

СЕКЦИЯ 6. КОГЕРЕНТНАЯ И НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИКА

Генерация однофотонных импульсов с экспоненциально возрастающей формой в режиме спонтанного параметрического рассеяния	
<i>Д.О. Акатьев, А.А. Калачев, А.А. Калинин, И.З. Латыпов, А.В. Шкаликов, В.В. Самарцев.....</i>	<i>4</i>
Сверхбыстрое сканирование лазерных пучков светоиндуцированными резонансными пространственно- периодическими структурами	
<i>М.В. Архипов, Р.М. Архипов, С.Н. Багаев, В.С. Егоров, И.А. Чехонин, М.А. Чехонин ...</i>	<i>6</i>
Границы применимости лазерно-плазменного метода детектирования терагерцового излучения	
<i>А.В. Бородин, Н.А. Панов, М.Н. Есаулкин, О.Г. Косарева, А.А. Фролов, А.П. Шкуринов</i>	<i>10</i>
Нестационарная брэгговская дифракция короткого оптического импульса на индуцированной решётке, движущейся со световой скоростью	
<i>Т.А. Войтова, А.П. Сухоруков.....</i>	<i>13</i>
Оптоэлектронный генератор на основе ячейки с тепловой нелинейностью	
<i>Д.А. Давтян, Г.А. Князев, А.П. Сухоруков</i>	<i>16</i>
Соударение трехмерных лазерных импульсных пучков в нелинейной среде	
<i>Д.М. Зверев, А.П. Сухоруков, В.Е. Лобанов, А.А. Калинович, А.К. Сухорукова</i>	<i>19</i>
Усиление эффекта Гуса-Хенхен при отражении от градиентной неоднородности	
<i>Д.О. Игнатьева, А.П. Сухоруков</i>	<i>21</i>
Полное внутреннее отражение на границе раздела двух мезофаз в нематическом жидком кристалле	
<i>О.С. Кабанова, А.А. Комар, Е.А. Мельникова, И.И. Оленская</i>	<i>23</i>
Запись и воспроизведение однофотонных состояний в системах с контролируемым пространственным синхронизмом	
<i>А.А. Калачёв, Ш. Жанг, О.А. Кочаровская.....</i>	<i>27</i>

Программный продукт «МТВЕАМ» для расчета и визуализации эволюции оптических импульсов из малого числа колебаний в диэлектрических средах	
<i>Д.А. Кислин, М.А. Князев, С.А. Козлов.....</i>	<i>29</i>
Деградация мощных полупроводниковых лазеров с квантовыми ямами	
<i>О.И. Коваль, А.Г. Ржанов, Г.А. Соловьёв.....</i>	<i>31</i>
Использование релятивистских электронных зеркал для генерации когерентных рентгеновских импульсов	
<i>В.А. Корниенко, В.В. Кулагин, В.А. Черепенин.....</i>	<i>34</i>
Устойчивость паттерных образований в картинах дифракции света на структурах с симметрией самоподобия	
<i>П.В. Короленко, С.Б. Рыжиков, Ю.В. Рыжикова.....</i>	<i>38</i>
Угловая ширина дифракционного волнового пучка в анизотропных средах	
<i>Э.Г. Локк.....</i>	<i>41</i>
Вырожденное поляризационное многоволновое взаимодействие световых пучков в растворе красителя родамин 6Ж	
<i>С.А. Назаров, Д.В. Горбач, А.Л. Толстик.....</i>	<i>45</i>
Пироэлектрическое индуцирование волноводных элементов в кристалле ниобата лития	
<i>А.С. Перин, А.Н. Парханюк, В.М. Шандаров, Ф. Чен.....</i>	<i>48</i>
Поляризационное разделение световых пучков в средах со светонаведенной анизотропией	
<i>О.Г. Романов.....</i>	<i>52</i>
Дифракция световых пучков в средах с продольно-поперечной неоднородностью	
<i>И.В. Савочкин, А.П. Сухоруков, А.К. Сухорукова.....</i>	<i>56</i>
Двухуровневые атомы и солитоны	
<i>С.В. Сазонов.....</i>	<i>60</i>
Методика эксперимента по наблюдению сигналов оптических переходных процессов в тонких полупроводниковых пленках	
<i>В.Т. Сидорова, Н.С. Вашурин, С.И. Никитин, И.И. Попов, С.А. Степанов, Н.И. Сушенцов, Р.В. Юсупов.....</i>	<i>63</i>

Продольно-поперечная динамика двухкомпонентных импульсов в одноосных кристаллах

В.А. Халяпин 66

ГЕНЕРАЦИЯ ОДНОФОТОННЫХ ИМПУЛЬСОВ С ЭКСПОНЕНЦИАЛЬНО ВОЗРАСТАЮЩЕЙ ФОРМОЙ В РЕЖИМЕ СПОНТАННОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РАССЕЯНИЯ

Д.О. Акатьев¹, А.А. Калачев², А.А. Калинин², И.З. Латыпов²,
А.В. Шкаликов², В.В. Самарцев¹

¹Казанский Федеральный Университет

²Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского)

andrei_vs@rambler.ru

В последнее время методы генерации одиночных фотонов вызывают большой интерес. В первую очередь этот интерес связан с тем, что фотоны используются в различных областях современной квантовой оптики и информатики. Для практического применения в той или иной области необходимо уметь получать однофотонные состояния электромагнитного поля с заданными параметрами. В работе рассматривается модель управляемого детерминированного однофотонного источника на основе явления спонтанного параметрического рассеяния света и возможности сужения спектра СПР в резонаторе без использования пассивной фильтрации.

Наибольшее внимание при исследованиях в области квантовой криптографии и оптических квантовых вычислений, как правило, уделяется ширине спектра однофотонного волнового пакета. Это связано с тем, что наиболее перспективными в настоящее время считаются устройства, основанные на взаимодействии фотонов с резонансными многоатомными системами. Поэтому необходимы однофотонные источники, способные генерировать фотоны с шириной спектра соответствующей ширине линии поглощения резонансных сред, которая при комнатной температуре не превышает сотен МГц. В последние годы интерес в таких исследованиях смещается в сторону изучения методов генерации фотонов основанных на спонтанном параметрическом рассеянии света в высокодобротном резонаторе [1]. Данный подход позволяет перераспределять энергию широкополосного СПР в набор узких резонаторных мод и существенно повышать яркость. Еще одной важной тенденцией в развитии современной науки, в первую очередь в области создания квантовой памяти и, как следствие, квантовых повторителей и связи на дальние расстояния, является получение одиночных фотонов строго определенной временной формы. Это связано, с тем, что эффективность поглощения в атомной резонансной среде сильно зависит от временной формы импульса [2,3]. В этих работах также показано, что наиболее оптимальной формой импульса для поглощения в резонансных атомных средах является форма экспоненциально возрастающей экспоненты. Так в работе [4] предлагается простой способ формирования

нс импульсов такой формы, основанный на экспоненциальной функции передачи быстрых транзисторов.

Существует несколько различных методов управления временной формой однофотонных импульсов. Как правило, все методы однозначно связаны с методами генерации одиночных фотонов. Так, например, управление формой фотонов получаемых в результате четырехволнового смешения осуществляется путем модуляции пучков накачки [5]. Кроме того, управлять формой фотона можно напрямую посредством электрооптических модуляторов. Такой вариант возможен только в случае детерминированных или предвещающих источников, т.е. когда можно точно определить момент прохода импульса через модулятор.

Наиболее просто управлять формой однофотонных импульсов генерируемых в режиме параметрического рассеяния света можно посредством помещения нелинейного кристалла в резонатор [6]. Теоретические расчеты и экспериментальные результаты показывают, что спонтанного параметрического рассеяние в резонаторе предоставляет широкие возможности по управлению формой одиночных однофотонных импульсов и, что немаловажно позволяет легко создавать однофотонные импульсы с экспоненциально возрастающей временной формой. Которые представляют большой интерес в схемах оптической обработки квантовой информации и разработке квантовых повторителей.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.А. Калачев // Оптика и спектроскопия. 2010. Т.109. №1. С.32.
2. A. V. Gorshkov, A. Andrer, M. Fleischhauer, A. S. Sørensen, M. D. Lukin // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 98. P. 123601.
3. A. V. Gorshkov, A. Andrer, M. D. Lukin, A. S. Sørensen // Phys. Rev. A. 2007. V. 76. P. 033804.
4. H.L. Dao, S.A. Aljunid, G. Maslennikov, C. Kurtsiefer // Rev. of Scientific Instruments. 2012. V. 83. P. 083104.
5. A. Golla, B. Chalopin, M.Bader, I.Harder, K.Mantel, R.Maiwald, N.Lindlein, M.Sondermann, G. Leuchs // Eur. Phys. J. D. 2012. V. 66. № 7. P. 190.
6. A.A. Kalachev // Phys. Rev. A. 2010. V. 81. P. 043908.

СВЕРХБЫСТРОЕ СКАНИРОВАНИЕ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ
СВЕТОИНДУЦИРОВАННЫМИ РЕЗОНАНСНЫМИ
ПРОСТРАНСТВЕННО-ПЕРИОДИЧЕСКИМИ СТРУКТУРАМИ

М.В. Архипов¹, Р.М. Архипов^{1,2}, С.Н. Багаев³, В.С. Егоров¹,
И.А. Чехонин¹, М.А. Чехонин¹

¹Санкт-Петербургский государственный университет, физический факультет

²Weierstrass Institute for Applied Analysis and Stochastics, Leibniz Institute
in *Forschungsverbund Berlin e.V.*, Berlin, Germany

³ИЛФ СО РАН, 630090, Новосибирск

arkhipov@wias-berlin.de

Для решения различных задач передачи и обработки информации необходимо с большой скоростью изменять направление распространения лазерного излучения в пространстве. Задача быстрого углового сканирования лазерных пучков является одной из наиболее сложных проблем управления характеристиками лазерного излучения [1]. В настоящее время широко применяются зеркальные и акусто-оптические дефлекторы когерентного излучения. По порядку величины отношение угла отклонения α к времени установления τ составляет для них $90^\circ/10^{-4}$ сек и $2^\circ/10^{-6}$ сек соответственно.

Возникает естественный вопрос, как повысить скорость углового сканирования. Подход с использованием резонансных сред кажется нам перспективным. Могут использоваться резонансные среды на основе атомов, молекул, экситонов и квантовых точек. Лазерное излучение способно быстро менять поляризацию среды и заселенности уровней в этих средах. Величина отношения угла отклонения α к времени установления может достигнуть $10^\circ/10^{-11}$ сек, что значительно превосходит скорость сканирования зеркальных и акусто-оптических дефлекторов.

Работа предлагаемого нами когерентного дефлектора основана на *последовательном во времени* возбуждении нелинейных пространственных гармоник поляризации $P(t,x)$ и разности заселенностей $N(t,x)$ в слое, который заполнен резонансным веществом.

В первом случае эти периодические структуры могут быть использованы для воздействия на другой пучок (см. Рис.1а). Во втором – лазерный пучок накачки меняет направление распространения в результате самодифракции (см. Рис. 1b).

Для реализации эффекта углового сканирования возбуждение слоя резонансного вещества предлагается производить импульсом лазерного поля с поперечным периодическим пространственным профилем в виде “пилообразной” функции $E(t,x) = \varepsilon(t)saw(x)$ с периодом Δ . График единичной функции $saw(x)$ приведен на Рис. 2.

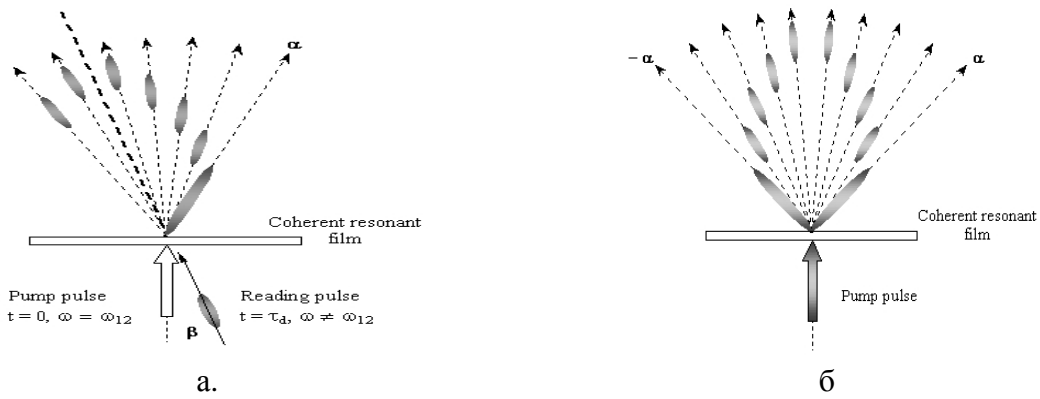


Рис. 1. Динамика углового распределения дифракционных волн пробного импульса в дальней зоне (а). Динамика углового распределения излучения при самодифракции импульса накачки в дальней зоне (б).

Формирование импульса с “пилообразным” поперечным распределением амплитуды $E(t, x) = \varepsilon(t) \text{saw}(x)$ может быть реализовано в простом устройстве, показанном на Рис. 2.

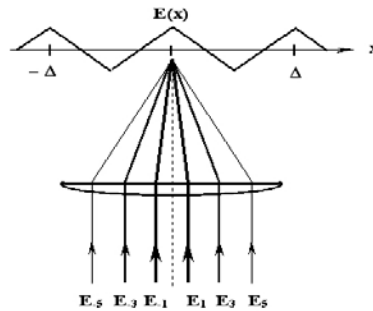


Рис. 2. Фурье-синтез поперечного распределения поля $E(t, x) = \varepsilon(t) \text{saw}(x)$
Соотношение амплитуд волн - $E_1:E_3:E_5:E_7 = 0.8106: 0.0901: 0.0324: 0.0165$.

Для расчета динамики разности заселенностей $N(t, x) = N_0 w(t, x)$ и поляризации среды $P(t, x) = d_{12} N_0 (u(t, x) + i v(t, x))$ под действием периодически меняющейся в пространстве амплитудой поля $E(t, x) = \varepsilon(t) \text{saw}(x)$ используются оптические уравнения Блоха для двухуровневых атомов [2]:

$$\frac{d}{dt} u(t, x) = -\Delta\omega \cdot v(t, x) - \frac{1}{T_2} \cdot u(t, x) \quad (1)$$

$$\frac{d}{dt} v(t, x) = \Delta\omega \cdot u(t, x) - \frac{1}{T_2} \cdot v(t, x) + \Omega_R(t, x) \cdot w(t, x) \quad (2)$$

$$\frac{d}{dt} w(t, x) = -\frac{1}{T_1} \cdot (w+1) - \Omega_R(t, x) \cdot v(t, x) \quad (3)$$

Здесь N_0 - концентрация частиц в слое, $u(t, x)$, $v(t, x)$ - синфазная и квадратурная с внешним полем компоненты поляризации слоя, $w(t, x)$ -

разность заселенностей, $\Delta\omega$ - частотная расстройка между частотой поля и частотой перехода ω_{12} двухуровневых частиц, d_{12} - дипольный момент перехода, T_1 - время релаксации разности заселенностей, T_2 - время релаксации поляризации, $\Omega_R(t, x) = d_{12}E(t, x)/\hbar$ - частота Раби поля накачки.

В частном случае, когда отстройка $\Delta\omega = 0$ и отсутствует релаксация ($T_1 = T_2 = \infty$), система уравнений (1)–(3) решается аналитически с помощью введения локальной “площади” импульса $\Theta(t, x)$ [3]:

$$\Theta(t, x) \equiv \frac{d_{12}}{\hbar} \cdot \int_{-\infty}^t E(t', x) dt' \quad (4)$$

Решение позволяет получить выражения для разности заселенностей в единице объема $N(t, x)$ и поляризации среды $P(t, x)$, которые имеют вид (см. [2-3]):

$$P(t, x) = d_{12}N_0 \sin(\Theta(t, x)) = d_{12}N_0 \sin(\Theta(t) \text{saw}(x)) \quad (5)$$

$$N(t, x) = N_0 \cos(\Theta(t, x)) = N_0 \cos(\Theta(t) \text{saw}(x)) \quad (6)$$

Очевидно, что текущая площадь импульса $\Theta(t)$ играет роль *динамической пространственной частоты решетки* поляризации и разности заселенностей в выражениях (5) и (6). Таким образом, следует ожидать появления излучения различных порядков дифракции с задержкой по времени (Рис. 1a и 1b).

Пространственный спектр Фурье резонансной поляризации $P(t, x)$ содержит нечетные гармоники волнового вектора решетки $|Q| = 2\pi/\Delta$: $Q_n = (2n+1)Q$, $n = 0, 1, 2, \dots$ - целое число. Каждая из гармоник поляризации $P_n(t)$ поочередно во времени излучает в дальней зоне электромагнитную волну под углом, определяемым условием Вавилова-Черенкова: $\alpha_n = \arcsin(|Q_n|/k)$, где $k = 2\pi/\lambda$ - волновой вектор волны.

Величина предельного угла α развертки лазерного пучка определяется только полной “площадью” импульса $\Theta_\infty = \Theta(t \rightarrow \infty)$: $\alpha = \arcsin(2\Theta_\infty|Q|/\pi k)$.

На Рис. 3 приведена эволюция пространственного спектра Фурье поляризации $P(t, x)$ для гауссового импульса накачки $\varepsilon(t) = E_0 \exp(-t^2/\tau^2)$ при $\tau = 25$ psec и полной “площади” импульса $\Theta_\infty = 19.5 \pi$.

Эффект когерентной угловой развертки был также исследован в общем случае с помощью численного решения уравнений Блоха (1)–(3) для $\Delta\omega \neq 0$ и конечных времен релаксации T_1 и T_2 .

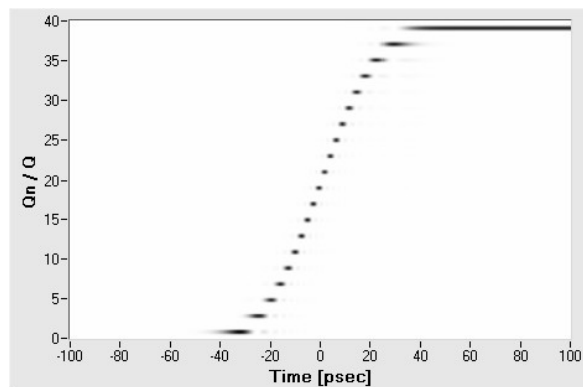


Рис. 3. Последовательное во времени излучение гармоник поляризации $P_n(t)$ ирезонансного слоя с волновыми векторами $Q_n = (2n + 1)Q$; ($\Delta\omega = 0$, $T_1 = T_2 = \infty$).

Показано, что выбор конечного числа волн n , формирующих “пилообразный” профиль $E(t, x)$ (см. Рис. 2) слабо влияет на амплитуды высоких порядков дифракции с предельным углом α . Наибольшее влияние на уменьшение амплитуды волны с углом развертки α оказывает расстройка $\Delta\omega$, а также конечные времена релаксации T_1 и T_2 .

Рассмотренные решения не учитывают изменений импульса накачки при распространении в протяженной резонансной среде. В общем случае необходимо учитывать конечную толщину слоя и дифракцию излучения. Нами было выполнено численное моделирование с использованием системы уравнений Максвелла-Блоха, описывающими поведение медленно меняющихся амплитуд электрического поля импульса накачки, поляризации и разности заселенностей в протяженной, двухуровневой резонансной среде.

Результаты численного моделирования показывают, что учет дифракции при распространении поля накачки приводит к частичному “размыванию” пространственно-периодических структур $P(t, x)$ и $N(t, x)$ с увеличением толщины слоя. Поэтому, наилучшие результаты могут быть получены в тонких слоях с большими временами релаксации T_1 и T_2 .

Данная работа частично выполнена при поддержке европейского проекта EU FP ITN PROPNET (Grant No. 264687).

ЛИТЕРАТУРА

1. С.Н. Sarantos, J.Е. Heebner // Opt.Lett. 2010, Vol.35, No. 9, P. 1389.
2. Л. Аллен, Дж. Эберли ”Оптический резонанс и двухуровневые атомы”, М.: Мир, 1978.
3. В.С. Егоров, И.А. Чехонин // ЖТФ. 1986. 56, № 3, с. 572.

