можно эффективно управлять внешними электрическими полями.

В настоящей работе рассмотрены методы управления энергетическими, временными и пространственными параметрами лазерных пучков на основе оптоэлектронной системы «рельефная решетка – жидкий кристалл». Построена теоретическая модель ориентации директора нематического жидкого кристалла по толщине слоя, ограниченного синусоидальным рельефом и плоской поверхностью. Исследован характер релаксации индуцированной ориентации директора жидкого кристалла после выключения электрического поля в зависимости от макроскопического момента инерции жидкокристаллического слоя. Предложенные и исследованные в работе оптоэлектронные системы «рельефная решетка – жидкий кристалл» позволяют осуществлять пространственно-временные преобразования лазерных пучков. На основе разработанной системы создано гибридное бистабильное жидкокристаллическое устройство, электрически управляемый жидкокристаллический фокусатор света, а также автоколебательная система связанных жидкокристаллических элементов с оптоэлектронной обратной связью для получения регулярных и хаотических пульсаций лазерного излучения при постоянной входной интенсивности.

Динамические параметры разработанных устройств определяются свойствами используемых нематических жидких кристаллов и ограничены временами переключения светового пучка порядка миллисекунд и, соответственно, частотами модуляции сотни герц. Для решения задач, для которых быстроедействие имеет определяющую роль, нематические жидкие кристаллы могут служить модельными средами для следующего поколения быстродействующих сегнетоэлектрических жидких кристаллов, которые в настоящее время интенсивно разрабатываются. Кроме того, простота реализации, наглядность физических процессов, низкие управляющие напряжения, нетребовательность к мощности лазерного излучения делают разработанные жидкокристаллические системы перспективным для использования в учебном процессе.

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ СВЕТОВЫХ  
ПОЛЕЙ ПРИ МНОГОВОЛНОВЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ В  
РЕЗОНАНСНЫХ СРЕДАХ

А. Л. Толстик

Достигнутый в последние два десятилетия прогресс в разработке и изучении нелинейных интерференционных и голографических систем на основе многоволновых взаимодействий (МВВ) указывает на перспективность их использования для обработки и коррекции световых полей в реальном времени, формирования заданных пространственно-временных структур лазерного излучения, переноса информации (изображений) с одних пучков на другие, осуществления логических и математических операций, создания бистабильных устройств и элементов адаптивной оптики. При этом наряду с четырехволновым взаимодействием (ЧВВ), реализуемым в средах с кубической нелинейностью, рассматриваются процессы многоволнового смешения в условиях проявления нелинейностей пятого и более высоких порядков. Среди нелинейных сред, характеризующихся такими нелинейностями, можно выделить резонансные среды, в которых при интенсивностях порядка интенсивности насыщения наблюдается эффект насыщения поглощения, а также включается наведенное поглощение с возбужденных энергетических уровней.

В настоящей работе приведены основные подходы к рассмотрению многоволновых взаимодействий лазерных пучков в резонансных средах в условиях проявления нелинейностей высших порядков. Теоретически и экспериментально проанализированы схемы вырожденного и невырожденного по частоте многоволнового смешения, а также схемы внутриволнового ЧВВ, на основе которых предложены новые интерференционно-голографические методы управления волновым фронтом и пространственно-временной структурой лазерных пучков.

Показано, что нелинейности высших порядков, приводя к искажению профиля штриха голографической решетки, позволяют реализовать рассеяние считываемой волны в различные порядки дифракции на соответствующих пространственных гармониках динамической решетки. При выполнении условия объемности динамических голограмм угловая селективность решетки позволяет независимо восстанавливать волны, дифрагировавшие в различные порядки, изменяя направление распространения считываемой волны или ее частоту. Указанный подход позволил экспериментально реализовать четырех-, шести-, восьми- и десятиволновое взаимодействие в этанольном растворе красителя родамин-6Ж на нелинейностях третьего, пятого, седьмого и девятого порядков, соответственно. Установлено, что световые пучки, дифрагировавшие на различных пространственных компонентах динамической решетки,

отличаются не только направлением распространения, но и фазой дифрагированной волны, которая, например, при вырожденном МВВ кратна фазе сигнальной волны. Переход к невырожденному по частоте взаимодействию позволяет осуществить сглаживание пространственной фазовой структуры, а также реализовать обращение волнового фронта с одновременным преобразованием частоты излучения.