ГРАНИЦЫ ПРИМЕНИМОСТИ ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННОГО МЕТОДА ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А.В. Бородин¹, Н.А. Панов¹, М.Н. Есаулков¹, О.Г. Косарева¹,
А.А. Фролов², А.П. Шкуринов¹

¹Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова

²Объединенный институт высоких температур РАН

av.borodin@physics.msu.ru

Предложен метод регистрации импульсного терагерцового излучения, основанного на восстановлении временного профиля терагерцового сигнала по временному профилю интенсивности второй гармоники, сформированной в результате излучения переходным фототоком при нелинейном взаимодействии ТГц импульсов с лазерными импульсами в присутствии постоянного поля в газовых средах.

Проведено сравнение возможности восстановления сигнала, как с помощью предложенного метода, так и с помощью метода, основанного на нелинейном отклике связанных электронов. Показано, что существует критическая, зависящая от метода частота, корректное восстановление сигнала выше которой принципиально невозможно. Для случая регистрации посредством переходного фототока эта частота оказывается выше.

В работах по генерации импульсного ТГИ было показано, что использование газовых сред позволяет формировать терагерцовое излучение, верхняя частота которого ограничена обратной длительностью лазерного импульса [1,2]. В последующих работах было показано, что использование процесса генерации второй гармоники лазерного излучения в присутствии постоянного поля в газах позволяет осуществить когерентную регистрацию в схеме спектроскопии с временным разрешением [3]. В этом случае за счет ангармонизма отклика связанных электронов происходит процесс генерации второй гармоники, чья интенсивность оказывается пропорциональной амплитуде поля, что позволяет осуществлять регистрацию, как амплитуды, так и фазы сигнала. Запись временной формы сигнала осуществляется с помощью стандартной корреляционной схемы спектроскопии с временным разрешением.

Однако в работе [4] показано, что появление свободных электронов в области взаимодействия волн в результате ионизации газовой среды, может приводить к искажению процесса регистрации терагерцового излучения на высоких частотах.

В данной работе производится исследование влияния механизма генерации второй гармоники за счет ионизационной нелинейности на процесс регистрации импульсного терагерцового излучения. Кроме того производится сравнение спектральных чувствительностей детектора на

основе газовых сред для основных механизмов, а также сравниваются результаты восстановления реальных терагерцовых сигналов для этих случаев. Рассматриваются границы применения систем спектроскопии с временным разрешением для регистрации терагерцового излучения.

Рассмотрим процесс генерации второй гармоники в присутствии постоянного поля и терагерцового поля за счет переходного фототока (ионизационной нелинейности). При регистрации рассматриваемым методом генерация излучения ВГ происходит в условиях накачки полем $\mathbf{E} = \mathbf{E}_{\text{лазер}} + \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_{\text{THz}}$, где $\mathbf{E}_{\text{лазер}}$ – поле лазерного излучения, \mathbf{E}_0 – постоянное поле, прикладываемое к области перетяжки, \mathbf{E}_{THz} – терагерцовое поле

Пусть поле \mathbf{E} достаточно для многофотонной/туннельной ионизации газовой среды. Тогда излучательная часть тока, может быть записана в виде:

$$\dot{\mathbf{j}} = \frac{e^2}{m} N_e \mathbf{E}, \quad (1)$$

Спектр N_e , определяемый лазерным полем, имеет только четные гармоники, поскольку ионизация эффективно происходит каждые пол оптического периода. В результате излучающая часть фототока, ответственная за генерацию ВГ, будет определяться произведением:

$$\dot{\mathbf{j}}_{\text{even}} = \frac{e^2}{m} N_e (\mathbf{E}_{\text{DC}} + \mathbf{E}_{\text{THz}}), \quad (2)$$

Спектральная плотность мощности в этом случае может быть тогда записана в следующем виде:

$$S = \left| \hat{F}(\dot{\mathbf{j}}) \right|^2 = f(\Omega) (\bar{\mathbf{E}}_{\text{dc}}^2 + \bar{\mathbf{E}}_{\text{THz}}^2 + 2\bar{\mathbf{E}}_{\text{dc}} \bar{\mathbf{E}}_{\text{THz}}), \quad (3)$$

где $f(\Omega)$ – фактор, определяющий спектральную чувствительность детектора. Выражение (3) справедливо и для случая генерации второй гармоники за счет нелинейной поляризации со своим выражением для фактора $f(\Omega)$.

В схеме спектроскопии с временным разрешением путем гетеродинирования происходит выделение и регистрация компоненты $S_{2\omega} = f(\omega) E_{\text{dc}} E_{\text{THz}}$. Запись временной формы терагерцового сигнала происходит путем изменения времени задержки τ_i между оптическим пробным и терагерцовым импульсами.

Границы применимости метода регистрации исследованы на основе анализа восстановления модельного терагерцового сигнала $E_{\text{THz}} = E_{\text{THz}}^0 \cos \Omega t$. При оценке качества восстановления сигнала определялась величина стандартного отклонения от восстанавливаемого сигнала $\xi(\Omega) = \Sigma (E_{\text{THz}}(\tau_i) - S_{2\omega}(\tau_i))^2$. Поведение величины $\xi(\Omega)$ исследовалось в случае использования пробного импульса длительностью 120 фс.

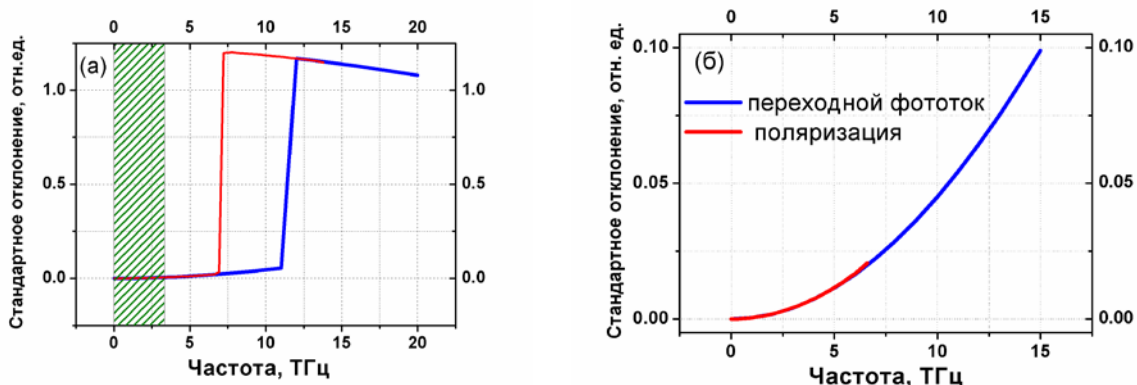


Рис. 1. Зависимость стандартного отклонения восстановленного сигнала от исходного в зависимости от частоты для поляризационного (красная кривая) и фототокового (синяя кривая) механизмов формирования сигнала ВГ.

Из графика следует, что с ростом частоты происходит монотонное ухудшение качества восстановления сигнала для обоих механизмов. При этом стоит отметить, что в случае фототока свободных электронов удастся восстановить более высокочастотные компоненты терагерцового сигнала. Скачкообразное ухудшение восстановленного сигнала для обоих механизмов связано с тем, что перестает восстанавливаться фаза исходного сигнала.

Кроме того было оценено значение концентрации в области перетяжки и, соответственно, значение для плазменной частоты в плазме оптического пробоя. Область ниже плазменной частоты изображена на графике заштрихованной областью. Таким образом, оказывается, что на низких частотах (1-3 ТГц) в условиях оптического пробоя будет происходить искажении процесса регистрации из-за рассеяния и дифракции низких частот на плазменном канале, что следует учитывать при выборе экспериментальных условий работы плазменно-лазерного метода регистрации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Cook D. J., Hochstrasser R. M. // *Optics Letters*. 2000. V. 25. P. 1210.
2. A.V. Borodin, *et. al.* // Accepted for publications to *Optics Letters* 21/02/2013.
3. Dai J., Xie X., Zhang X. C. // *Physical Review Letters*. 2006. V. 97. P. 103903-1.
4. Frolov A. A., Borodin A. V., Esaulkov M. N., Kuritsyn I. I., Shkurinov A. P. // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. 2012. V. 114. P. 893.

НЕСТАЦИОНАРНАЯ БРЭГГОВСКАЯ ДИФРАКЦИЯ КОРОТКОГО ОПТИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСА НА ИНДУЦИРОВАННОЙ РЕШЁТКЕ, ДВИЖУЩЕЙСЯ СО СВЕТОВОЙ СКОРОСТЬЮ

Т.А. Войтова, А.П. Сухоруков
 МГУ имени М.В.Ломоносова, физический факультет
 voytova@physics.msu.ru

В работе исследуется взаимодействие сигнального оптического импульса с бегущей индуцированной решеткой показателя преломления. Нестационарную решетку для оптического излучения можно получить, используя периодическую последовательность импульсов волны накачки, распространяющуюся в среде с кубичной нелинейностью [1,2]. Ранее был исследован эффект полного внутреннего отражения сигнального импульса от неоднородности, индуцированной одиночным импульсом накачки [3,4], когда расстройка групповых скоростей не превышала критическую величину. В настоящей работе изучена динамика взаимодействия пробного импульса с одним или несколькими импульсами на основной частоте. Найдены условия, при которых последовательность импульсов накачки ведет себя как пространственно-временной аналог решетки, обеспечивая полное отражение сигнала от наведенной неоднородности. Также исследована зависимость коэффициента отражения пробного импульса в результате взаимодействия с такой наведенной структурой от величины расстройки групповых скоростей, нелинейного изменения показателя преломления, а также от формы профиля индуцированной неоднородности.

Рассмотрим взаимодействие двух оптических импульсов на частотах ω_1 (накачка) и ω_2 (сигнал) в среде с керровской нелинейностью и дисперсией второго порядка. Уравнения для медленно меняющихся амплитуд импульсов имеют вид:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} = iD_1 \frac{\partial^2 A_1}{\partial \eta^2} - i\gamma_1 (|A_1|^2 + 2|A_2|^2) A_1 \quad (1)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} = iD_2 \frac{\partial^2 A_2}{\partial \eta^2} - \nu \frac{\partial A_2}{\partial \eta} - i\gamma_2 (|A_2|^2 + 2|A_1|^2) A_2, \quad (2)$$

где z – продольная координата; $\eta = t - z/u_1$ – бегущее время; $u_j = (\partial k_j / \partial \omega_j)^{-1}$ – групповая скорость; $\nu = u_2^{-1} - u_1^{-1}$ – расстройка обратных групповых скоростей; $D_j = 1/2 \partial^2 \omega_j / \partial k_{0j}^2$ – коэффициент дисперсии второго порядка; $\gamma_j = \frac{\pi \chi_3 \omega_j}{2cn_j}$ – коэффициент нелинейности, k_{0j} – волновое

число. В приближении малости амплитуды сигнального импульса по сравнению с амплитудой накачки $A_2 \ll A_1$, сигнал распространяется в

среде с нелинейно индуцированной неоднородностью показателя преломления:

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} = iD \frac{\partial^2 A_2}{\partial \eta^2} - \nu \frac{\partial A_2}{\partial \eta} - 2i\gamma_2 |A_1|^2 A_2. \quad (3)$$

Таким образом, для импульса на сигнальной частоте создается бегущая с групповой скоростью основного импульса индуцированная неоднородность, профиль которой повторяет распределение интенсивности волны накачки. Высокоинтенсивная накачка подается в виде одного или нескольких суб-импульсов, сигнальный импульс имел гауссов профиль. Система уравнений (1), (2) решалась численно, варьировались различные параметры: профиль и длительность импульса накачки, количество импульсов в решетке, расстояние между импульсами решетки, расстройка групповых скоростей, величина нормированного на интенсивность накачки коэффициента нелинейности.

При фиксированных значениях расстройки групповых скоростей, глубины неоднородности, длительности импульсов накачки, расстояния между ними численно рассчитывались коэффициенты отражения по энергии и прохождения для различного числа суб-импульсов в решетке. Увеличение количества импульсов в решетке приводит к полному отражению сигнала и отсутствию прохождения его через решетку, что показано на Рис. 1.

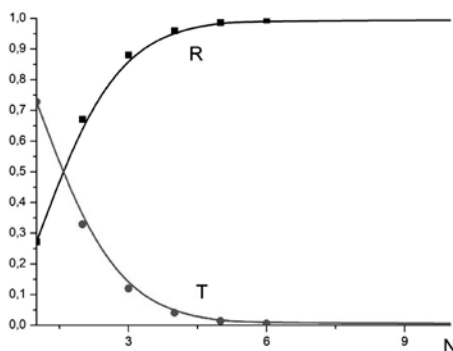


Рис. 1. Зависимость коэффициентов отражения R и прохождения T от количества субимпульсов накачки при фиксированных значениях $D = 0.02$, $\tau_1 = 0.3$, $\tau_2 = 26$, $\nu = 0.2$, $\eta_0 = 40$, $d = 6$, $\gamma_2 = 0.32$.

Таким образом, решетка, индуцированная последовательностью уже из шести импульсов накачки, практически не отличается от случая большого числа суб-импульсов.

На Рис. 2 показаны характерные особенности отражательной способности индуцированных решеток в зависимости от расстройки групповых скоростей для фиксированных значений глубины неоднородности, длительности импульсов накачки и расстояний между

ними. Для решетки из одного импульса коэффициент отражения монотонно падает с ростом расстройки. При увеличении количества суб-импульсов накачки зависимость перестает быть монотонной. Появляется дополнительный максимум в области $\nu = 0.2$. Отраженное от каждого следующего суб-импульса накачки излучение интерферирует, вся энергия отражается от индуцированной решетки. Таким образом, последовательность нескольких суб-импульсов накачки обеспечивает полное отражение даже при больших расстройках, превышающих критическое значение, рассчитанное для одного импульса накачки.

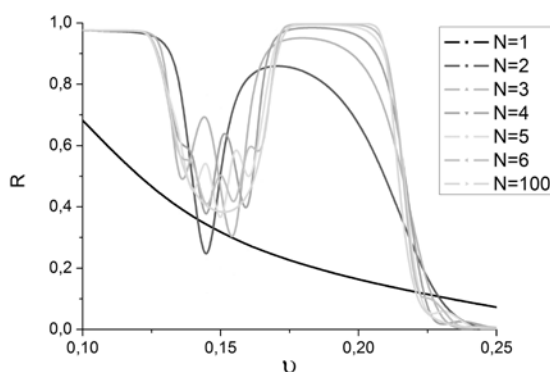


Рис. 2. Зависимость коэффициента отражения от величины расстройки групповых скоростей для различного числа импульсов накачки. $D = 0.02$, $\tau_1 = 0.3$, $\tau_2 = 26$, $\eta_0 = 40$, $d = 1$, $\gamma_2 = 0.32$.

Таким образом, исследовано отражение сигнального импульса от решетки показателя преломления, индуцированной цугом суб-импульсов накачки. Показано, что коэффициент отражения от такой структуры существенно зависит от параметров среды и самих взаимодействующих импульсов. Подбирая необходимые параметры, можно получить коэффициент отражения, изменяющийся в широких пределах, $0 \leq R \leq 1$.

Работа выполнена при поддержке грантами РФФИ № 11-02-00681 и №12-02-90023-Бел_а., фонда Династия.

ЛИТЕРАТУРА

1. G.I. Stegeman // Optical and Quantum Electronics, 1996. V. 28. P. 1691.
2. T. Pertsch, *et. al.* // Optics Letters, 2005. V. 30. № 2. P. 177.
3. V.E. Lobanov, A.P. Sukhorukov // Phys. Rev. A., 2010. V. 82. P. 033809.
4. А.П. Сухоруков, и др. // Известия РАН. Серия физическая, 2012. Т. 76. №3. С. 350.

ОПТОЭЛЕКТРОННЫЙ ГЕНЕРАТОР НА ОСНОВЕ ЯЧЕЙКИ С ТЕПЛОВОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

Д.А. Давтян, Г.А. Князев, А.П. Сухоруков

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова

g_knyazev@mail.ru

На основе оптоэлектронных автоколебательных систем могут быть разработаны методики измерений параметров вещества, а также созданы системы автоматического контроля оптических процессов. Известны автоколебательные системы, использующие электрооптические и акустооптические модуляторы, охваченные цепью положительной обратной связи. Работа подобных систем основана на управлении коэффициентом модуляции лазерного излучения сигналом с фотоприемника, принимающего выходное излучение. Большой интерес представляет акустооптический оптоэлектронный генератор: благодаря наличию запаздывания в системе обратной связи из-за низкой скорости ультразвука, в данном устройстве удастся реализовать множество режимов колебаний (в том числе и хаотические), а также режим стабилизации. Таким образом, наибольший интерес представляют оптоэлектронный колебательные системы с запаздыванием в цепи обратной связи.

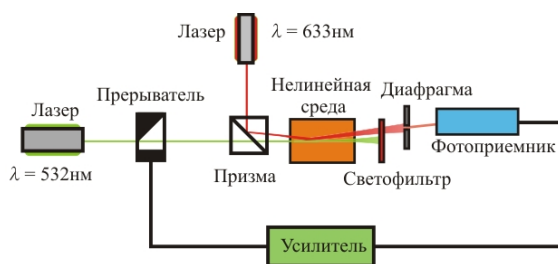


Рис. 1. Схема оптоэлектронной автоколебательной системы

Было экспериментально показано, что на основе эффекта полного отражения оптического сигнального пучка от пучка накачки в среде с тепловой нелинейностью удастся также реализовать автоколебательную систему. Для того, чтобы возбудить автоколебания использовалась система обратной связи (см. рис. 1) состоящая из фотоприемника, усилителя и электро-механического прерывателя. Как только сигнальный пучок при нелинейном отражении от пучка накачки попадал в фотоприемник, прерыватель отключал накачку. За счет того, что оптический отклик среды на нагрев является одновременно и нелокальным (свет отражается не от самого пучка накачки, а от некоторой неоднородности показателя преломления, значительно большего диаметра), и инерционным, на расстоянии от пучка накачки динамика температуры среды запаздывает относительно динамики пучка накачки на величину Δt . После отключения накачки на некотором расстоянии от источника тепла температура в среде

будет продолжать расти в течении интервала Δt , в то время как вблизи источника температура в среде начнет падать сразу же после отключения накачки. За счет этого интенсивность излучения, попадающего в щель фотоприемника будет продолжать расти, поэтому накачка включится только по истечении времени $2\Delta t$. Период автоколебаний в среде будет определяться временем запаздывания теплового отклика среды.

Для теоретического описания поведения исследуемой системы необходимо проанализировать следующие выражения:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + iD_1 \frac{\partial^2 A_1}{\partial x^2} = -\alpha_1(T - T_0)A_1 - \delta A_1, \quad (1)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + iD_2 \frac{\partial^2 A_2}{\partial x^2} = -\alpha_2(T - T_0)A_2, \quad (2)$$

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} - \chi \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \delta |A_1|^2, \quad (3)$$

$$A_1(x, 0, t) = \begin{cases} 0, & \text{при } \int_{x_1}^{x_2} A_2^2(x, l, t) dx \geq I_0 \\ A_0 e^{-(x-x_0)^2/\sigma^2}, & \text{при } \int_{x_1}^{x_2} A_2^2(x, l, t) dx < I_0 \end{cases} \quad (4)$$

где $A_j(x, z, t) = \sqrt{\epsilon_0 c_0 n_j} E_j(x, z, t)$ - нормированная амплитуда напряженности электрического поля волны накачки (1) и сигнальной волны (2), c_0 - скорость света в вакууме, ϵ_0 - диэлектрическая постоянная, n_j - показатель преломления на частоте ω_j , $T(x, z, t)$ - температура нагретой среды, T_0 - равновесная температура в отсутствие лазерного нагрева, $D_j = \frac{1}{2k_j}$ - коэффициент дифракции, $k_j = \frac{n_j \omega_j}{c_0}$ - волновое число на частоте ω_j , χ - коэффициент теплопроводности, $\alpha_j = \frac{k_j}{n_j} \frac{dn_j}{dT}$ - коэффициент теплового самовоздействия, $\frac{dn_j}{dT}$ - температурный градиент показателя преломления, x_1, x_2 - координаты, определяющие положения фотоприемника и l длина нелинейной среды.

Данная задача решена численно и была продемонстрирована возможность возбуждения автоколебаний в системе. Однако для определения закономерностей поведения автогенератора необходимо провести анализ уравнений (1)-(4). Будем считать, что самовоздействие, поглощение и дифракция оптических пучков не сильно влияют на исследуемые процессы, при этом предположим, что диаметр пучка накачки мал по сравнению с размерами оптической неоднородности, от которой отражается сигнальный пучок. В качестве амплитуды колебаний следует выбрать угол отклонения сигнального пучка. Будем считать, что колебания в системе возбудились и существуют продолжительное время с периодом t_0 и скважностью γ . Проанализируем уравнение (3) при условии, что волна накачки включается и отключается периодически с указанным

периодом и скважностью. Аналитическое решение уравнения (3) имеет вид:

$$\frac{\partial \Gamma}{\partial x} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n 2I_0 \cos\left(\frac{\pi n}{2x}\right)}{\pi(2n+1)x^2} \begin{cases} (1-e^{-\eta t/\gamma}) \frac{e^{-\eta t}}{1-e^{-\eta_0}}, & \text{при } |A_1(t)|^2 = 0 \\ (1-e^{-t_0(1-1/\gamma)}) \frac{e^{-\eta t}}{1-e^{-\eta_0}}, & \text{при } |A_1(t)|^2 = I_0 \end{cases} \quad (6)$$

где $a^2 = \frac{\chi}{\rho c_p}$, $\eta = (a\pi(2n+1)/l)^2$, I_0 – интенсивность накачки t – интервал времени между включением и выключением волны накачки. Очевидно, что автоколебания будут происходить при условии:

$$\frac{\partial \Gamma}{\partial x_{t=0}} = \frac{\partial \Gamma}{\partial x_{t=t_0/\gamma}}. \quad (7)$$

Анализ выражений (7) и (6) показывает, что устойчивые колебания в квазистационарном режиме могут существовать только при $\gamma = 2$. Из-за того, что траектория сигнального пучка в среде с градиентом показателя преломления не прямолинейная, необходимо определить эффективное значение координаты x . Если предположить, что угол отклонения сигнального пучка мал и равен $\theta_R \leq \theta_0$ (где θ_0 – угол падения сигнального пучка) при этом пучок совершает малые колебания вблизи этого угла, можно получить следующее выражение для амплитуды колебаний:

$$\delta\theta = \frac{\delta n(x_{\text{эф}}, t) x_{\text{эф}}^2 \sin \theta_0}{n_0 l}, \quad (8)$$

где $x_{\text{эф}} = \sqrt{\left(\frac{n_0}{\frac{\partial n}{\partial x} \sin \theta_0}\right)^2 + l^2}$, $\frac{\partial n}{\partial x}$ – постоянная линейная составляющая градиента показателя преломления, δn – малое периодическое возмущение градиента показателя преломления.

Таким образом, проведен теоретический анализ исследованной в эксперименте автоколебательной системы. Установлено, что период колебаний определяется рядом параметров, таких как угол падения сигнального пучка, размеры области взаимодействия, а также соотношением параметров среды $\chi/\rho c_p$.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 12-02-90023-Бел_а, 12-02-01119-а.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.И. Балакший, И.М. Синев // Квантовая электроника. 2004. Т. 34. № 3. С. 277.
2. В.И. Балакший, и др. // Радиотехника и электроника. 2005. Т. 50. № 9. С. 1169.

СОУДАРЕНИЕ ТРЕХМЕРНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ ПУЧКОВ В НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЕ

Д.М. Зверев, А.П. Сухоруков, В.Е. Лобанов, А.А. Калинович,
А.К. Сухорукова

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

Данная работа посвящена изучению несинхронного взаимодействия в квадратично-нелинейной среде трех лазерных импульсных пучков, амплитуды которых медленно меняются во времени и в пространстве. Импульсные пучки – это волны, которые ограничены во времени (вдоль направления распространения) и в пространстве (в поперечном направлении) [1-3].

Для изучения эффектов, возникающих в данном случае, было предпринято теоретическое исследование уравнений для медленно меняющихся амплитуд с учетом дифракции, дисперсии 2-го порядка и расстройки скоростей, задаваемых системой:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + i \left\{ D_{1x} \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + D_{1\tau} \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} \right\} = -i\gamma_1 A_3 A_2^*, \quad (1)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + i \left\{ D_{2x} \frac{\partial^2 A_2}{\partial x^2} + D_{2\tau} \frac{\partial^2 A_2}{\partial \tau^2} \right\} + v_2 \frac{\partial A_2}{\partial \tau} + \alpha \frac{\partial A_2}{\partial x} = -i\gamma_2 A_3 A_1^*, \quad (2)$$

$$\frac{\partial A_3}{\partial z} + i \left\{ D_{3x} \frac{\partial^2 A_3}{\partial x^2} + D_{3\tau} \frac{\partial^2 A_3}{\partial \tau^2} \right\} + v_3 \frac{\partial A_3}{\partial \tau} = i\Delta k A_3 - i\gamma_3 A_1 A_2, \quad (3)$$

Частоты связаны соотношением $\omega_1 + \omega_2 - \omega_3 = 0$, а волновые векторы имеют волновую расстройку $\Delta k = k_1 + k_2 - k_3$.

В случае достаточно большой волновой расстройки параметрическое взаимодействие, которое принимает характер каскадного процесса [4]. При рассмотрении слабого сигнала ($A_2 \ll A_1$) основные черты нелинейного взаимодействия импульсных пучков можно выявить с помощью решения только одного уравнения для амплитуды сигнала:

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \alpha \frac{\partial A_2}{\partial x} + v \frac{\partial A_2}{\partial \tau} + iD_{xnl} \frac{\partial^2 A_2}{\partial x^2} + iD_{\tau} \frac{\partial^2 A_2}{\partial \tau^2} = ik_2 n_2(x, \tau) A_2, \quad (4)$$

в котором $\tau = t - z/u_1$, $\alpha = \angle(\mathbf{k}_2, \mathbf{z})$, $v = u_2^{-1} - u_1^{-1}$, $D_x = \frac{1}{2k_2}$, $D_{\tau} = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2}$.

Уравнение (4) описывает распространение импульса в среде неоднородностью показателя преломления

$$n_{nl2} = n_2 |A_1(\tau, x, z)|^2, n_2 = const. \quad (5)$$

Численное моделирование динамики параметрического взаимодействия импульсных пучков позволяет выделить ряд эффектов таких как прохождение сигнала через накачку, двойное отражение, одинарное отражение, обтекание сигналом опорного импульсного пучка. Основное внимание уделяется полному внутреннему отражению сигнала от накачки (см. рис.1).

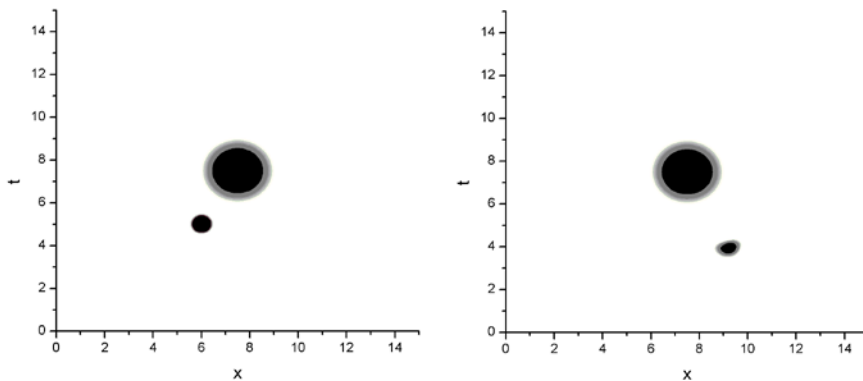


Рис. 1. Одинарное отражение сигнала от опорного импульсного пучка по времени

Результаты волновой теории сравниваются с результатами геометрической теории, полученными ранее [5].

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.С. Кившарь, Г.П. Агравал “Оптические солитоны” М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005.
2. А.П. Сухоруков “Нелинейные волновые взаимодействия в оптике и радиофизике” М.: Наука, 1988.
3. Y. Silberberg // Opt. Lett. 1990. V. 15. Issue 22, P. 1282-1284.
4. V.E. Lobanov, A.P. Sukhorukov // Phys. Rev. Lett. 2010. A. 82. 033809.
5. Д.М. Зверев, В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков // Сборник трудов участников XIII Всероссийской школы-семинара «Физика и применение микроволн» («Волны-2011»).

УСИЛЕНИЕ ЭФФЕКТА ГУСА-ХЕНХЕН ПРИ ОТРАЖЕНИИ ОТ ГРАДИЕНТНОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ

Д.О. Игнатьева, А.П. Сухоруков

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова

ignatyeva@physics.msu.ru

Известно, что для оптического пучка, испытывающего полное внутреннее отражение при падении из более плотной в менее плотную среду имеет место эффект Гуса-Хенхен, проявляющийся в продольном сдвиге пучка по отношению к предсказываемой геометрической оптикой траектории распространения. Такой сдвиг связан с возбуждением поверхностных волн, экспоненциально затухающих в менее плотной среде. В настоящее время предложен ряд способов усиления эффекта Гуса-Хенхен, например, при возбуждении поверхностных волн при отражении от фотонного кристалла [1]. Напротив, при отражении, происходящем от градиентного изменения показателя преломления (то есть, в случае, когда показатель преломления плавно уменьшается при переходе из более в менее оптически плотную среду) сдвиг Гуса-Хенхен уменьшается [2].

Однако в ряде задач отражения от индуцированной неоднородности [3,4], зависимость показателя преломления от пространственной координаты имеет немонотонный вид. Можно ожидать, что в некоторых случаях сдвиг Гуса-Хенхен будет усиливаться за счет увеличения глубины проникновения экспоненциально затухающих в области с меньшим показателем преломления компонент.

Для упрощения анализа рассмотрим случай, когда отражение происходит от среды с созданным линейным градиентом показателя преломления. Пусть первая среда однородна и имеет показатель преломления n_1 , показатель преломления второй среды линейно изменяется:

$$n_2(x) = n_1 - \Delta n + \alpha x, \quad (1)$$

где Δn – разница показателей преломления 1 и 2 сред на границе $x = 0$, коэффициент α описывает градиент неоднородности. Также будем считать, что $x = \Delta n/|\alpha|$ соответствует началу однородной среды с соответствующим показателем преломления. Для определенности будем рассматривать пучки TE поляризации (TM поляризация может быть рассмотрена аналогично).

Зависимость поперечного сдвига пучка от величины градиента показателя преломления второй среды представлена на рис. 1.

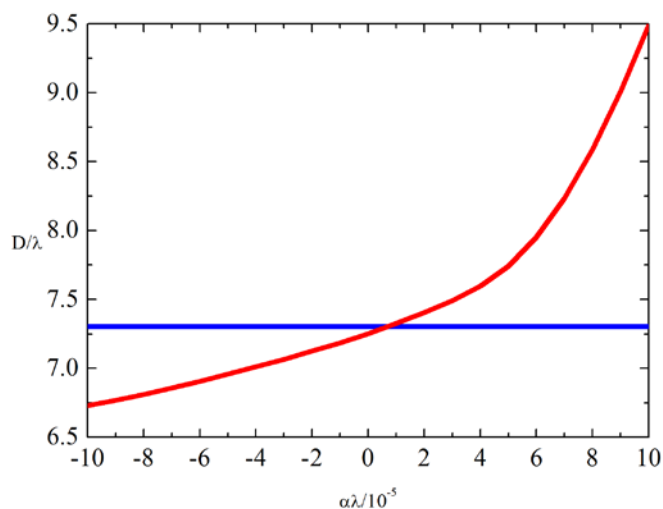


Рис. 1. Зависимость величины сдвига Гуса-Хенхен D от градиента показателя преломления α (красная линия). Синим цветом изображена величина сдвига Гуса-Хенхен при отражении от однородной границы.

Значения $\alpha > 0$ соответствуют увеличению показателя преломления второй среды по мере удаления от границы раздела. В этом случае экспоненциально затухающие компоненты проникают во вторую среду глубже, и, таким образом увеличивают сдвиг Гуса-Хенхен. В случае $\alpha < 0$ происходит обратный эффект уменьшения эффекта Гуса-Хенхен по сравнению со сдвигом, приобретаемым при отражении от однородной среды, для которой справедлива формула:

$$D = \frac{2 \cos \theta}{k \sqrt{2 \frac{\Delta n}{n_1} - \sin^2 \theta - \left(\frac{\Delta n}{n_1}\right)^2}} \quad (2)$$

Таким образом, при отражении от индуцированной гауссовым пучком накачки можно ожидать усиления сдвига Гуса-Хенхен в случае отражения от близкой к максимуму неоднородности области, и ослабления в противоположном случае.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.В. Москаленко, И.В. Соболева, А.А. Федянин // Письма в ЖЭТФ. 2010. Т. 91. №8. С. 414–418.
2. W. Loffer *et al* // Optics Communications. 2010. V. 283. P.3367-3370.
3. D.O. Ignatyeva, A.P. Sukhorukov // Applied Physics A. V. 109. No. 4. P.813-818.
4. V.E. Lobanov, A.P. Sukhorukov // Physical Review A. 2011. V. 84. No. 2. P. 023821.

ПОЛНОЕ ВНУТРЕННЕЕ ОТРАЖЕНИЕ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ДВУХ МЕЗОФАЗ В НЕМАТИЧЕСКОМ ЖИДКОМ КРИСТАЛЛЕ

О.С. Кабанова, А.А. Комар, Е.А. Мельникова, И.И. Оленская

Белорусский Государственный университет

Irochek_olenskaya@tut.by

Перспективной средой для создания управляемых переключателей световых потоков являются жидкие кристаллы. Они обладают большой величиной оптической анизотропии и возможностью ее управления посредством малых внешних напряжений.

В данной работе были разработаны и изготовлены жидkokристаллические (ЖК) ячейки с управляемой границей раздела двух мезофаз. Реализация границы раздела показателей преломления производилась двумя способами: травлением электрода и натиранием ориентирующего покрытия.

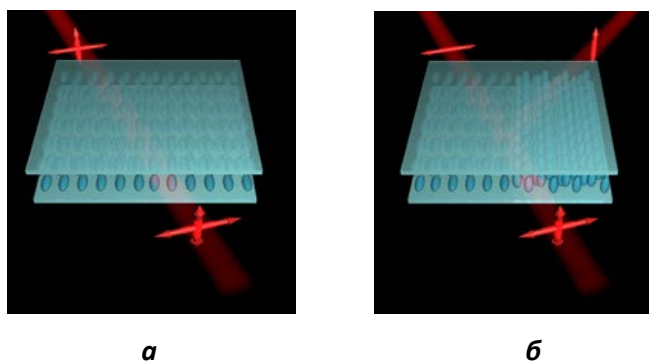


Рис. 1. Демонстрация эффекта отражения света от границы раздела показателя преломления в жидком кристалле (способ: травление электрода)

Первый метод основан на частичном стравливании электрода с поверхности подложки ЖК ячейки и формировании границы раздела с помощью внешнего электрического поля. Принцип формирования границы раздела представлен на рисунке 1. При выключенном напряжении жидкий кристалл однородно ориентирован по всему объему ЖК ячейки (планарная ориентация) и границы раздела нет (Рис. 1а). При включении внешнего электрического поля, вследствие эффекта Фредерикса [1], происходит переориентация жидкого кристалла в половине ячейки с электродом (гомеотропная ориентация), когда во второй половине ячейки остается планарная ориентация директора ЖК. Таким образом, появляется граница раздела двух областей ЖК с различной топологией ориентации директора ЖК (Рис. 1б). Для вертикальной компоненты поляризации лазерного луча выполняется условие полного внутреннего отражения от

границы, поскольку луч падает из области с большим показателем преломления (возбуждена необыкновенная волна) в область его меньшего значения (возбуждена обыкновенная волна). Вторая поляризационная мода (поляризация в плоскости ЖК ячейки) проходит границу, не изменяя направления, поскольку является обыкновенной волной в обеих областях ЖК ячейки.

Второй метод основан на механическом натирании ориентирующего покрытия. Градиент показателей преломления создается за счет изменения направления ориентации директора в планарном ЖК-слое (Рис. 2а). В этом случае, при включении внешнего поля граница раздела мезофаз исчезает, поскольку неоднородная планарная ориентация изменяется на гомеотропную во всем объеме ЖК (Рис. 2б). В отсутствие напряжения для горизонтальной компоненты поляризации лазерного луча выполняется условие полного внутреннего отражения: луч падает из области с большим показателем преломления (возбуждена необыкновенная волна) в область его меньшего значения (возбуждена обыкновенная волна). Вторая поляризационная мода (вертикальная поляризация) является обыкновенной волной в обеих областях ЖК ячейки и не меняет направления распространения.

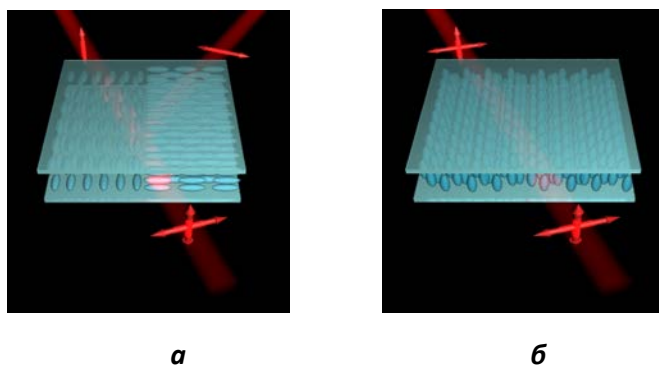


Рис. 2. Демонстрация эффекта отражения света от границы раздела показателя преломления в жидком кристалле (способ: натирание ориентирующего покрытия)

Основываясь на представленном эффекте, возможно переключение направления распространения вертикальной (горизонтальной) составляющей поляризации света с помощью электрического напряжения, а при распространении обеих компонент поляризации их пространственное разделение.

На основе разработанных методов экспериментально исследован эффект отражения на границе раздела двух мезофаз. Линейно поляризованное лазерное излучение, попадая на границу раздела области, в которой вектор поляризации света параллелен директору жидкого кристалла ($n_e = 1,67$), с областью, где жидкий кристалл ориентирован

перпендикулярно директору ($n_o = 1,49$), испытывает отражение для такой геометрии эксперимента.

На рисунке 3 представлена схема экспериментальной установки. Линейно поляризованное излучение *He-Ne* –лазера (1) вводилось в ЖК капилляр со стороны границы раздела ЖК – воздух вдоль поверхности жидкокристаллического элемента. Использовался набор фильтров (2) для управления мощностью лазерного излучения. С помощью пластинки $\lambda/2$ (3) изменялась поляризация света на вводе в ячейку. В качестве системы ввода излучения в ячейку использовалась собирающая линза (4). К ЖК ячейке подключался генератор напряжения (7) с усилительным блоком (8). К электродам ЖК ячейки подавалось переменное напряжение. Распространение света внутри ЖК слоя регистрировалось с помощью ПЗС камеры (6) расположенной сверху ячейки. Обработка экспериментальных результатов производилась при помощи персонального компьютера.

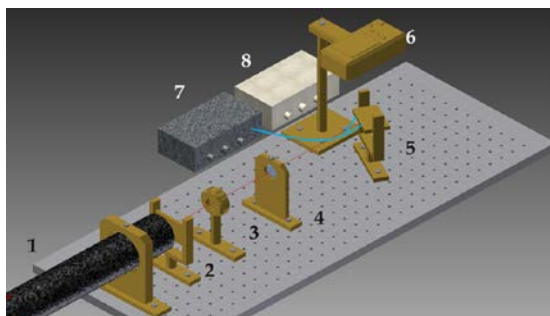


Рис. 3 . Схема экспериментальной установки: 1 - He-Ne лазер; 2 – фильтры; 3 – пластинка $\lambda/2$; 4 – собирающая линза; 5 – ЖК-ячейка; 6 – ПЗС-матрица; 7 – генератор сигналов; 8 – усилительный блок.