С целью расширения возможностей голографических методов преобразования световых полей исследована запись динамических голограмм в нелинейных интерферометрах. Показано, что сочетание внешней (резонаторной) и внутренней (продольно распределенной) обратной связи определяет условия реализации различных режимов оптической бистабильности ( $S$ ,  $N$ -типа и типа "бабочка"), а также режима асимметричной бистабильности, проявляющегося в различии пропускания интерферометра для двух симметрично распространяющихся волн практически равной входной интенсивности. Установлено, что нарушение симметрии пропускания интерферометра происходит вследствие виллообразной бифуркации симметричного решения и характеризуется экспоненциальным усилением первоначально малой разницы в интенсивностях двух волн на входе интерферометра, причем асимметричное решение проявляется на фоне «классической» оптической бистабильности. Продемонстрирована возможность реализации триггерного режима переключений, когда включение (увеличение выходной интенсивности) одной волны сопровождается выключением (уменьшением интенсивности) другой волны. Проанализированы особенности формирования динамических и пространственных структур световых полей в нелинейном интерферометре Фабри – Перо при учете механизма поперечной дифракционной обратной связи, определены условия реализации режима гистерезиса пространственного профиля световых пучков, формирования солитонных и пульсирующих структур.

Таким образом, приведенные результаты теоретических и экспериментальных исследований многоволновых взаимодействий в резонансных средах иллюстрируют широкие возможности использования динамических голограмм в разнообразных системах управления пространственно-временной структурой лазерных пучков. Световые пучки, дифрагированные на различных пространственных компонентах динамической решетки, отличаются как направлением распространения, так и структурой волнового фронта. Использование различных схем взаимодействия позволяет реализовать обращение, усиление или сглаживание пространственной структуры волнового фронта. Переход к записи динамических голограмм в нелинейных интерферометрах позволяет снизить требуемые интенсивности и расширить спектр генерируемых пространственно-временных структур, включая солитонные структуры, регулярные и хаотические пульсации интенсивности.

## ОПТИЧЕСКОЕ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕ ПУЧКОВ ПРИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОМ ПРЕОБРАЗОВАНИИ ЧАСТОТЫ ВВЕРХ

А.К. Сухорукова, А. П. Сухоруков

Один из методов чисто оптического переключения направления и положения волновых пучков основан на взаимодействии пространственных солитонов в квадратично-нелинейной среде [1, 2]. Ранее теоретически и экспериментально исследовалось соударение двух-четырех солитонов в нелинейных планарных волноводах и объемных кристаллах. Основным недостатком такого подхода к решению задачи об оптическом переключении является необходимость использовать пучки высокой интенсивности, чтобы могли сформироваться солитоны.

В работе [2] предложен и экспериментально реализован новый метод переключения слабой сигнальной волны при неколлинеарном параметрическом взаимодействии с мощным пучком накачки. При этом на холостой частоте генерируется пучок, распространяющийся под другим углом к накачке. Динамика переключения рассмотрена авторами в планарной дискретной периодической структуре при использовании параметрического взаимодействия пикосекундных импульсов в кристалле ниобата лития с периодически инвертированными доменами.

В данной работе нами исследовано оптическое переключение в результате трехчастотного неколлинеарного взаимодействия в поле низкочастотной волны накачки. Этот процесс сопровождается преобразованием частоты вверх. Дифракционными эффектами, как и в [2], мы пренебрегаем. Поэтому низкочастотная волна накачки сохраняет заданную на входе пространственную структуру амплитудного профиля. Пучок сигнальной волны, направленный под углом к накачке, взаимодействует с ней и отдает часть или всю энергию пучку на холостой (суммарной) частоте.

Поскольку оба слабоинтенсивных пучка, наклонены друг к другу, область взаимодействия трех волн, ограничена шириной пучка накачки. Это приводит к следующему интересному эффекту. Если интенсивность накачки достаточно велика, то сигнальная волна может полностью передать свою энергию холостой волне. Холостая волна уходит из поля накачки, унося энергию сигнала. Таким образом происходит полное оптическое переключение направления распространения и положения пучка с одновременным преобразованием частоты вверх.

Если снизить интенсивность накачки до низкого уровня, то сигнальный пучок проходит пучок накачки? практически не отражаясь, так как холостая волна имеет очень малую амплитуду. Это означает, что путем варьирования амплитуды накачки можно контролировать оптическое переключение, переходя от несимметричного распределения амплитуд прошедшего сигнала и

отраженное холостой волны до симметричного случая. Численное моделирование распространения пучков в квадратичной среде подтвердило эти эффекты и показало возможность контроля переключения частоты и направления распространения.

Кроме взаимодействия трех пучков нами рассмотрен также интересный случай генерации нескольких пучков на холостой частоте одним сигнальным пучком. Для этого на вход квадратично-нелинейной среды на частоте накачки подавались несколько пучков, разнесенных на достаточное расстояние друг от друга, чтобы исключить их взаимодействие. Численное моделирование проводилось с использованием уравнений НУШ для огибающих трех неколлинеарных пучков. Результаты расчетов представлены на рисунках 1-2.

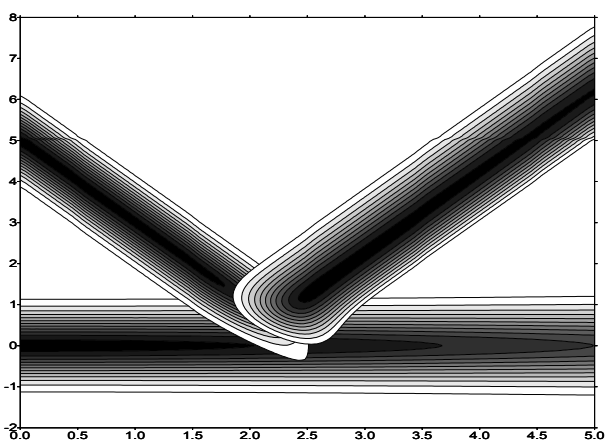


Рис. 1. Полное оптическое переключение сигнального пучка в поле интенсивного пучка накачки. Сигнальный пучок передает свою энергию холостой волне.

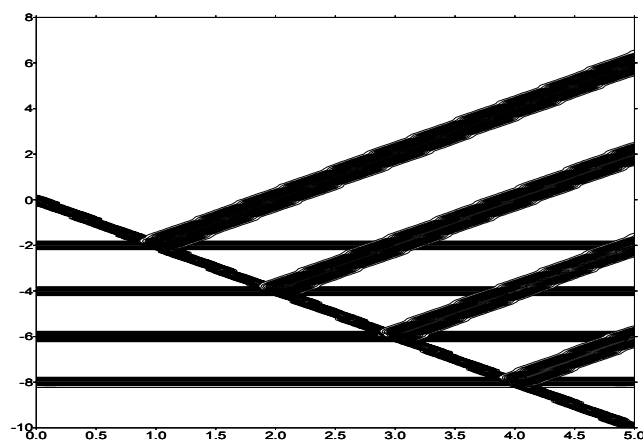


Рис. 2. Наклонный сигнальный пучок в областях пересечения с пучками накачки генерирует антенну из пучков холостой волны.

Работа выполнена при поддержке грантами РФФИ № 02-02-17127, «Ведущие научные школы» НШ-1949.2003.2, БелРФФИ 04-02-81054, «Университеты России» УР.01.03.079.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А.К. Сухорукова, А.П. Сухоруков // Изв. РАН, сер. физич., 2003, Т. 67, № 12, С. 1737.
2. T. Pertsch, U. Peschel, and F. Lederer // Opt. Lett., 2003, V. 28, № 2, P. 102.
3. D. M. Baboiu and G.I. Stegeman // J. Opt. Soc. Am. B, 1997, V. 14, P. 3143.