Экспериментальные фотографии, представленные на рисунке 4, демонстрируют процесс распространения (отражения и преломления) света в зависимости от поляризации излучения на вводе в ЖК ячейку.

На рисунке 4а представлены результаты экспериментального исследования особенностей распространения линейно поляризованного света в ЖК ячейке с границей раздела двух мезофаз, реализованной методом травления электрода. Как видно из рисунка 4а, для вертикальной поляризации лазерного излучения (0° – возбуждена необыкновенная волна, излучение распространяется из области с большим показателем преломления в область с меньшим показателем преломления), как и ожидалось, мы наблюдаем отраженную компоненту излучения, при горизонтальной (90° – возбуждена обыкновенная волна, излучение распространяется в ЖК слое с однородным показателем преломления) – свет проходит прямо, не претерпевая отражения. При промежуточных значениях поляризации лазерного излучения (45° – возбуждены две ортогональные поляризационные моды), мы видим обе компоненты излучения.

Для ячейки с границей раздела двух топологий ориентации, реализованной на основе метода натирания, процесс распространения излучения (отражения и преломления) в зависимости от поляризации света на вводе в ЖК ячейку имеет качественно иной характер. Здесь, при горизонтальной поляризации лазерного излучения (90°), мы наблюдаем отраженную компоненту излучения, а при вертикальной (0°) – прошедшую. При промежуточных значениях поляризации лазерного излучения (45°), как и в предыдущем случае, наблюдаются обе компоненты излучения.

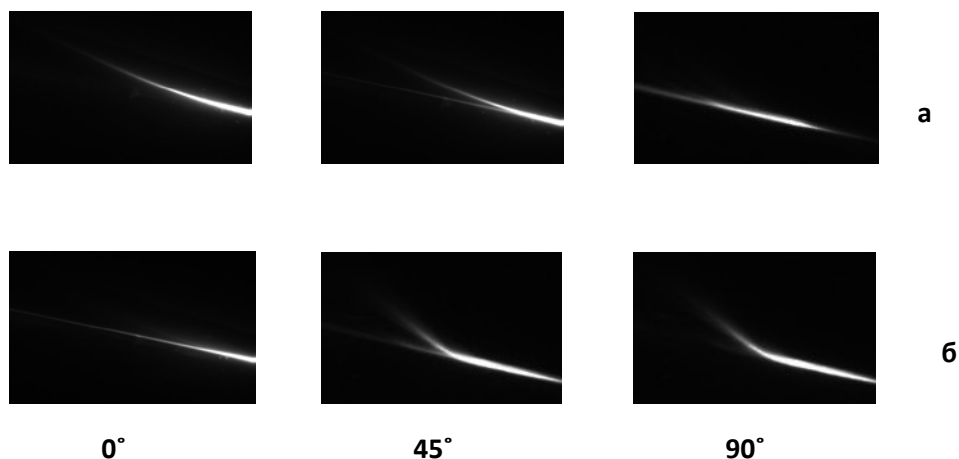


Рис. 4. Распространение лазерного излучения на границе раздела двух мезофаз. а - ЖК-ячейка на основе травления электрода; б - ЖК-ячейка на основе метода натирания

Таким образом, разработанные и созданные в работе ЖК элементы с электрически контролируемой границей раздела двух мезофаз с различной топологией ориентации директора могут выступать в качестве базовых элементов для управления светом в оптических устройствах и разделения ТМ и ТЕ мод.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.М. Блинов “Электро- и магнитооптика жидких кристаллов”, М.:Наука, 1978.

ЗАПИСЬ И ВОСПРОИЗВЕДЕНИЕ ОДНОФОТОННЫХ СОСТОЯНИЙ В СИСТЕМАХ С КОНТРОЛИРУЕМЫМ ПРОСТРАНСТВЕННЫМ СИНХРОНИЗМОМ

А.А. Калачёв¹, Ш. Жанг², О.А. Кочаровская²
¹*КФТИ КазНЦ РАН*
²*Texas A&M University*
a.a.kalachev@mail.ru

Разработка оптической квантовой памяти (КП) является одной из актуальных задач современной квантовой оптики и информатики [1–4]. В частности, запись и воспроизведение однофотонных волновых пакетов (однофотонных импульсов) является необходимой составляющей различных протоколов дальнедействующей оптической квантовой связи и полноценных оптических квантовых вычислений. Во всех известных схемах КП, основанных на взаимодействии электромагнитного поля с многоатомными системами, предполагается, что для записи и воспроизведения временной формы слабых оптических импульсов необходимо использовать либо неоднородное уширение резонансного перехода (фотонное эхо), либо модулирование амплитуды контрольного поля (электромагнитно-индуцированная прозрачность или нерезонансное рамановское взаимодействие). Однако существует ещё одна возможность – непрерывная манипуляция пространственным синхронизмом в протяжённой многоатомной системе. Такую манипуляцию можно осуществить за счёт изменения показателя преломления резонансной среды [5, 6] или за счёт угловой модуляции контрольного поля [7]. При этом в обоих случаях отпадает необходимость в использовании неоднородного уширения резонансных переходов или модуляции амплитуды контрольного поля. В частности, схема [7] математически эквивалентна оптической КП на основе фотонного эха с продольным градиентом неоднородного уширения резонансного перехода [8], позволяя, таким образом, совместить два подхода: нерезонансное рамановское взаимодействие и градиентное эхо, оставаясь в рамках первого. Разработанный метод, с одной стороны, не требует синхронизации контрольного поля с однофотонным импульсом, а с другой – может быть реализован в системах, которые не позволяют использовать линейный эффект Штарка или Зеемана для управления неоднородным уширением или электрооптический эффект для управления показателем преломления.

Идея предложенного метода проиллюстрирована на рис. 1. В процессе нерезонансного рамановского взаимодействия полей волновой вектор контрольного поля поворачивается, так что информация о временной форме однофотонного импульса обратимым образом проецируется на пространственную решётку спиновой когерентности, создаваемой на

рамановском переходе. Эффективная полоса поглощения определяется скоростью поворота волнового вектора контрольного поля, во время которого многоатомная система с однородным распределением частоты резонансного перехода вдоль направления распространения света становится эквивалентна системе с неоднородным уширением, обладающим продольным линейным градиентом.

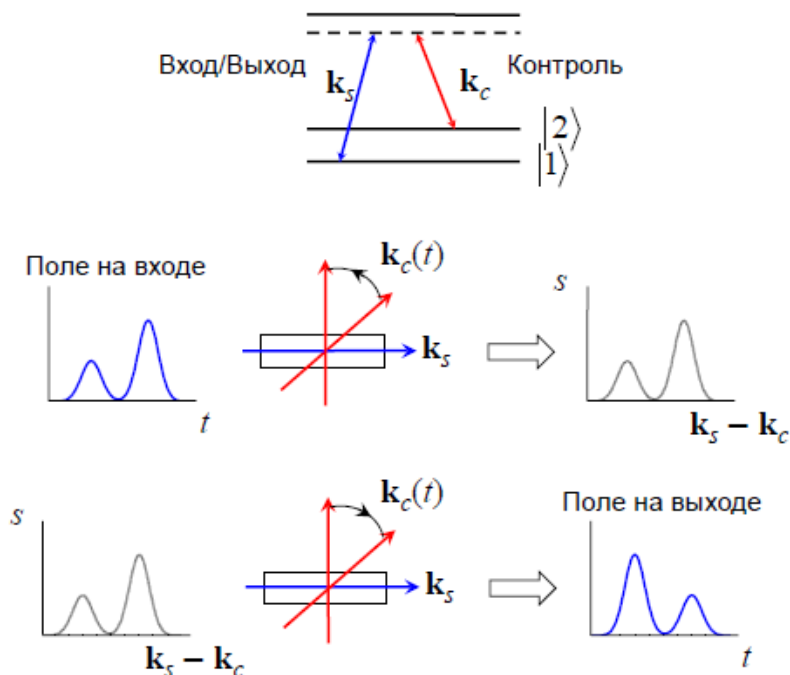


Рис. 1. Запись и воспроизведение однофотонного волнового пакета посредством угловой модуляции контрольного поля. s – амплитуда спиновой волны, создаваемой на рамановском переходе $|1\rangle - |2\rangle$, k_s и k_c – волновые векторы входного/выходного и контрольного полей, соответственно.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.I. Lvovsky, B.C. Sanders, W. Tittel // Nature Photonics. 2009. V. 3. P. 706.
2. K. Hammerer, A.S. Sørensen, E.S. Polzik // Rev. Mod. Phys. 2010. V. 82. P. 1041.
3. W. Tittel, M. Afzelius, T. Chanelière, et al. // Laser & Photonics Rev. 2010. V. 4. P. 244.
4. C. Simon, M. Afzelius, J. Appel, et al. // Eur. Phys. J. D. 2010. V. 58. P. 1.
5. A. Kalachev, O. Kocharovskaya // Phys. Rev. A. 2011. V. 83. P. 053849.
6. J. Clark, K. Heshami, C. Simon // Phys. Rev. A. 2012. V. 86. P. 013833.
7. X. Zhang, A. Kalachev, O. Kocharovskaya // Phys. Rev. A. 2013. V. 87. P. 013811.
8. A.L. Alexander, J.J. Longdell, M.J. Sellars, N.B. Manson // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 043602.

ПРОГРАММНЫЙ ПРОДУКТ «МТВЕАМ» ДЛЯ РАСЧЕТА И ВИЗУАЛИЗАЦИИ ЭВОЛЮЦИИ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СРЕДАХ

Д.А. Кислин, М.А. Князев, С.А. Козлов

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет
информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия
kislin.dmitriy@gmail.com

В условиях широкого распространения персональных компьютеров, ноутбуков, планшетных электронных устройств, а также развития технологий параллельных вычислений на суперкомпьютерах стала стремительно развиваться область научных и инженерных задач, связанных с моделированием различных физических и технологических процессов, а в частности процессов связанных с распространением лазерных импульсов из малого числа колебаний в диэлектрических средах. Для решения таких задач существуют т. н. математические пакеты (Mathcad, Matlab), пакеты визуализирования одномерных и многомерных массивов данных на основе расчетов программ моделирования или программные продукты в основе которых лежит метод FDTD.

В рамках данной работы в процессе теоретического исследования динамики сверхкоротких оптических импульсов терагерцового диапазона ставших объектом огромного интереса по всему миру благодаря появлению перспективам его применения в областях биомедицины (терагерцовая спектроскопия) и обеспечения безопасности (сканеры) был разработан программный комплекс «МТВЕАМ».

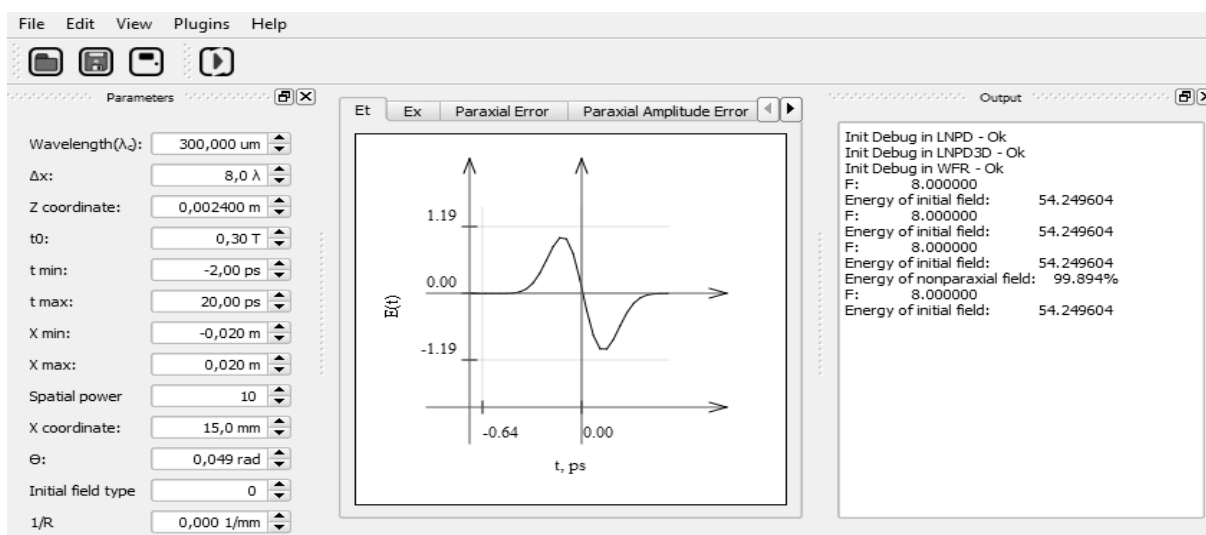


Рис. 1. Окно программного продукта МТВЕАМ

Главные особенности программного комплекса: удобное представление результатов расчета динамики импульсов в виде

одномерных, двумерных или трёхмерных графиков в режиме реального времени; система плагинов — позволяющая подключать и решать задачи не входящих в основной дистрибутив продукта; удаленный запуск задач на суперкомпьютере.

Для целей исследования основной задачей являлась разработка программных модулей, предназначенных для моделирования задач дифракции двумерных и трёхмерных световых импульсов со сверхширокими временными и пространственными спектрами в диэлектрической среде [1], а также моделирование восстановления исходного волнового фронта электрического поля импульса по его известному распределению на некотором пройденном им расстоянии. В качестве математической модели описания динамики импульсов использовался спектральный подход, так как при выводе уравнений эволюции их спектров не требуются приближения ни медленно меняющейся огибающей, ни медленно меняющегося профиля [2].

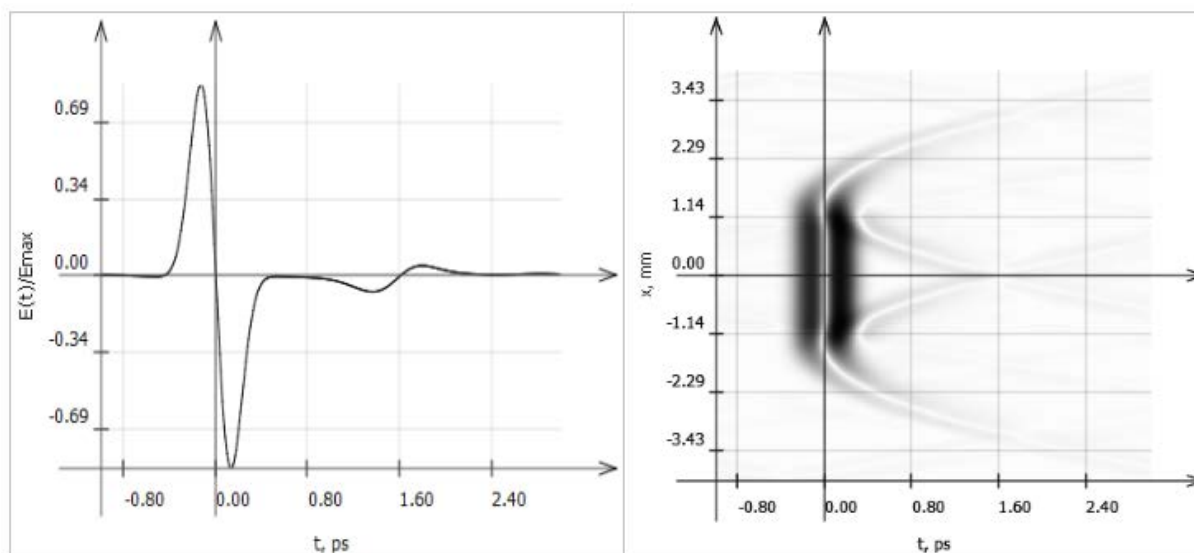


Рис. 2. Временной профиль (слева) и пространственно-временное распределение амплитуды электрического поля (справа) на расстоянии $z=2.4$ мм

ЛИТЕРАТУРА

1. Козлов С.А., Самарцев В.В. Оптика фемтосекундных лазеров. СПб: СПбГУ ИТМО, 2007. 218с.
2. Ezerskaya A.A., Ivanov D.V., Kozlov S.A., Kivshar Y.S. Spectral Approach in the Analysis of Pulsed Terahertz Radiation // Infrared, Millimeter and Terahertz Waves, Year 2012, Volume 33, Issue 9, pp 926-942.

ДЕГРАДАЦИЯ МОЩНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

О.И. Коваль¹, А.Г. Ржанов², Г.А. Соловьёв¹
¹НИУ МЭИ

²МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет
solovyevgra@gmail.com, rjanov@mail.ru

Основной задачей при создании мощных инжекционных полупроводниковых лазеров является увеличение выходной мощности излучения без существенного ухудшения остальных параметров. Лазеры на основе асимметричной гетероструктуры InGaAs/GaAs/AlGaAs с расширенным волноводом достигают мощности 16 Вт [1, 2] в непрерывном режиме генерации.

В лазерах указанного типа носители заряда поставляются в активную область путём инъекции из эмиттеров в волноводную область и далее в квантовую яму (КЯ). Вследствие конечности скорости захвата происходит накопление инжектированных носителей в волноводной области и их перераспределение между подзонами КЯ. При этом имеет место спонтанная рекомбинация. Поскольку зависимость скорости такой рекомбинации от концентрации носителей суперлинейная, то с ростом тока уменьшается внутренняя квантовая эффективность вынужденного излучения в КЯ и ватт-амперная характеристика (ВтАХ) становится сублинейной [2, 3].

Мы предполагаем, что деградация лазера и наличие сублинейности на ВтАХ устройства опосредованно связаны между собой. Причины медленной деградации лежат в процессах движения дефектов, дислокаций и взаимной диффузии атомов в пределах волноводного слоя и активных квантово-размерных слоёв. Представляет интерес сглаживание границ слоёв, которое происходит при регулярном или длительном разогреве волноводной области за счёт джоулевой энергии. В мощных инжекционных лазерах положение спектра излучения определяется расположением и шириной подзон в КЯ, которые могут трансформироваться под влиянием длительного разогрева.

Параметры материалов активной и волноводных областей исследуемых лазеров сведены в таблицу 1.

Таблица 1. Параметры слоев

№	Слой	Состав	E_g , эВ	Толщина
1	Волновод	$\text{In}_{0.26}\text{Ga}_{0.74}\text{As}_{0.47}\text{P}_{0.53}$	1.65	1.05 μm
2	Квантовая яма	$\text{In}_{0.14}\text{Ga}_{0.86}\text{As}$	1.268	120Å
3	Волновод	$\text{In}_{0.26}\text{Ga}_{0.74}\text{As}_{0.47}\text{P}_{0.53}$	1.65	0.65 μm

В экспериментах проводились измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ) и ВтАХ, а также спектров излучения лазеров при различных токах накачки. Были обнаружены существенные изменения указанных характеристик после 30-часовой работы лазеров в течение недели. При этом наблюдалось наполнение спектра излучения новыми составляющими (см. рис. 1) – он становился менее изрезанным, происходило увеличение последовательного сопротивления диода и его дифференциального сопротивления. Наблюдалось уменьшение наклона ВтАХ, т.е. дифференциальной эффективности лазера.

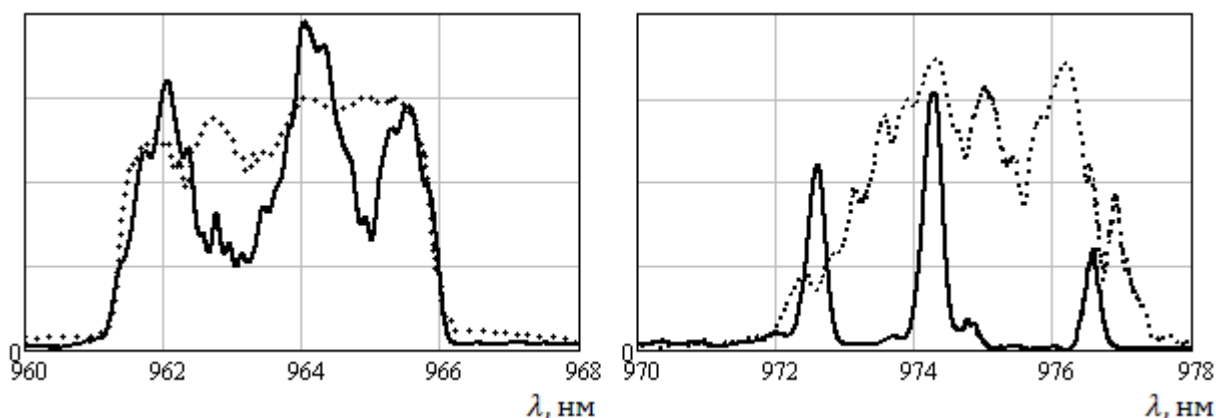


Рис. 1. Спектры лазеров до (сплошная линия) и после (пунктир) наработки.

При этом было обнаружено, что от числа пиков и наполненности спектра излучения в начале работы лазера зависит его срок службы: чем больше пиков, тем более быстрыми темпами идет деградация. Так, в левой части рис. 1 изображены спектры лазера, прослужившего до полной деградации меньшее время, чем на правом.

Для исследуемых лазеров был проведен расчет уровней энергии в КЯ. Расчет проводился с учетом напряжений, возникающих в квантоворазмерном активном слое [4].

Наблюдаемые в спектрах линии излучения соответствуют переходам между подзонами $1ee-1hh$ в КЯ. Этот вывод подтверждается тем, что различие в энергии ближайших переходов $1ee-1hh$ и $1ee-1lh$ по расчёту оказывается значительно больше, чем ширина наблюдаемого спектра. Лазеры имеют одну поперечную (трансверсальную) моду. Для указанной длины резонатора расстояние между продольными модами составляет менее 0.1 нм, что гораздо меньше расстояния между пиками в спектре излучения. Это свидетельствует о том, что мы наблюдаем спектры латеральных мод. Поэтому появление нескольких пиков излучения и увеличение их числа со временем работы лазеров мы объясняем эффектами, связанными с формированием латеральных мод.

В полосковых лазерах с широким контактом (в данных лазерах около 100 мкм) и большой длиной резонатора (1-2 мм) нарушается когерентность между излучением в пределах ширины активной области, в частности, на

её противоположных краях. Это вызвано тем, что длина когерентности в полупроводниковых лазерах составляет 1-4 см, что всего в 10-20 раз больше длины резонатора. В результате после 5-10 «пробегов» волны по длине резонатора происходит потеря фазировки излучения. За это время канал генерации успевает сместиться (расшириться) на несколько микрон, после чего фазовые условия генерации срываются. На ширине 100 мкм образуется несколько не связанных по фазе каналов генерации, которые могут поддерживаться эффектом самофокусировки за счёт наведённой «тепловой линзы», либо за счёт эффекта нелинейной рефракции при пространственном «выжигании» носителей. Эксперименты показывают, что при ширине активной области 100 мкм возникает 3 канала, что согласуется с величиной длины амбиполярной диффузии носителей в активном слое – 5-10 мкм [5]. Длина диффузии неравновесных носителей определяет поперечный размер канала генерации. Эффект расщепления излучения на каналы носит фундаментальный характер, так как порождён конечным временем и длиной когерентности излучения. В процессе наработки лазера, с ростом числа дефектов, длина диффузии носителей уменьшается. Это приводит к увеличению числа каналов генерации и наполнению спектра излучения лазера, что и наблюдалось в экспериментах.

Таким образом, можно заключить, что более однородной и менее дефектной структуре мощного лазера с КЯ соответствует частотный спектр с минимальным количеством узких пиков, отвечающих за различные пространственные каналы генерации. И чем больше изначальная неоднородность и дефектность структуры, тем быстрее наступает деградация. Поэтому по первоначальному спектру излучения лазера можно судить о сроке его службы.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.В. Кабанов, Е.В. Лебедев, Г.И. Рябцев, А.С. Смаль, М.А. Щемелев, Д.А. Винокуров, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов // ФТП. 2012. Т. 46. С. 1339.
2. С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, Н.А. Пихтин, К.С. Борщев, Д.А. Винокуров, И.С. Тарасов // ФТП. 2006. Т. 40. С. 1017.
3. З.Н.Соколова, И.С.Тарасов, Л.В.Асрян // ФТП. 2011. Т. 45. С. 1533.
4. М.Р.С.М. Krijn // *Semicond. Sci. Technol.* 1991. V. 6. P. 27.
5. М.М. Tashima, L.W. Cook, G.E. Stillman // *Journal of Electronic Materials.* 1982. V. 11. No. 4. P. 831.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ ЗЕРКАЛ ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ КОГЕРЕНТНЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ ИМПУЛЬСОВ

В.А. Корниенко¹, В.В. Кулагин^{1,2}, В.А. Черепенин¹

¹ИРЭ РАН, Моховая 11, Москва

²ГАИШ МГУ, Университетский просп. 13, Москва

В настоящее время существует огромная потребность в создании мощного и компактного источника коротких рентгеновских импульсов. Когерентные аттосекундные импульсы рентгеновского диапазона могут найти широчайшее применение от визуализации динамических состояний сложных молекул до медицинской диагностики. Одним из способов генерации коротких рентгеновских импульсов является использование Томсоновского рассеяния встречных фотонов на релятивистских электронах. Однако обычно такая схема дает некогерентные импульсы рентгеновского диапазона. Для генерации когерентных рентгеновских импульсов длина пучка электронов должна быть достаточно малой (рассеяние на релятивистском электронном зеркале). Эта схема позволяет полностью контролировать параметры отраженного импульса, в частности, форму его огибающей, разность фаз между несущей и огибающей, частоту, амплитуду и др. В настоящей работе представлены результаты численного моделирования формирования релятивистских электронных зеркал мощным лазерным импульсом из нанопленок и отражение встречного пробного импульса от таких зеркал.

Одиночные сгустки электронов, имеющие релятивистскую скорость направленного движения и близкую к твердотельной плотность электронов, могут быть сформированы с помощью современных лазерных установок петаваттного уровня с длительностью импульса в несколько десятков фемтосекунд [1,2]. При этом необходимыми условиями являются неадиабатическая форма лазерного импульса (т.е. импульс должен иметь длительностью фронта меньше длины волны излучения) и достаточно большая амплитуда импульса, превышающая определенный порог. При нормальном падении такого импульса, например, на пленку нанометровой толщины возможно полное вытеснение электронов из нанопленки в направлении распространения импульса, при этом электроны приобретают релятивистские скорости за времена, значительно меньшие периода лазерного поля. Толщина сформированных электронных сгустков может составлять единицы нанометров, а диаметр сгустков оказывается на уровне нескольких десятков микрон (диаметр сфокусированного лазерного импульса), что значительно больше их толщины; в результате сформированные сгустки могут использоваться в качестве релятивистских электронных зеркал.

Основным препятствием для практической реализации идеи

формирования релятивистских электронных зеркал из нанопленок является недостаточная крутизна фронта ускоряющих лазерных импульсов. Для импульсов с пологим фронтом время жизни электронных сгустков оказывается небольшим, или они не формируются вовсе. Один из возможных методов увеличения крутизны фронта может быть основан на эффекте обострения петаваттного лазерного импульса при его взаимодействии с твердотельными нанопленками. Широкий контроль параметров сформированного импульса предоставляет концепция формирования, в которой используются плазменные слои с толщиной в несколько длин волн лазера и плотностью, в 3-20 раз превышающей критическую [3]. В настоящей работе с помощью численного моделирования найдены параметры плазменных слоев, позволяющие формировать мощные неадиабатические электромагнитные импульсы петаваттного уровня, фронт которых имеет длительность, меньшую периода поля, а амплитуда первой полуволны оказывается практически равной максимальной амплитуде импульса.

На рис. 1 представлено релятивистское электронное зеркало, сформированное импульсом с обостренным фронтом, через 4 периода после начала взаимодействия. Толщина релятивистского электронного зеркала в начале взаимодействия уменьшается, а затем растет и составляет в момент времени, соответствующий рис. 1, около 15 нм. Диаметр плоской части зеркала равен 30λ , что несколько меньше диаметра импульса (40λ). Среднее значение продольного импульса составляет около 43 (импульс нормирован на mc) при относительном разбросе менее 1.5%.

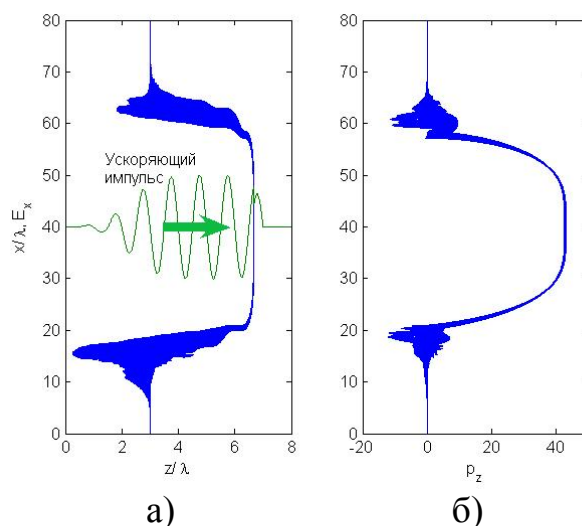


Рис. 1. Релятивистское электронное зеркало (а) через 4 периода после начала взаимодействия, сформированное импульсом с обостренным фронтом и максимальной нормированной амплитудой $a_0 = 10$ из мишени толщиной 6 нм с плотностью электронов $n_0 = 3.1 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ и фазовый пространство $x-p_z$ для зеркала (б) (импульс нормирован на mc). Диаметр импульса составляет 40λ . Поле ускоряющего импульса смещено по вертикальной оси для наглядности.

Отражение встречного пробного импульса от релятивистского электронного зеркала, сформированного ускоряющим импульсом с обостренным фронтом, представлено на рис. 2. Пробный импульс имеет полную длительностью 2λ (по уровню $1/e$), диаметр импульса составляет 16λ , а его амплитуда равна амплитуде ускоряющего импульса (нормированная амплитуда поля $a_1 = 10$). Отраженный импульс по форме напоминает пробный импульс; длина волны отраженного излучения изменяется от 12 нм до 14 нм, что связано с изменением продольного импульса релятивистского электронного зеркала в процессе его ускорения. Длительность отраженного импульса по уровню e^{-1} составляет около 3 периодов колебаний (120 аттосекунд) и оказывается несколько увеличенной по сравнению с длительностью пробного импульса (2 периода), что связано с

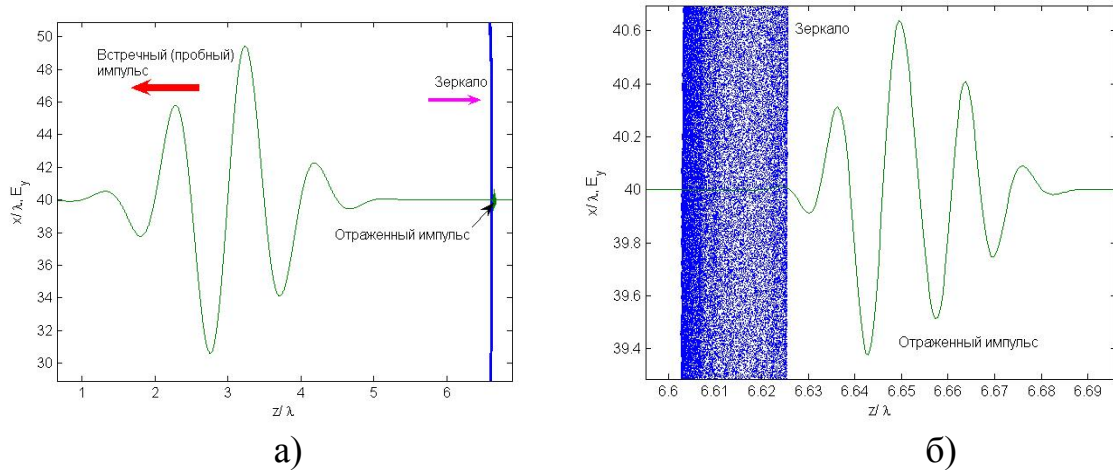


Рис. 2. (а) Встречный (пробный) импульс после прохождения через релятивистское электронное зеркало. Справа виден отраженный импульс. (б) Поле отраженного импульса на оси пучка в увеличенном масштабе и часть релятивистского электронного зеркала.

относительно большой толщиной (около 15 нм) релятивистского электронного зеркала в момент отражения пробного импульса. В момент отражения от зеркала части пробного импульса с максимальной амплитудой преобразование частоты, рассчитанное по полученным компонентам скорости релятивистского электронного зеркала, составляет около 80, что хорошо согласуется с длиной волны отраженного излучения. Пространственное распределение энергии отраженного импульса имеет четкую структуру, что говорит о хорошей временной и пространственной когерентности. Мощность отраженного импульса составляет около 580 ГВт.

Процесс отражения был промоделирован для различной амплитуды пробного импульса от $a_1 = 0.1$ до $a_1 = 10$, т.е. до амплитуды, равной

амплитуде ускоряющего импульса. Коэффициент отражения меняется очень слабо (от 0.062 до 0.064) при увеличении амплитуды a_1 встречного пробного импульса от $0.01a_0$ вплоть до амплитуды ускоряющего импульса a_0 . Аналитически это свойство отражения от релятивистского электронного зеркала, находящегося в поле ускоряющей волны, было доказано в одномерной модели в [4]. Следует отметить, что не только коэффициент отражения изменяется мало при увеличении амплитуды пробного импульса, но также и форма отраженного импульса меняется очень незначительно.

Таким образом, идея генерации мультитигаваттных когерентных аттосекундных рентгеновских импульсов при встречном отражении пробного лазерного импульса от релятивистских электронных зеркал [4] может быть реализована уже при современном развитии экспериментальной техники.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 12-02-92702-ИНД_а и 13-02-01398_а).

ЛИТЕРАТУРА

1. V.V. Kulagin, V.A. Cherepenin, M.S. Hur, H. Suk // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99. P. 124801.
2. V.V. Kulagin, V.A.Cherepenin, Y.V. Gulyaev et. al. // Phys. Rev. E. 2009. V. 80. P. 016404.
3. I.H. Nam, V.V. Kulagin, M.S. Hur, I.W. Lee, H. Suk // Phys. Rev. E. 2012. V. 85. P. 026405.
4. V.V. Kulagin, V.A.Cherepenin, H. Suk // Appl. Phys. Lett. 2004. V. 85. P. 3322.

УСТОЙЧИВОСТЬ ПАТТЕРНЫХ ОБРАЗОВАНИЙ В КАРТИНАХ ДИФРАКЦИИ СВЕТА НА СТРУКТУРАХ С СИММЕТРИЕЙ САМОПОДОБИЯ

П.В. Короленко, С.Б. Рыжиков, Ю.В. Рыжикова

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова

ryzhikovaju@rambler.ru

Паттерный анализ стал атрибутом многих исследований, проводимых в различных областях науки. Под паттернами обычно понимают регулярные закономерности (некие шаблоны, образцы, устойчивые структурные образования), проявляющиеся в отдельных диапазонах характеристик разнообразных объектов или процессов. Регистрируя наличие и форму того или иного паттерна можно судить об особенностях пространственно-временной структуры изучаемой системы, а также о динамике ее изменения. Известны факты успешного использования паттерного анализа в медицине [1-2], биологии [3] и физике [4].

В качестве исследуемых объектов рассматривались 1D – 3D апериодические дифракционные решетки с точечными рассеивающими центрами и внутренней симметрией самоподобия. Они строились на основе числовых последовательностей Кантора, Морса-Туэ, двойного периода и Фибоначчи. Переход к более высокому структурному уровню в каждой из этих последовательностей элементов $\{A, B\}$ может быть осуществлен с помощью следующих правил замещения: $g(A) = ABA, g(B) = BBB, g(A) = AB, g(B) = BA, g(A) = AB, g(B) = AA, g(A) = AB, g(B) = A$, соответственно [5]. Структуры апериодических решеток формировались на основе периодических систем путем удаления из них части рассеивающих центров в соответствии с порядком чередования элементов заданной апериодической числовой последовательности $\{A, B\}$ и правилами замещения ее элементов на основе матричных преобразований.

Целью данной работы является анализ возможностей идентификации апериодических структур с внутренней симметрией самоподобия на основе регистрации локальных паттернов в полях рассеянных волн. Такой подход к определению структурных особенностей решеток требует расчета структуры формы локальных паттернов в скейлинговых характеристиках дифрагирующих волн, а также оценки устойчивости паттерных образований к изменениям условий освещения и к наличию дефектов структуры. Рассматривались два способа освещения дифракционной решетки монохроматическим когерентным светом. Первый способ заключался в наклонном освещении неподвижной решетки, второй – в повороте решетки относительно светового пучка.

На основе численного моделирования анализировались картины дифракции световых пучков на 1D, 2D и 3D решетках. Было установлено, что наличие внутренней симметрией самоподобия в структуре оптических элементов приводит к фрактальному распределению интенсивности в поле дифрагирующей волны [6]. Отдельные фрагменты самоподобной картины дифракции рассматривались в виде локальных паттернов. Их форма индивидуальна для каждого типа решетки. Рис. 1 иллюстрирует структуру паттернов в дифракционных картинах 1D-решеток, построенных с использованием последовательностей Кантора (а), двойного периода (б), Фибоначчи (в) и Морса-Туэ (г).

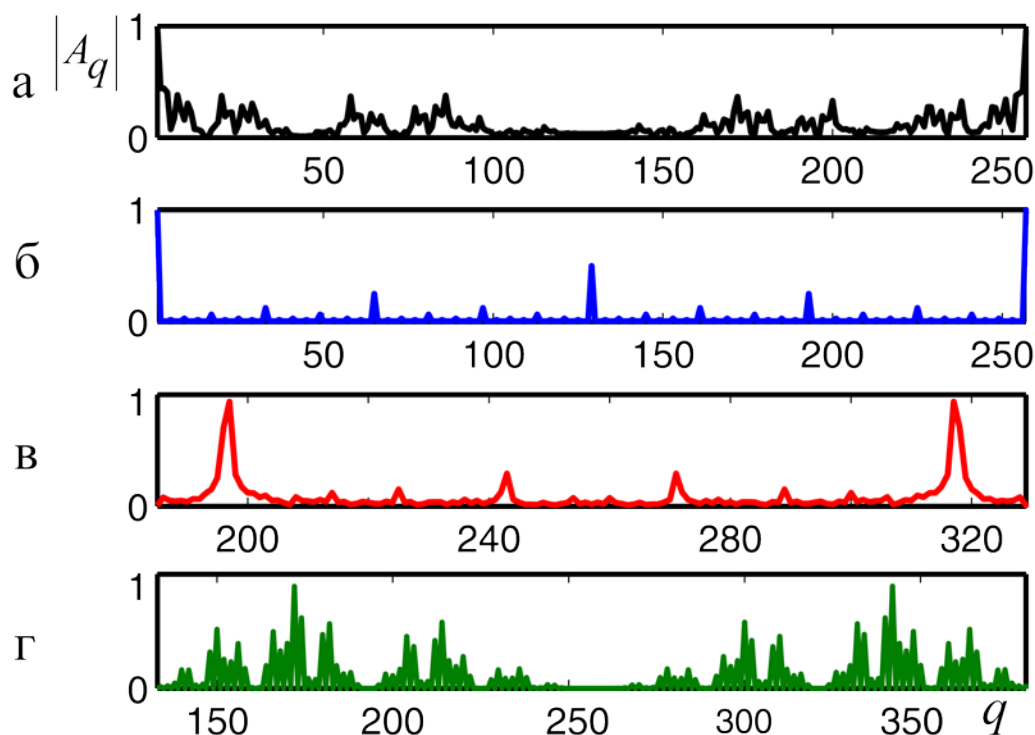


Рис. 1. Локальные паттерны 1 D-аперiodических решеток: а – структура Кантора, б – структура двойного периода, в – структура Фибоначчи, г – структура Морса-Туэ. По оси абсцисс q – пространственная частота, по оси ординат $|A_q| = \sqrt{I/I_{\max}}$, где I – распределение интенсивности в локальных паттернах, I_{\max} – нормировочное значение интенсивности.