ДИФРАКЦИЯ ВСТРЕЧНЫХ ВОЛНОВЫХ ПУЧКОВ ПРИ БРЭГГОВСКОМ РЕЗОНАНСЕ В КВАДРАТИЧНО-НЕЛИНЕЙНОМ ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ

И.Г. Захарова, М.В. Комиссарова, И.Ю. Полякова, А.П. Сухоруков

В последнее время особый интерес в нелинейной оптике и фотонике представляет изучение щелевых солитонов - локализованных структур, формирующихся в периодических средах с частотными областями непрозрачности. Щелевые солитоны достаточно хорошо изучены как для сред с керровской, так и с квадратичной нелинейностью [1, 2]. Отметим, что, большинство исследований для брэгговских решеток проводилось без учета дифракционных эффектов, влиянием которых во многих реальных случаях пренебрегать нельзя.

В настоящей работе для одномерных квадратично-нелинейных фотонных кристаллов разработана теория поперечной дифракции волновых пучков при произвольных отстройках от брэгговского резонанса. В качестве модели используется следующая (3+1)D система эволюционных связанных нелинейных уравнений типа НУШ для встречных волн первой и второй гармоник:

$$i \left( \pm \frac{\partial u_1^\pm}{\partial z} + v_1^{-1} \frac{\partial u_1^\pm}{\partial t} \right) + D_1 \Delta_\perp u_1^\pm + \delta_1 u_1^\pm + \kappa_1 u_1^\mp + (u_1^\pm)^* u_2^\pm = 0,$$

$$i \left( \pm \frac{\partial u_2^\pm}{\partial z} + v_2^{-1} \frac{\partial u_2^\pm}{\partial t} \right) + D_2 \Delta_\perp u_2^\pm + \delta_2 u_2^\pm + \kappa_2 u_2^\mp + (u_1^\pm)^2 / 2 = 0,$$

где  $u_m^\pm$  - огибающая волны,  $z$  - безразмерная координата направления распространения гармоник,  $t$  - безразмерное время,  $\delta_{1,2}$  - нормированная отстройка от брэгговского резонанса,  $\kappa_{1,2}$  - отношение степеней брэгговской связи для основной и второй гармоник,  $D_{1,2}$  - безразмерные коэффициенты, учитывающие дифракцию. В вычислительных экспериментах считалось, что импульс, имеющий гауссову форму, падает на кристалл из линейной среды.

Для численного моделирования использовалась оригинальная консервативная разностная схема, основанная на спектральном разложении и расщеплении по физическим процессам. Благодаря ее эффективности оказалось возможным подробное исследование зависимости характера распространения волн от различных параметров решетки и излучения. Нами показано, что нелинейные эффекты, дисперсия решетки и дифракционное расплывание конкурируют между собой. Так, в случае сильной связи встречных волн ( $\kappa_{1,2} \approx 1$ )

дифракционное расплывание значительно ослабляется. А при больших значениях отстройки от частоты брэгговского резонанса ( $\delta_2 \gg 1$ ) мы фактически имеем дело с так называемым "каскадным пределом". В этом случае даже при небольших коэффициентах дифракции происходит захват в щелевой пространственно-временной солитон (рис. 1).

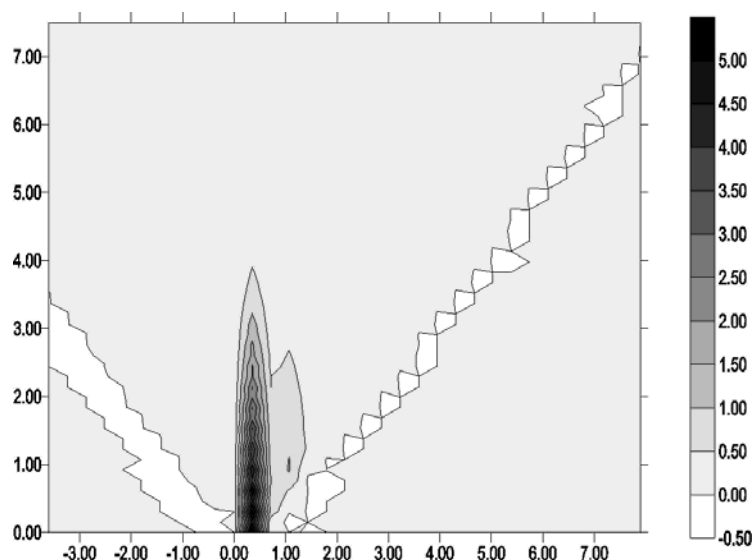


Рис.1. Линии уровней второй гармоники излучения в координатах «пространство-время» для случая:  $d_1=1$ ,  $d_2=10$ ,  $D=10^{-3}$ .