В результате численного моделирования установлено, что при первом способе освещения решеток устойчивые с точки зрения сохранения своей формы локальные паттерны наблюдаются в полях рассеянных волн в широком интервале углов падения световых волн на аперiodические решетки независимо от их размерности.

При втором способе освещения решеток проявляется значительные искажения формы выделенных паттернов в их спектральных характеристиках, которые возрастают с увеличением угла наклона решетки.

Оценка структурного соответствия в графических представлениях оптических характеристиках аperiodических решеток проводилась, как с помощью определения кластерной фрактальной размерности в выделенной области скейлинга [6-7], так и на основе корреляционного анализа и вейвлет-преобразований для самоподобных областей, определяемых выбором локального паттерна структуры.

При внесении возмущений в структуру решеток, посредством процедуры рандомизации положения части ее элементов, наблюдалась весьма высокая устойчивость формы локальных паттернов в рассматриваемых системах. Так, коэффициенты взаимной корреляции K распределения интенсивности в возмущенных и невозмущенных паттернах 1D-решеток принимали следующие значения: $K = 1 - 0,9$ (структура двойного периода), $K = 0,99 - 0,87$ (структура Кантора) $K = 0,99 - 0,7$ (структура Фибоначчи), $K = 0,99 - 0,64$ (структура Морса-Туэ) при увеличении степени рандомизации структуры от 5% до 50%.

Используя вейвлет-преобразования скейлинговых характеристик решеток с локальными дефектами, можно идентифицировать структуру паттернов разных типов даже при их заметных искажениях.

Таким образом, в настоящей работе предложен и обоснован метод определения структурных особенностей аperiodических дифракционных решеток на основе анализа формы локальных паттернов в их скейлинговых характеристиках. Проведенный анализ показывает, что, несмотря на достаточно высокую степень устойчивости паттерных образований, при проведении паттерного анализа необходим корректный учет, как условий освещения решеток, так и наличия в них структурных дефектов.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Р. Николаев, Г.А. Иваницкий, А.М. Иваницкий // Физиология человека. 1998. Т 24. №3. С. 5.
2. А.И. Майстров, А.В. Богомоллов, М.Д. Алёхин // Вестник новых медицинских технологий. 2012. №1. Р. 3-1. электрон. изд. <http://medtsu.tula.ru/VNMT/Bulletin/E2012-1/00.html>
3. В.В. Исаева // Труды Зоологического института РАН. Приложение 1. 2009. С. 199.
4. A.L. Mackay // Physica. 1982. V. 114 A. P. 609.
5. E. Macia // Rep. Prog. Phys. 2006. V. 69. P. 397.
6. А.М. Зотов, П.В. Короленко, А.Ю. Мишин // Кристаллография. 2010. Т.55. № 8. С. 965.
7. P.V. Korolenko, A.Yu. Mishin, Yu.V. Ryzhikova // Journal of Optical Technology. 2012. V. 79. Iss. 12. P. 754.

УГЛОВАЯ ШИРИНА ДИФРАКЦИОННОГО ВОЛНОВОГО ПУЧКА В АНИЗОТРОПНЫХ СРЕДАХ

Э.Г. Локк

*Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова (Фрязинский филиал)
Российской академии наук
edwin@ms.ire.rssi.ru*

Волны разной физической природы, распространяющиеся в различных средах и структурах, как известно, характеризуются общими физическими закономерностями [1]. Наиболее известными из них, безусловно, являются законы геометрической оптики и формула, описывающая угловую ширину дифракционного волнового пучка или луча (возникающего, например, при падении плоской волны на щель в непрозрачном экране) как отношение длины исходной волны λ_0 к длине щели D . Отношение λ_0/D , как известно, определяет критерий разрешимости Рэля, играющий важную роль для оценочных расчетов [1]. Как видно из [2], закономерности отражения и преломления волн в анизотропных средах определяются математическими свойствами изочастотных зависимостей, поэтому очевидно предположить, что эти свойства определяют также и угловую ширину дифракционного луча в анизотропных средах. Таким образом, возникают вопросы: 1) может ли угловая ширина дифракционного луча в анизотропных средах быть меньше величины λ_0/D и насколько? 2) можно ли вывести некую универсальную приближенную формулу для оценки угловой ширины дифракционного луча в анизотропных средах?

С целью поиска ответов на поставленные вопросы на примере спиновой волны, распространяющейся в ферритовой пластине, исследована двумерная дифракционная картина, возникающая в дальней зоне при падении плоской спиновой волны на широкую щель в непрозрачном экране для наиболее общего случая, когда групповая и фазовая скорости исходной волны не коллинеарны, а ориентация экрана произвольна. В итоге выведена универсальная аналитическая формула, описывающая угловую ширину дифракционного луча спиновых волн в общем случае. Установленные наиболее общие закономерности, очевидно, можно считать характерными и для дифракции волн иной природы в анизотропных средах и структурах. Результаты, полученные в ходе данного исследования, кратко изложены ниже (подробнее см. [3]).

Рассмотрим ферритовую пластину толщиной s , намагниченную до насыщения касательным однородным магнитным полем \mathbf{H}_0 и находящуюся в вакууме. Пусть ферритовая пластина характеризуется тензором магнитной проницаемости с диагональной и недиагональной компонентами μ и ν . Для описания спиновой волны используем уравнения магнитостатики $\text{rot } \mathbf{h} = 0$ и $\text{div } \mathbf{b} = 0$ и введем магнитостатический

потенциал Ψ в соответствии с формулой $\mathbf{h} = \text{grad}\Psi$.

Рассмотрим дифракционную картину для наиболее общего случая, когда плоская поверхностная спиновая волна с частотой f_0 падает на щель шириной D в бесконечно тонком, произвольно ориентированном относительно \mathbf{H}_0 и непроницаемом для спиновой волны экране, причем волновой вектор \mathbf{k}_0 и вектор групповой скорости волны \mathbf{V}_0 не коллинеарны. Введем декартову и соответствующую полярную системы координат $\Sigma_D = \{x; y; z\}$ и $\Sigma_P = \{x; r; \varphi\}$, в которых ось x перпендикулярна поверхности пластины, а ось z – параллельна вектору \mathbf{H}_0 . Нормаль к экрану в этих системах координат ориентирована под углом θ . Для описания ориентации произвольных волнового вектора \mathbf{k} и вектора групповой скорости \mathbf{V} спиновой волны в системах координат Σ_D и Σ_P введем, соответственно, углы φ и ψ .

В соответствии с принципом Гюйгенса, будем считать, что при падении на щель неколлинеарной плоской спиновой волны вдоль линии щели возникает распределение вторичных источников спиновых волн, для оценки действия которых в далекой точке необходимо произвести интегрирование (т. е. вычислить суперпозицию) по вкладам от всех бесконечно малых элементов (вторичных источников волн) на щели. Для нахождения дифракционной картины будем следовать в целом известным методам, используемым для изотропных сред (см., например, [1]). Однако, необходимо учитывать анизотропный характер распространения спиновых волн и решать поставленную задачу с учетом следующих замечаний:

1. Поскольку магнитный потенциал спиновой волны Ψ является *скалярной* величиной, то для вычисления суммарного поля вторичных источников в некоторой далекой точке наблюдения можно просто складывать в этой точке магнитные потенциалы возмущений от всех вторичных источников спиновых волн, расположенных вдоль линии щели.

2. В отличие от аналогичной дифракционной задачи для изотропных сред, мы всегда будем иметь дело с двумя направлениями φ и ψ , определяющими ориентацию волнового вектора \mathbf{k} и вектора групповой скорости \mathbf{V} волны. Причем, условия, определяющие конструктивную интерференцию вторичных источников волн, будут записаны для их волновых векторов, то есть, для направления φ , но перенос энергии волны при возникновении данной конструктивной интерференции будет осуществляться в направлении соответствующего вектора групповой скорости ψ . Поэтому, введем две далекие точки – P_k и P_v , такие, что направление на точку P_k будет совпадать с ориентацией φ волновых векторов вторичных источников спиновых волн, а направление на точку P_v – с ориентацией ψ соответствующих им групповых скоростей.

3. Будем считать, что изочастотная зависимость спиновых волн $k(\varphi)$ и соответствующая зависимость $\psi(\varphi)$ являются однозначными, то есть, каждому значению аргумента соответствует одно значение ординаты. Ради

простоты рассмотрения предположим также, что обратная зависимость $\varphi(\psi)$ также является однозначной. Таким образом, каждой точке P_k будет соответствовать *единственная* точка P_ψ и наоборот (в дальнейшем можно рассмотреть, что происходит при отказе от этого предположения).

С учетом этих предположений можно найти, что угловое распределение суммарного магнитного потенциала (от всех вторичных источников спиновых волн) описывается выражением $\sim \sin\Phi/\Phi$ (как и в изотропных средах), но фазовая функция Φ имеет более сложный вид

$$\Phi(\varphi(\psi)) = \pi \frac{D}{\lambda_0} \left[\sin(\varphi_0 - \theta) - \frac{k(\varphi(\psi))}{k_0} \sin(\varphi(\psi) - \theta) \right]. \quad (1)$$

Здесь $k(\varphi)$ and $\varphi(\psi)$ – зависимости, характеризующие определенную волну в анизотропной среде или структуре (в рассматриваемом примере – спиновую волну в ферритовой пластине), φ_0 и $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ – параметры падающей спиновой волны, D и θ – длина и ориентация щели. Находя разность между направлениями ψ для случаев $\Phi = 0$ ($\sin\Phi/\Phi = 1$) и $\Phi = \pi$ ($\sin\Phi/\Phi = 0$), можно получить формулу, описывающую *абсолютную* угловую ширину дифракционного луча $\Delta\psi$ по уровню 0.5. Однако, в анизотропных средах гораздо удобнее пользоваться *относительной* угловой шириной луча σ , которая связана с $\Delta\psi$ простой формулой $\sigma = \Delta\psi/(\lambda_0/D)$. Таким образом, величина σ показывает, во сколько раз абсолютная угловая ширина луча $\Delta\psi$ больше аналогичной величины λ_0/D в изотропной среде (при условии, что длина щели и длина исходной волны одинаковы). Относительная угловая ширина основного дифракционного луча σ описывается формулой

$$\sigma = \left| \frac{\frac{d\psi}{d\varphi}(\varphi_0)}{\frac{\frac{dk}{d\varphi}(\varphi_0)}{k_0} \sin(\varphi_0 - \theta) + \cos(\varphi_0 - \theta)} \right|, \quad (2)$$

где $d\psi/d\varphi$ и $dk/d\varphi$ – производные функций $\psi(\varphi)$ и $k(\varphi)$ при $\varphi = \varphi_0$. В формуле (2) использован знак модуля, поскольку угловую ширину луча удобно характеризовать положительными числами (как и расстояния). Если вектор \mathbf{k}_0 падающей волны нормален линии щели ($\varphi_0 - \theta = 0$), то знаменатель в (2) становится равным единице и формула упрощается. В этом случае для изотропных сред (для которых изочастотная зависимость имеет форму окружности, зависимость $\psi(\varphi)$ имеет вид $\psi = \varphi$, а $d\psi/d\varphi \equiv 1$) находим $\sigma = 1$ и получаем хорошо известную формулу $\Delta\psi = \lambda_0/D$.

Несмотря на то, что формула (2) получена для спиновых волн, ее можно использовать и для других двумерных геометрий анизотропных сред и структур, включая метаматериалы. Как видно из формулы (2),

величина $\Delta\psi$ в анизотропных средах зависит от полярного угла, описывающего исходную волну. При этом может наблюдаться необычное явление: если исходная волна характеризуется таким значением φ_0 , при котором в данной среде $d\psi/d\varphi = 0$, то $\sigma = \Delta\psi = 0$! Это означает, что дифракционный луч сохраняет свою ширину по мере распространения! Отметим, что не у любой волны изочастотная зависимость имеет точки, где $d\psi/d\varphi = 0$, но у спиновой волны такие точки есть (при некоторых частотах). На рис. 1 представлены расчеты величины σ по формуле (2) и на основе численных методов для геометрии, когда в исходной волне вектор \mathbf{V}_0 нормален линии щели а угол χ_0 между векторами \mathbf{V}_0 и \mathbf{k}_0 изменяется от -90° до $+90^\circ$. Как видно на рис. 1, для спиновой волны с частотой $f_0 = 2330$ МГц величина $\sigma = 0$ при $\chi_0 = \pm 73^\circ$, при которых $d\psi/d\varphi = 0$. В то же время на изочастотной зависимости волны с частотой $f_0 = 2900$ МГц нет точек, где $d\psi/d\varphi = 0$ и поэтому величина σ не может быть равна нулю, разве что при $\chi_0 \rightarrow \pm 90^\circ$ величина $\sigma \rightarrow 0$ (для всех частот), поскольку вблизи асимптот изочастотной зависимости спиновых волн величина $dk/d\varphi \rightarrow \infty$ ($dk/d\varphi$ стоит в знаменателе в (2)).

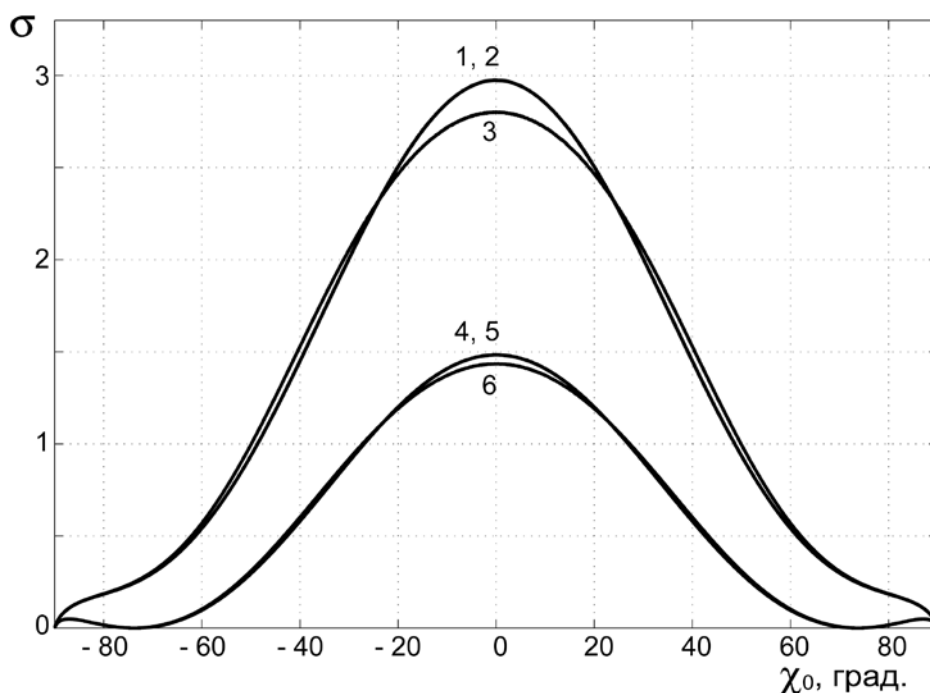


Рис. 1. Зависимость относительной угловой ширины основного дифракционного луча σ от угла χ_0 (между векторами \mathbf{V}_0 и \mathbf{k}_0 исходной спиновой волны) для случая, когда вектор \mathbf{V}_0 сонаправлен с нормалью к экрану: 1 – 3 – для $f_0 = 2900$ МГц, 4 – 6 – для $f_0 = 2330$ МГц; 1, 4 – расчет по аналитической формуле (2), 2, 5 – численный расчет для $\lambda_0/D = 0.01$; 3, 6 – численный расчет для $\lambda_0/D = 0.1$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.С. Ландсберг «Оптика» М.: Наука, 1976.
2. Э.Г. Локк // УФН. 2008. Т. 178. №4. С. 397.
3. Э.Г. Локк // УФН. 2012. Т. 182. №12. С. 1327.

ВЫРОЖДЕННОЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННОЕ МНГОВОЛНОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В РАСТВОРЕ КРАСИТЕЛЯ РОДАМИН 6Ж

С.А. Назаров, Д.В. Горбач, А.Л. Толстик
Белорусский государственный университет
sanazarov@tut.by

Одной из актуальных задач современной лазерной физики является поиск новых эффективных методов управления энергетическими, спектральными и поляризационными характеристиками лазерного излучения. Большими потенциальными возможностями обладают интерференционно-голографические методы преобразования световых полей на основе динамических голограмм в растворах сложных органических соединений при многоволновых взаимодействиях (МВВ) [1].

Целью работы было исследовать зависимость эффективности четырех- и шестиволнового взаимодействий (ЧВВ и ШВВ соответственно) с гауссовой и сингулярной сигнальной волной от угла между плоскостями поляризации сигнальной и опорной волн.

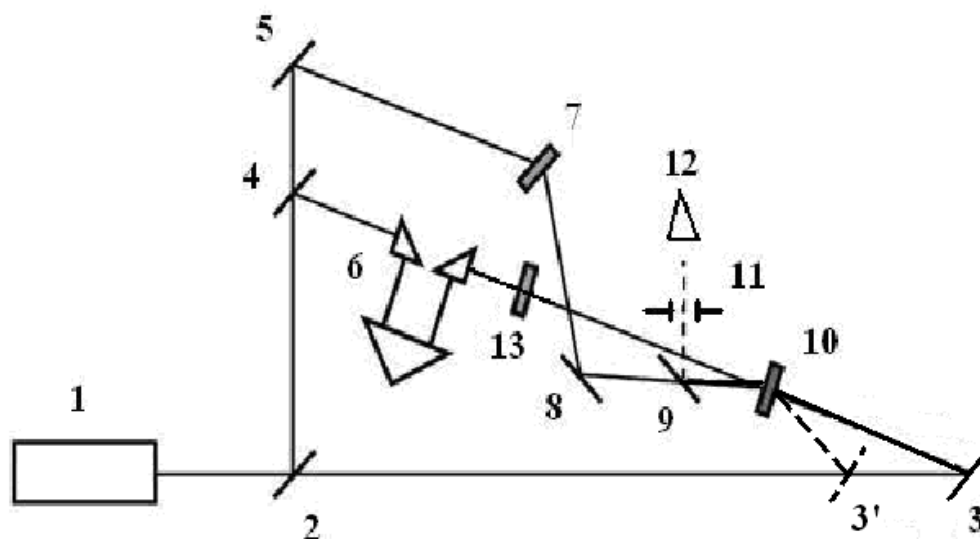


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

Экспериментальная схема представлена на рисунке 1. В качестве источника излучения использовалась вторая гармоника Nd:YAG лазера 1. Лазер работал в режиме активной модуляции добротности с длительностью импульса 20 нс и частотой повторения 10 Гц. С помощью светоделителя 2 зеркала 3, 4, 5 формировали соответственно считывающую, опорную и сигнальную волны, которые сводились в кювете с нелинейной средой (раствором красителя родамин 6Ж) 10, где и происходило МВВ. Линия задержки 6 предназначена для выравнивания оптических путей сигнальной и опорной волн. Для создания сингулярного

сигнального пучка в схему вносили транспарант 7. Зеркало 8 направляло полученный оптический вихрь в кювету с нелинейной средой. При распространении считывающей волны точно навстречу опорной реализуется ЧВВ. Для реализации ШВВ считывающая волна отклонялась перемещением зеркала 3 в положение 3'. Зеркало 9 направляло дифрагированный пучок через диафрагму 11 в систему регистрации 12. Интенсивность пучков измерялась регистрирующей системой на основе фотодиода *Hamamatsu S2381*. Поворот плоскости поляризации осуществлялся при помощи пластинки $\lambda/2$ 13.

Экспериментальные результаты представлены на рисунке 2 и 3.