В еще одном приближении предполагалось, что частоты основной и второй гармоник излучения расположены на краю полосы нелинейной прозрачности (амплитуды прямой и обратной волны являются почти одинаковыми, групповые скорости равны нулю). В этом случае наблюдался значительный снос интенсивности основного излучения от характеристики. Также нами проанализировано влияние дифракции на скорость туннелирования светового пучка.

Работа выполнена при частичной поддержке грантами РФФИ 02-02-17127, БелРФФИ 02-02-81054, Ведущие научные школы НШ-1949.2003.2, Университеты России УР.01.03.079.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. С. М. de Sterke, B.J. Eggleton, J.E. Sipe // In Optical sciences. Spatial solitons 1. Eds.: S.Trillo, W.E.Torruellas. Springer. 2000, P.169.
2. С. Conti, G. Assanto, S. Trillo // Journal of Nonlinear Optical Physics & Materials, 2002, V. 11, № 3. P. 239.



РАСПРОСТРАНЕНИЕ СВЕТА И ИОНИЗАЦИЯ СРЕДЫ БЕССЕЛЕВЫМИ ПУЧКАМИ

Т.В. Смирнова, Р.А. Власов, О.Х. Хасанов

Интерес к экспериментальным исследованиям по генерации плазмы требует все более детального и тщательного подхода к разработке моделей и проведения численного эксперимента в этой области. Использование для этих целей интенсивных лазерных импульсов в виде бесселевых пучков света эффективнее по сравнению с традиционными, имеющими тенденцию распадаться на отдельные филаменты. Как известно, амплитуда поля в бесселевых пучках постоянна в направлении распространения, в то время как в радиальном направлении описывается функцией Бесселя и характеризуется кольцевым распределением интенсивности поля по сечению, будучи нулевой на оси пучка.

К настоящему времени накоплен значительный опыт в построении и исследовании моделей, описывающих явления, сопровождающие взаимодействие бесселевых пучков с диэлектрическими средами, включая газы. Многие особенности распространения описываются в рамках (3+1)-мерного нелинейного уравнения Шредингера (НУШ). С ростом интенсивности и уменьшением радиуса пучка требуется включение в стандартное НУШ членов с более высоким порядком нелинейности. Исследуемая система уравнений имеет вид:

$$\frac{\partial u}{\partial \zeta} = i \left( \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) u - i \frac{L_{df}}{L_{ds}} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + i \frac{L_{df}}{L_{nl}} T |u|^2 u - i \frac{L_{df}}{L_{pl}} \left( 1 - \frac{i}{\omega_0 \tau_c} \right) \rho u - \frac{L_{df}}{L_{mp}} |u|^{2(m-1)} u + i \left( m^2 / r^2 \right) u - i \left( |u|^2 - \lambda |u|^4 \right) u \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} = S - \omega n \cdot |u|^{2m} - \rho \frac{\tau}{\tau_r}, \quad (2)$$

где  $u$  - амплитуда поля,  $\rho$  - плотность свободных электронов;  $L_{df}, L_{ds}, L_{nl}, L_{mp}$  - соответственно, длины: дифракционная, дисперсионная, нелинейная и многофотонного поглощения;  $\lambda$  - параметр насыщения;  $m = \pm 1, \pm 2 \dots$  - топологический заряд;  $T \equiv 1 + (i / \omega \tau_p) \partial / \partial \tau$ . Краевые условия для уравнения (1) представим в виде:

$$u(r, z = 0, t) = g \frac{r^2}{m^2} \exp(-r^2 / 2m^2 - t^2 / 2\tau^2); \quad \partial u / \partial r|_{r=0} = u|_{r=R} = 0$$

Здесь  $R$  - граница цилиндра, которая выбирается достаточно большой, чтобы выполнялось условие  $u|_{r>R} = 0$  для всех  $z \in [0, L_z]$ .