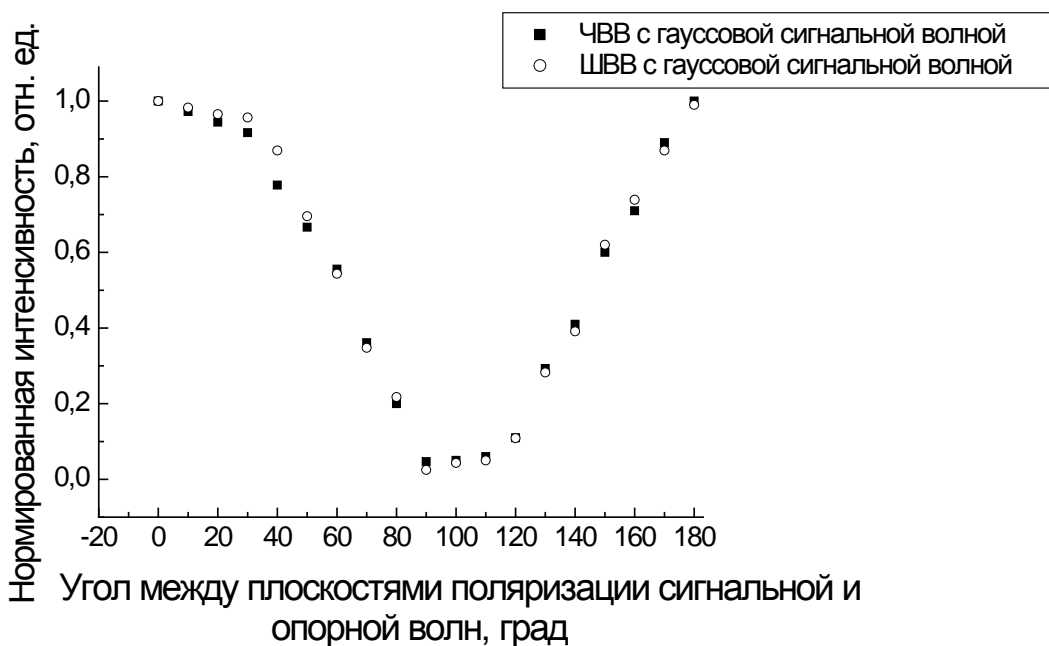


Рис. 2. Зависимость интенсивности дифрагированной волны от угла между плоскостями поляризации сигнальной и опорной волн для ЧВВ и ШВВ.

Из рисунка 2 видно, что зависимость нормированной интенсивности дифрагированной волны от угла между плоскостями поляризации сигнальной и опорной волн для ЧВВ и ШВВ с гауссовой сигнальной волной идентична. Чем ближе угол между плоскостями поляризации сигнальной и опорной волн к 90 градусам, тем меньше эффективность МВВ. При ортогональной поляризации сигнальной и опорных волн, эффективность МВВ минимальна. Это объясняется тем, что в данном случае имеет место только пространственная модуляция поляризации света в соответствии с разностью фаз между волнами, которая индуцирует периодическую наведённую анизотропию, обусловленную переориентацией молекул. Вследствие этого в среде создаётся периодическая модуляция комплексного показателя преломления и реализуются условия поляризационной голографической записи, благодаря

чему и происходит МВВ [2]. Эффективность такого взаимодействия оказывается в 60 раз ниже.

При МВВ с использованием сингулярной сигнальной волны зависимость в целом аналогична. Однако следует отметить, что более сложная реализация эффективного перекрытия гауссова и сингулярного пучков проявляется в более высокой чувствительности МВВ к изменению угла между плоскостями поляризации сигнальной и опорной волн при использовании сингулярной сигнальной волны, чем МВВ с гауссовой сигнальной волной, что показано на примере ЧВВ на рис. 3.

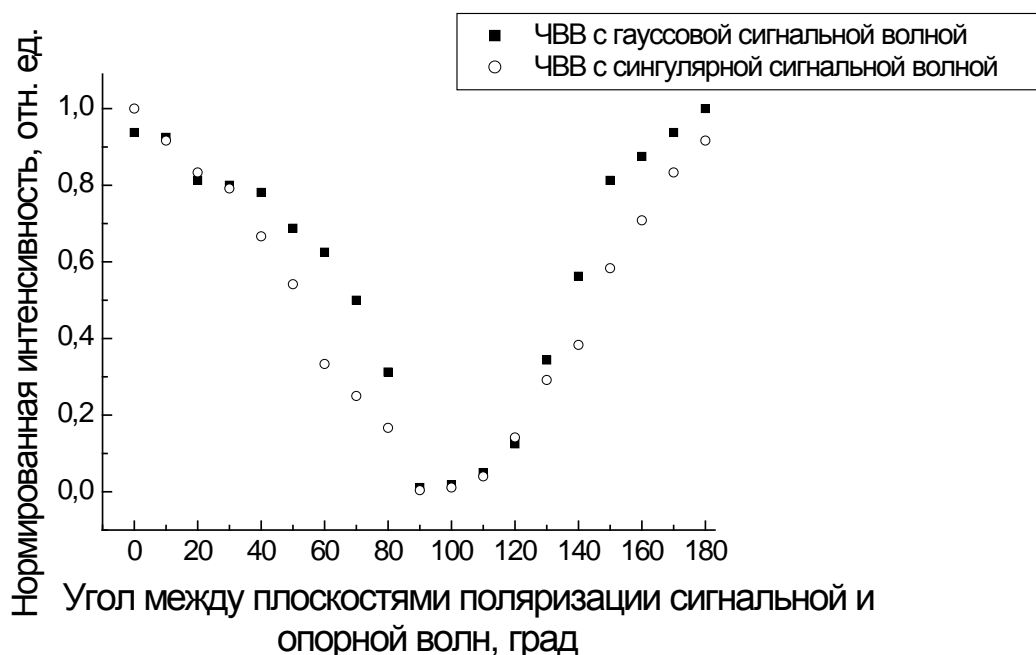


Рис. 3. Зависимость интенсивности дифрагированной волны от угла между плоскостями поляризации сигнальной и опорной волн для ЧВВ с гауссовой и сингулярной сигнальной волной.

Таким образом, проведенные экспериментальные исследования позволили определить поляризационные особенности реализации МВВ с использованием гауссового и сингулярного пучков в качестве сигнальной волны.

ЛИТЕРАТУРА

1. Rubanov A.S., Tolstik A.L., Karpuk S.M., Ormachea O. // Optics Communications 2000. V.181. P. 183-190.
2. Blanche P.-A., Lemaire Ph.C., Maertens C., Dubois P., Jerome R. // Optics Communications 2000. V.185. P. 1-12.

ПИРОЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ИНДУЦИРОВАНИЕ ВОЛНОВОДНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В КРИСТАЛЛЕ НИОБАТА ЛИТИЯ

А.С. Перин¹, А.Н. Парханюк¹, В.М. Шандаров¹, Ф. Чен²

¹Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

²School of Physics, Shandong University, Jinan, China

PerinAS@bk.ru

Интенсивное развитие современной интегральной оптики открывает широкие возможности для применения фоторефрактивных кристаллов и оптически индуцированных волноводных элементов в них, в качестве основы датчиков физических воздействий и устройств управления световыми потоками в системах оптической связи. Волноводные элементы в сегнетоэлектрических кристаллах могут быть сформированы разными методами, такими как диффузия примесей, метод ионного обмена, ионная имплантация. Одним из перспективных направлений в этой области является пироэлектрическое индуцирование [1] системы связанных оптических волноводов или, другими словами, фотонных решеток (ФР) в сегнетоэлектрическом кристалле ниобата лития (LiNbO_3). При распространении света в LiNbO_3 возможна его локализация в виде пространственных пироэлектрических солитонов [2]. Экспериментальное подтверждение этих эффектов [1, 2] стимулировало активные исследования явлений пространственного самовоздействия световых пучков в одномерных и двумерных нелинейных волноводно-оптических системах.

Целью данной работы являются оценка времени хранения волноводных элементов, сформированных в кристалле LiNbO_3 с учетом вклада пироэлектрического эффекта, а так же исследование пироэлектрического индуцирования ФР в кристалле ниобата лития.

В экспериментальных исследованиях используется номинально чистый кристалл LiNbO_3 с размером 10,5 мм в направлении распространения света (ось x). Вдоль направления полярной оси (направление протекания пироэлектрического тока, ось z) образец имеет размер 3,5 мм.

Для оптически индуцированных элементов, как дифракционных, так и волноводных, одной из важнейших характеристик является время их хранения, величина которого определяется удельной проводимостью среды либо другими физическими механизмами. Время хранения определяет возможности материалов для их использования в качестве голографической среды. Исследуемый волноводный канал сформирован в результате компенсации дифракционной расходимости светового пучка за счет вклада пироэлектрического эффекта в номинально чистом кристалле LiNbO_3 , диаметр канала составляет 30 мкм. В него вводится излучение мощностью 0,1 мВт, диаметр светового пучка на входной грани кристалла

составляет порядка 30 мкм, а длина волны света $\lambda = 532$ нм. Время засветки, при считывании составляет несколько минут. Пучок, распространяющийся в волноводе, практически не изменяет свой профиль после прохождения кристалла, что подтверждают картины светового поля на выходной грани кристалла (Рис. 1).

В промежутке времени между засветкой, кристалл находился под воздействием естественного дневного света. Сравнивая картины светового поля на выходной плоскости образца (Рис. 1б, в) и картину светового поля на входной плоскости (Рис. 1а), видно, что световой пучок, прошедший через волноводный канал практически не меняет свою форму. И лишь по истечению 128 часов (Рис. 1г) испытывает небольшие искажения.

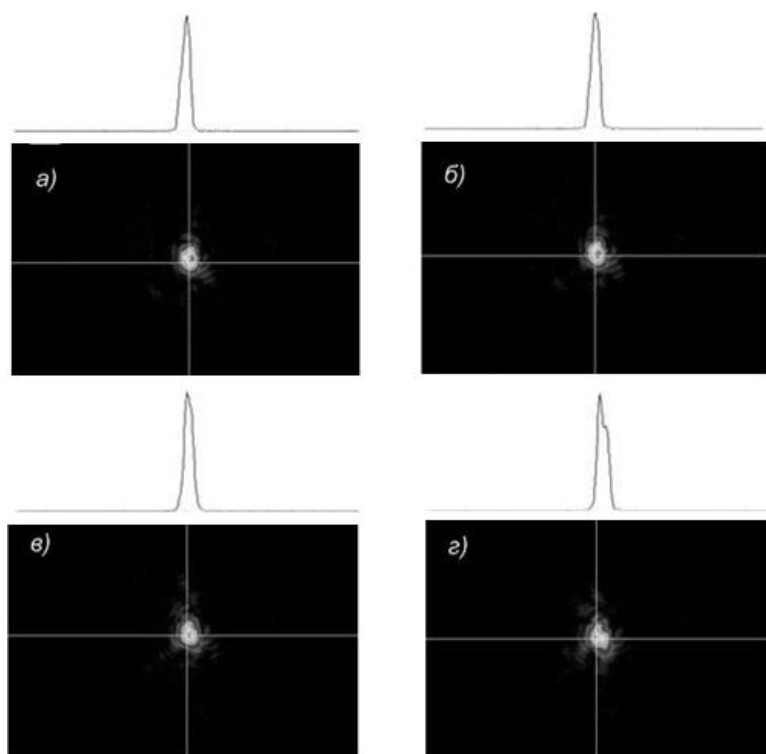
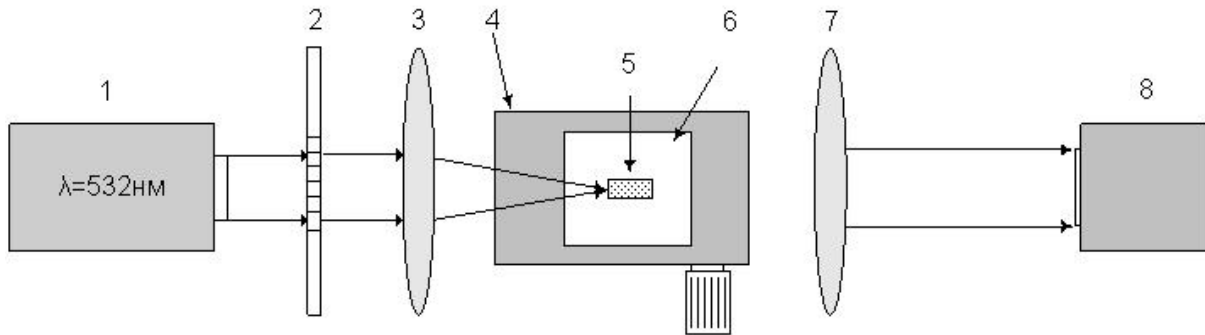


Рис. 1. Картины световых полей на выходной грани образца и профиль светового пучка: а) $t=1$ час; б) $t=48$ часов; в) $t=64$ часа; г) $t=128$ часов

Для формирования ФР в кристалле используется экспериментальная установка, схема которой представлена на рисунке 2. В эксперименте ФР формируется в течение 15 минут, мощность индуцирующего излучения составляет 50 мВт. Полученная структура исследуется с помощью считывающего светового пучка мощностью 0.1 мВт и диаметром 1мм.



1 – твердотельный YAG:Nd³⁺ лазер; 2 – фотошаблон с решетками различных периодов; 3 – фокусирующая линза; 4 – микрометрический столик; 5 – образец LiNbO₃; 6 – нагревательный элемент; 7 – фокусирующая линза; 8 – ПЗС камера

Рис. 2. Схема экспериментальной установки для оптического индуцирования ФР в образцах LiNbO₃

На рисунке 3 представлены картины светового поля на выходной плоскости одномерной фоторефрактивной ФР с большим числом элементов при ее освещении широким световым пучком. Рисунок 3а показывает ФР записанную без вклада пьезоэлектрического эффекта, а рисунок 3б иллюстрирует ФР, записанную в процессе однородного нагревания кристалла LiNbO₃ на величину $\Delta T=30^\circ\text{C}$.

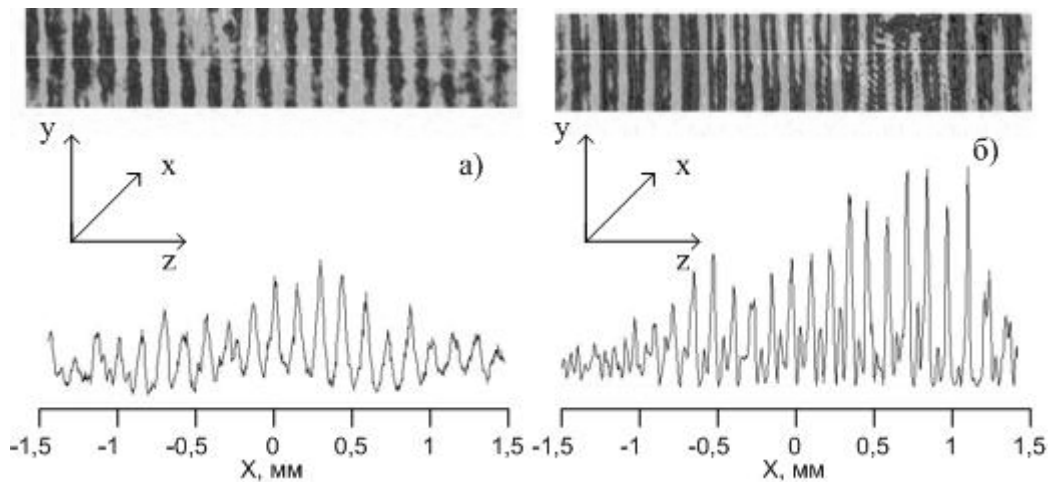


Рис. 3. Картины распределения светового поля (верхний ряд) и профили интенсивности светового излучения (нижний ряд) в сформированной одномерной ФР: а) решетка записана без нагревания; б) решетка записана с нагреванием.

Можно видеть, что при формировании ФР с учетом вклада пьезоэлектрического эффекта происходит более выраженная локализация света в волноводных областях (Рис. 3б), это свидетельствует о большем изменении Δn . Дифракционная эффективность решетки без влияния пьезоэлектрического эффекта составляет 3% ($\Delta n \approx 3,1 \cdot 10^{-6}$), а с влиянием примерно 15% ($\Delta n \approx 6,8 \cdot 10^{-6}$).

Возможность использования многоэлементных волноводных систем для реализации операций управления светом с помощью света

определяется их нелинейно-оптическими свойствами и характеристиками дискретной дифракции света в подобных системах. На рисунке 4 представлены некоторые результаты исследования эффекта дискретной дифракции света при одноэлементном методе возбуждения света в полученной волноводно-оптической системе.

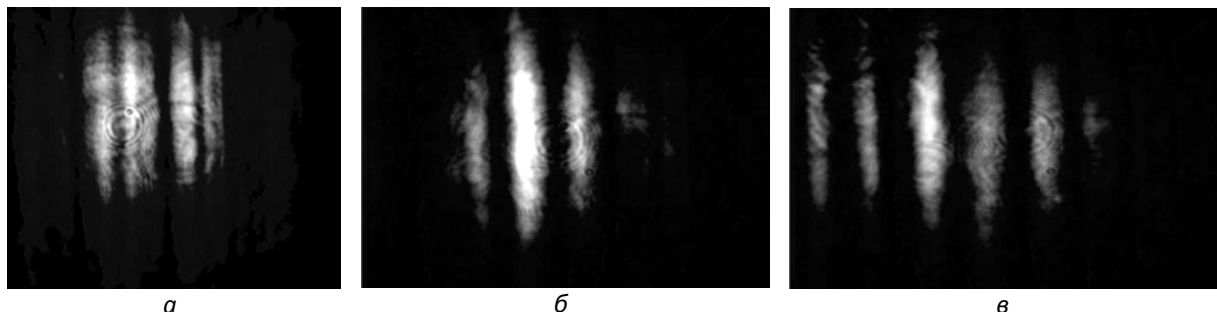


Рис. 4. Картины распределения светового поля на выходной грани кристалла а) $t=0$; б) $t=7$ мин.; в) $t=25$ мин.

В случае возбуждения светом отдельного волновода, на выходной грани кристалла в начальный момент времени наблюдается картина, типичная для линейной дискретной дифракции света в ФР (Рис. 4а). Через некоторое время наблюдается локализация света в возбуждаемом волноводном элементе (Рис. 4б), затем это локализованное состояние разрушается (Рис. 4в), что связано с недостаточной величиной контраста ФР [3].

Таким образом, экспериментально продемонстрировано индуцирование ФР в кристалле ниобата лития, показано, что вклад пироэлектрического эффекта в формирование ФР позволяет получить большее изменения Δn в волноводных областях. Экспериментально показано, что время хранения индуцированных элементов составляет более 100 часов.

Работа выполнена в рамках Госзадания Минобрнауки РФ на 2012 г. (проект № 7.2647.2011) и при поддержке гранта У.М.Н.И.К на 2011-2013 гг. (проект № 14208).

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Chauvet, J. Safioui, F. Devaux. Beam self-trapping by pyroelectric // Journal of optoelectronics and advanced materials. 2010. V. 12. No. 1. P. 52.
2. J. Safioui, E. Fazio, F. Devaux, M. Chauvet // Optics letters. 2010. V. 35. No. 8. P. 1254.
3. M. Matuszewski, *et. al.* // Optics express. 2006. V. 14. No. 1 P. 254.

ПОЛЯРИЗАЦИОННОЕ РАЗДЕЛЕНИЕ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В СРЕДАХ СО СВЕТОНАВЕДЕННОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

О.Г. Романов

Белорусский государственный университет,
romanov@bsu.by

Интерес к исследованиям нелинейно-оптических систем, работающих на принципе управления светом с помощью света, связан с перспективами реализации полностью оптических быстродействующих переключающих устройств. В этой связи привлекает внимание изучение эффектов отражения, туннелирования и дифракции при взаимодействии оптических пучков [1, 3, 4] и импульсов [2] в нелинейных средах, например, с квадратичной [1, 2], резонансной и тепловой [3, 4] нелинейностями.

Поляризация световых волн может выступать в качестве дополнительного параметра, изменение которого может быть обусловлено явлением наведенной оптической анизотропии в поле мощного управляющего пучка накачки. В данной работе представлены результаты моделирования задачи об отражении пробного светового пучка с произвольной поляризацией от неоднородности показателя преломления, индуцированной в резонансной среде мощным поляризованным гауссовым пучком накачки. Исследовано изменение поперечного профиля сигнального пучка в зависимости от состояния поляризации в условиях индуцированного полного внутреннего отражения.