Численное решение системы уравнений реализовано на основе метода переменных направлений с применением техники быстрого преобразования Фурье. По радиальной координате  $r$  сетка полагалась неравномерной,

сгущающейся в области сильных градиентов. Контроль погрешности проводился, анализируя разностные аналоги законов сохранения. Для подавления "паразитных" осцилляций, возникающих на больших длинах распространения, вводилось линейное поглощение  $i\gamma(r)u$ , где  $\gamma(r) = \exp(\alpha(r - R)) - 1$ .

Известно, что распространение Бесселевых пучков возможно, когда  $\lambda > 0$ ;  $I > I_{cr}$ ,  $I_{cr} \sim 7m$ . При соблюдении данных условий исследовалось поведение поля и распределение плотности свободных электронов по образцу. Установлено, что квазипериодичность бесселева пучка вдоль оси  $z$ , обусловленная противодействующими вкладками Керровской нелинейности и эффекта насыщения (связанного с растущей ролью нелинейности пятого порядка), сохраняется. При  $\lambda = 0$  устанавливается режим коллапса. Характер же распределения плотности свободных электронов (ПСЭ) в этом случае меняется в сравнении с гауссовым пучком: абсолютные значения в 2.5-3 раза выше (Рис.1).

В работе учитывается также отражение пучка от нелинейного фокуса при его распространении. Показано, что процессы самофокусировки при этом замедляются. Из рис. 2 видно, что линии равной интенсивности, имеющие вид правильных concentрических окружностей, искажаются при сканировании по образцу: стягиваются к оси в хвостовой части импульса, тогда как на переднем фронте изменения не существенны. При дальнейшем распространении интенсивность в хвостовой части распределяется таким образом, что образуется многокольцевая структура, но максимальная ее величина, локализуемая на переднем фронте, практически постоянна и превышает начальную примерно на 2 порядка.

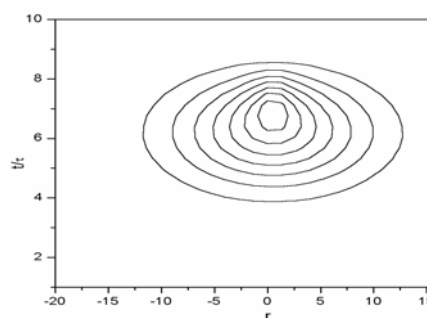
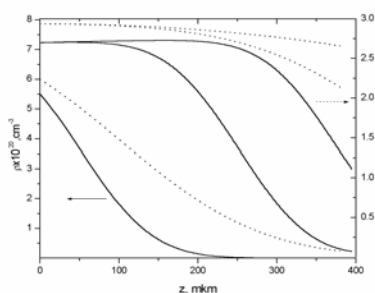


Рис.1. Распределение ПСЭ в разные моменты прохождения 70 фс импульса (сплошная линия -  $m=1$ ; прерывистая  $m=0$ ). Рис.2. Линии равной интенсивности  $I(r,z,t)$  при  $z=0.08$  м;  $a_0=30$  мкм,  $I_0=10^{11}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\tau=70$  фс.

## ИССЛЕДОВАНИЯ ФАЗОВЫХ СВОЙСТВ ДЕТЕРМИНИРОВАННЫХ СОЛИТОНОВ ПРИ ВЫНУЖДЕННОМ КОМБИНАЦИОННОМ РАССЕЙЯНИИ

В.А. Лисинецкий, Р.В. Чулков, А.С.Грабчиков, В.А. Орлович

Интересной особенностью вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) является возможность генерации солитоноподобных волн. Экспериментально впервые генерация спонтанных солитоноподобных волн при ВКР наблюдалась в [1]. Следует заметить, что солитоноподобные волны при ВКР не являются солитонами в узком смысле этого слова из-за наличия процесса поперечной релаксации колебаний среды. Солитоноподобная волна в ВКР представляет собой всплеск интенсивности в области истощения накачки, возникающий за счет соответствующего провала в стоксовом поле. В работе [2] при помощи интерференции с волной накачки были исследованы фазовые свойства спонтанных солитоноподобных волн, и было показано, что фаза может совпадать с фазой волны накачки (солитон), может быть противоположной (антисолитон) и может меняться во времени, создавая осциллирующую интерферограмму (бризер).

Солитоноподобные волны при ВКР можно также генерировать и детерминированно, внося фазовый скачок в волну стоксовой затравки. Экспериментально это было продемонстрировано в [3]. Фазовое поведение таких детерминированных солитоноподобных волн до сих пор не было исследовано и является задачей данной работы.

Генерация солитоноподобных волн осуществлялась в сжатом водороде при давлении 7 атм в многопроходной кювете. Длина кюветы с водородом составляла 1.4 м, число проходов – 9. В кювету заводилось излучение накачки и стоксовой затравки. Генерация стоксовой затравки осуществлялась в такой же многопроходной кювете с водородом при том же давлении. Для генерации солитоноподобных волн при помощи ячейки Поккельса вносился фазовый скачок на  $\pi$  в волну накачки или стоксовой затравки. На осциллографах регистрировался как сам сигнал истощенной накачки, так и сигнал его интерференции со входной волной накачки.

Нами было обнаружено, что при детерминированной генерации солитоноподобных волн их фазовое поведение тем не менее случайно, солитоноподобная волна случайным образом может быть солитоном, антисолитоном или бризером.

Для выяснения причины такого поведения были проведены численные расчеты уравнений, описывающих ВКР в плосковолновом приближении в бездисперсионной среде. Оказалось, что если в случае нулевой отстройки разности частот излучений накачки и стоксовой затравки от комбинационного резонанса при внесении фазового скачка в волну стоксовой затравки происходит генерация солитона (Рис.1), то в случае небольшого увеличения

этой отстройке происходит превращение солитона в бризер, затем в антисолитон (Рис.2), а затем опять в бризер и в солитон. Причем необходимые для этого отстройки очень малы – составляют десятые доли процента от ширины линии спонтанного рассеяния. При нулевой отстройке солитон, распространяясь в среде, все время остается солитоном, при ненулевой отстройке он превращается в бризер, антисолитон и т.д., при этом его интенсивность очень быстро падает, и чем больше отстройка тем быстрее. Аналогичная картина наблюдалась и при внесении фазового скачка в волну накачки.

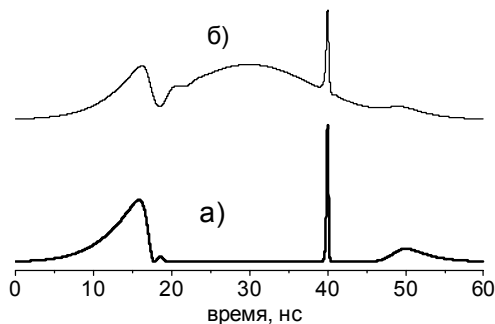


Рис.1. Форма импульса истощенной накачки (а) и интерференционного сигнала (б) при нулевой отстройке от резонанса.

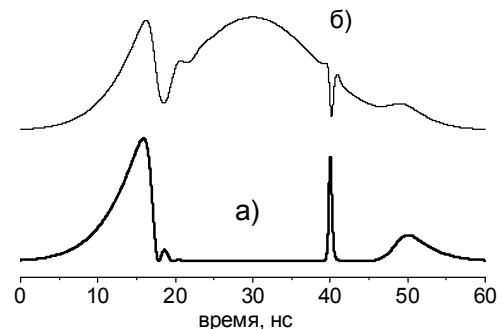


Рис.2. Форма импульса истощенной накачки (а) и интерференционного сигнала (б) при отстройке от резонанса в 0.19% от линии спонтанного рассеяния.

Таким образом, было исследовано фазовое поведение детерминированных солитоноподобных волн при ВКР. Обнаружено, что эти солитоноподобные волны могут случайным образом быть солитонами, антисолитонами или бризерами, что объясняется небольшой случайной отстройкой разности частот излучений накачки и стоксовой затравки от комбинационного резонанса, возникающей из-за квантовых шумов при генерации стоксовой затравки.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. K. Druhl, R.G. Wenzel, J.L. Carlsten // Phys. Rev. Letters, 1983, V. 51, P. 1171.
2. A.S. Grabtchikov, D.E. Gakhovich, A.G. Shvedko, V.A. Orlovich, K.J. Witte // Phys. Rev. Letters, 1998, V. 81, P. 5808.
3. D.C. MacPherson, R.C. Swanson, J.L. Carlsten // Phys. Rev. A, 1989, V. 39, P. 6078.