Рассмотрим задачу о воздействии высокоинтенсивного поляризованного лазерного излучения на резонансную среду, учитывающую два энергетических состояния (основное и возбужденное). Предположим, что световой пучок \vec{E} распространяется вдоль оси z и является линейно поляризованным вдоль оси x . Исходя из кинетических уравнений для населенностей основного (n_1) и возбужденного (n_2) энергетических уровней, можно получить стационарные функции распределения в единице телесного угла Ω , зависящие от интенсивности излучения I и угла θ между электрическим вектором \vec{E} и дипольным моментом молекул \vec{D} [5]:

$$n_1(I, \Omega) = \frac{1}{8\pi} \frac{2 + 3\alpha I \cos^2 \theta}{1 + 3\alpha I \cos^2 \theta}, \quad (1)$$

$$n_2(I, \Omega) = \frac{1}{8\pi} \frac{3\alpha I \cos^2 \theta}{1 + 3\alpha I \cos^2 \theta}, \quad (2)$$

где коэффициент $\alpha = (B_{12} + B_{21}) / \nu p_{21}$ определяет интенсивность насыщения резонансного перехода ($I_{\text{нас}} = \alpha^{-1}$), $B_{12,21}$ – коэффициенты Эйнштейна для вынужденных переходов, P_{21} – суммарная вероятность

спонтанных и безызлучательных переходов, $v = c / n_0$ – скорость света в среде с показателем преломления n_0 .

Для описания нелинейного отклика ансамбля двухуровневых частиц используем формализм комплексного показателя преломления $\hat{n} = n + ik$. Коэффициенты экстинкции среды вдоль оси поляризации x и перпендикулярной ей оси y определяются следующими выражениями:

$$\kappa^{(x,y)} = \int \kappa^{(x,y)}(\Omega) d\Omega = \iint \kappa^{(x,y)}(\theta, \phi) \sin\theta d\theta d\phi, \quad (3)$$

где функции $\kappa^{(x,y)}(\theta, \phi) = \frac{\hbar c N}{2v} (n_1 - n_2) b^{(x,y)}(\theta, \phi)$ определяют вклад в коэффициент экстинкции частиц, ориентированных в единичном телесном угле Ω . При этом используются дифференциальные коэффициенты Эйнштейна для вынужденных переходов $b^{(x)}(\theta, \phi) = 3B \sin^2 \theta \cos^2 \phi$ и $b^{(y)}(\theta, \phi) = 3B \sin^2 \theta \sin^2 \phi$ ($B_{12} = B_{21} \equiv B$ для совпадающих контуров поглощения и люминесценции). Интегрируя (3) по всем углам θ и ϕ , получаем выражения для коэффициентов экстинкции среды вдоль оси поляризации пучка накачки x и перпендикулярной ей оси y :

$$\kappa^{(x)} = 3\kappa_0 \left[\frac{1}{3\alpha I} - \frac{\arctan \sqrt{3\alpha I}}{(3\alpha I)^{3/2}} \right], \quad (4)$$

$$\kappa^{(y)} = \frac{3}{2} \kappa_0 \left[-\frac{1}{3\alpha I} + \left(\frac{1}{\sqrt{3\alpha I}} + \frac{1}{(3\alpha I)^{3/2}} \right) \arctan \sqrt{3\alpha I} \right], \quad (5)$$

где κ_0 – независимый от интенсивности (линейный) коэффициент экстинкции.

Вычислим анизотропию коэффициента экстинкции $(\kappa_x - \kappa_y) / \kappa_0$ при малой интенсивности пучка накачки ($\alpha I \ll 1$), используя при этом разложение $\arctan \sqrt{3\alpha I} \approx \sqrt{3\alpha I} (1 - \alpha I)$:

$$\frac{(\kappa_x - \kappa_y)}{\kappa_0} = \frac{3}{2} \alpha I. \quad (6)$$

Аналогично, можно рассчитать анизотропию показателя преломления двухуровневой резонансной среды под действием интенсивного поляризованного излучения:

$$\frac{(n_x - n_y)}{\kappa_0} = \frac{3 \Theta}{2 B} \alpha I, \quad (7)$$

где функция $\Theta(\omega)$ связана соотношением Крамерса-Кронига с коэффициентом Эйнштейна для вынужденных переходов $B(\omega)$. Таким

образом, при интенсивности светового пучка много меньшей интенсивности насыщения резонансного перехода данная модель описывает эффекты светоиндуцированной анизотропии коэффициента поглощения и показателя преломления в приближении кубической нелинейности.

Предположим, что слабый пробный световой пучок \vec{E}_S распространяется в плоскости yOz под небольшим углом γ относительно оси z . Тогда уравнения для комплексных амплитуд световых волн \vec{E} и \vec{E}_S с учетом нелинейной модуляции коэффициента поглощения и показателя преломления в поле мощной поляризованной волны накачки могут быть записаны следующим образом:

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} + \frac{1}{2ik} \Delta_{\perp} E_x = \frac{i\omega}{c} \left(n^{(x)} + i\kappa^{(x)} \right) E_x, \quad (8)$$

$$\frac{\partial E_{Sx}}{\partial z} + \gamma \frac{\partial E_{Sx}}{\partial y} + \frac{1}{2ik} \Delta_{\perp} E_{Sx} = \frac{i\omega}{c} \left(n^{(x)} + i\kappa^{(x)} \right) E_{Sx}, \quad (9)$$

$$\frac{\partial E_{Sy}}{\partial z} + \gamma \frac{\partial E_{Sy}}{\partial y} + \frac{1}{2ik} \Delta_{\perp} E_{Sy} = \frac{i\omega}{c} \left(n^{(y)} + i\kappa^{(y)} \right) E_{Sy}, \quad (10)$$

где $k = \omega n_0 / c$; $\Delta_{\perp} = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2$ – поперечный Лапласиан.

С учетом явного вида выражений для светонаведенного изменения показателя преломления и коэффициента поглощения среды в приближении кубической нелинейности система уравнений (8 – 10) преобразуется к виду:

$$\frac{\partial E_x}{\partial \zeta} = i\Delta'_{\perp} E_x + i \frac{\hat{\Theta}}{B} k_a L_D E_x, \quad (11)$$

$$\frac{\partial E_{Sx}}{\partial \zeta} + \gamma' \frac{\partial E_{Sx}}{\partial \eta} = i\Delta'_{\perp} E_{Sx} + i \frac{\hat{\Theta}}{B} k_a L_D E_{Sx}, \quad (12)$$

$$\frac{\partial E_{Sy}}{\partial \zeta} + \gamma' \frac{\partial E_{Sy}}{\partial \eta} = i\Delta'_{\perp} E_{Sy} + i \frac{\hat{\Theta}}{B} k_a L_D \left(1 - \frac{3}{2} \alpha I \right) E_{Sy}, \quad (13)$$

где $\Delta'_{\perp} = \partial^2 / \partial \xi^2 + \partial^2 / \partial \eta^2$; $\gamma' = 2\gamma L_D / r_0$; $\hat{\Theta}(\omega) = \Theta(\omega) + iB(\omega)$; $\xi = x / r_0$, $\eta = y / r_0$, $\zeta = z / 2L_D$. Дифракционная длина $L_D = 2\pi r_0^2 / \lambda$ определяется шириной пучка накачки r_0 .

При численном моделировании системы уравнений (11 – 13) предполагалось, что световой пучок накачки, направляемый на границу $z=0$ нелинейной среды, имеет гауссов профиль по поперечным координатам: $I_x(\zeta=0, \xi, \eta) = I_0 \exp\left[-(\xi^2 + \eta^2)\right]$. Полуширина пучка накачки на входе нелинейной среды полагалась $r_0=100$ мкм, пиковая интенсивность пучка $\alpha I_0 = 0.3$. Длина волны излучения $\lambda=1$ мкм, отстройка частоты

излучения от центра полосы поглощения $\delta=(\omega-\omega_{12})/\Delta=-2$, где Δ – полуширина гауссового контура поглощения; начальный коэффициент поглощения выбирался $k_a = 0.25 \text{ см}^{-1}$; длина нелинейного слоя составляла $L = 2.5 \text{ см}$. Пробный световой пучок также характеризовался гауссовым распределением интенсивности в поперечном сечении: $I_S(\zeta = 0, \xi, \eta) = I_{S0} \exp[-\xi^2 - (\eta - \eta_0)^2]$ и направлялся в нелинейную среду под небольшим углом $\gamma \approx 10 \text{ мрад}$. Расстояние между центрами световых пучков на границе $\zeta = 0$ составляло $y_0 \approx r_0$.

Как видно из представленных на рис. 1 распределений интенсивности поляризационных компонент пробного светового пучка $I_{Sx,Sy}(z, y)$, в объеме нелинейной среды происходит их пространственное разделение вследствие выполнения условий полного внутреннего отражения, при выбранных параметрах расчета, для одной из поляризационной компонент (в данном случае для компоненты I_{Sy}).

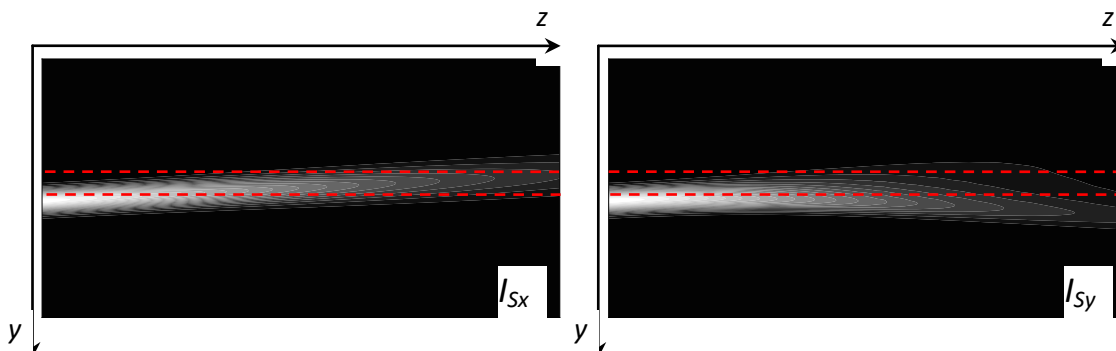


Рис. 1. Распределение интенсивности поляризационных компонент пробного светового пучка в объеме нелинейной среды. Пунктиром обозначена область локализации пучка накачки.

Работа поддержана Белорусским республиканским фондом фундаментальных исследований в рамках проекта Ф12Р-075.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков // Известия РАН. Серия физическая. 2005. Т. 69. №. 12. С. 1755.
2. А. Н. Бугай, С. В. Сазонов, А. П. Сухоруков // Известия РАН. Серия физическая. 2011. Т. 75. №. 12. С. 1723.
3. V.E. Lobanov, et. al. // Laser Physics. 2009. V. 19. P. 1112.
4. Д.В. Горбач и др. // Известия РАН. Серия физическая. 2010. Т.74. № 12. С.1706.
5. Б.И. Степанов, В.П. Грибковский «Введение в теорию люминесценции». Минск: Изд. АН БССР, 1963.

ДИФРАКЦИЯ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В СРЕДАХ С ПРОДОЛЬНО-ПОПЕРЕЧНОЙ НЕОДНОРОДНОСТЬЮ

И.В. Савочкин¹, А.П. Сухоруков¹, А.К. Сухорукова²

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова

²Российский государственный геологоразведочный университет
savochkin@physics.msu.ru

В настоящей работе рассмотрено распространение дифрагирующего планарного пучка в средах с различными неоднородностями. Исследовано влияние как поперечной неоднородности, фокусирующей или дефокусирующей, так и продольной.

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

$$\frac{\partial A}{\partial z} + iD\Delta_{\perp}A = -ik_0(n(x, z) - n_0)A \quad (1)$$

где A – амплитуда пучка света, $k_0 = \frac{\omega}{c}$ – волновое число, $D = \frac{1}{2k_0 n_0}$ – коэффициент дифракции. В приближении геометрической оптики из (1) можно получить дифференциальное уравнение для траекторий лучей $x = x(z)$ в следующем виде:

$$\frac{\partial^2 x}{\partial z^2} = \frac{\partial n}{\partial x} \quad (2)$$

На границу неоднородной среды подавался гауссов пучок с огибающей

$$A = A_0 \exp\left(-\frac{x^2}{a^2}\right) \quad (3)$$

где a – ширина пучка.

Нами были численно решены уравнения (1), (2) с различными неоднородностями $n(x)$. В среде с параболической неоднородностью $n(x) = n_0(1 - x^2/a_1^2)$ профиль пучка сохраняет гауссову форму и в зависимости от соотношения величин a и a_1 пучок может расплываться или канализироваться. Аналогичный эффект наблюдается в клиновидном канале $n(x) = n_0(1 - |x|/a_1)$. Профиль состоит из двух плоскостей, сходящихся под острым углом. Эту особенность можно сгладить, задав неоднородность в виде (см. рис. 1)

$$n(x) = n_0\left(1 - \sqrt{x^2 + b^2}/a_1\right) \quad (4)$$

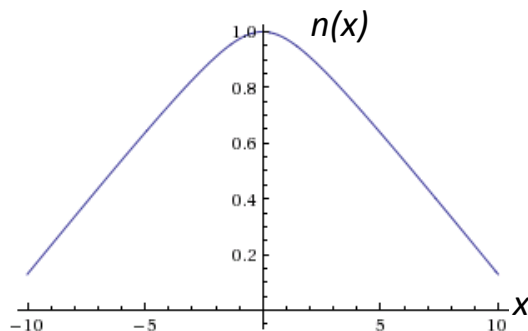


Рис. 1. Зависимость показателя преломления клиновидного канала от поперечной координаты x .

В последнем случае параметр b значительно меньше переменной a_1 . Он введен для сглаживания вершины «крыши» неоднородности. На рисунке 2 (а) «крыша» более острая, чем на рисунке 2 (б), соответственно в первом случае наблюдается канализация пучка, а во втором – нет.

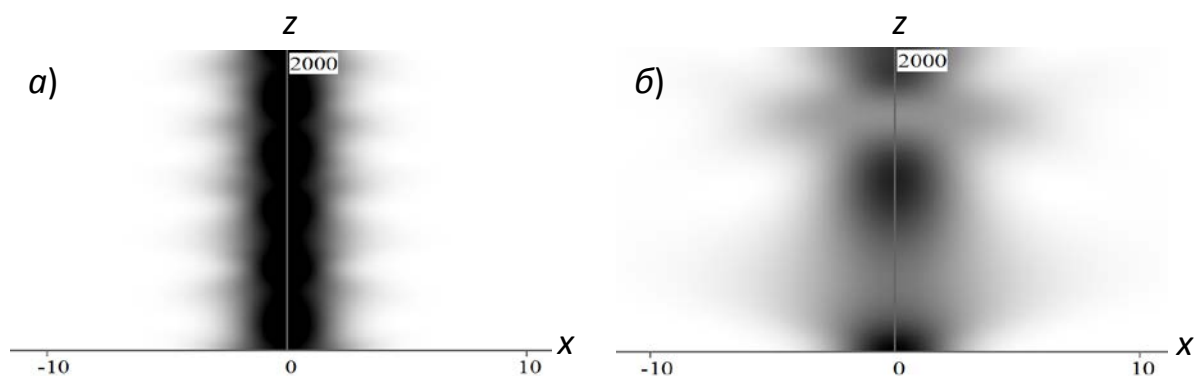


Рис. 2. Распространение пучка света в среде с неоднородностью, заданной формулой (4). а) $a_1 = 10000$, $b = 0.5$; б) $a_1 = 50000$, $b = 0.5$.

Эффект клинообразного канала можно создать, если периодически менять наклон линейной неоднородности по следующему закону:

$$n(x) = n_0 [1 - (x / a_1) \cos(z / L)] \quad (5)$$

Траектории лучей в такой среде описываются выражением, следующим из решения лучевого уравнения (3) с учетом (5):

$$x = x_0 \cos(z / L) \quad (6)$$

Наблюдается периодическая фокусировка пучка в результате отражений от левой и правой линейной неоднородностей.

Также нами была рассмотрена модель сплошной среды с периодической модуляцией показателя преломления в поперечном и продольном направлении. Зависимость показателя преломления от координат задавалась функцией (рис. 3):

$$n(x, z) = n_0 + \Delta n \cos\left(\frac{2\pi}{L_1}\left(x + b \sin\frac{2\pi}{L_2} z\right)\right) \quad (7)$$

где n_0 – среднее значение показателя преломления в среде, Δn и b – амплитуды поперечной и продольной модуляции, соответственно, L_1 и L_2 – периоды поперечной и продольной модуляции, соответственно.

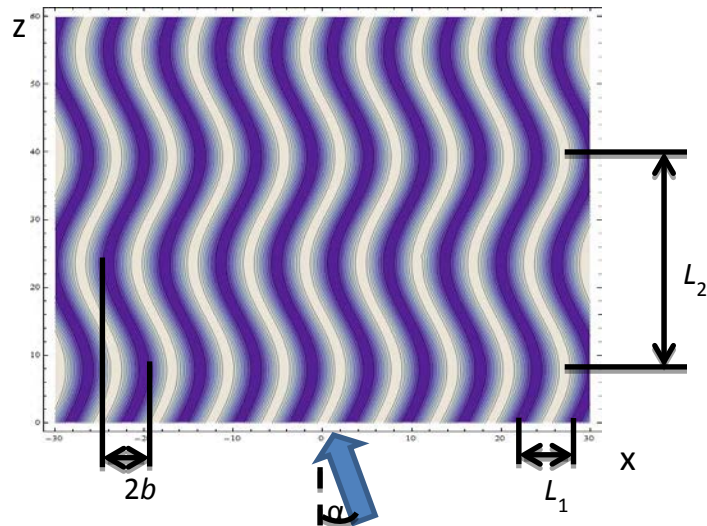


Рис. 3. Профиль показателя преломления в среде.

Численное решение уравнения (1) позволило найти распределение амплитуды поля дифрагирующего пучка света в среде (рис. 4). На рисунке 4 (а) показано распространение пучка в среде с поперечной периодической модуляцией показателя преломления. Сравнив его с рисунками 4 (б) и (в), видно, что при введении в такой среде продольной периодической модуляции коэффициента преломления дифракция пучка света уменьшается [2,3].

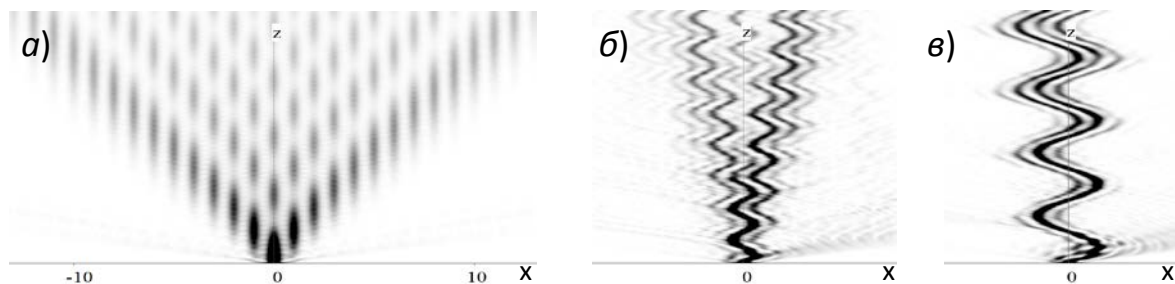


Рис. 4. Распространение пучка света в среде с периодической модуляцией показателя преломления.

Меняя различные параметры среды и светового пучка, мы можем наблюдать различные эффекты. В наших численных экспериментах мы наблюдали уменьшение и даже полное подавление дискретной дифракции. Мы установили зависимость дифракции пучка света в этой среде от ее

неоднородности (рис. 5), частоты излучения и угла падения светового пучка.

Аналогичный анализ был проведен для нелинейных сред, в которых коэффициент нелинейной диэлектрической проницаемости имеет пространственную модуляцию:

$$n(x, z, |A|) = n_0 + \Delta n_{nl}(x, z, |A|^2) \quad (6)$$

Таким образом, дискретная дифракция проявляется только под воздействием мощной волны накачки. Нами показано, что характер распространения пучка света в этих средах такой же, как и в средах описанных выше.

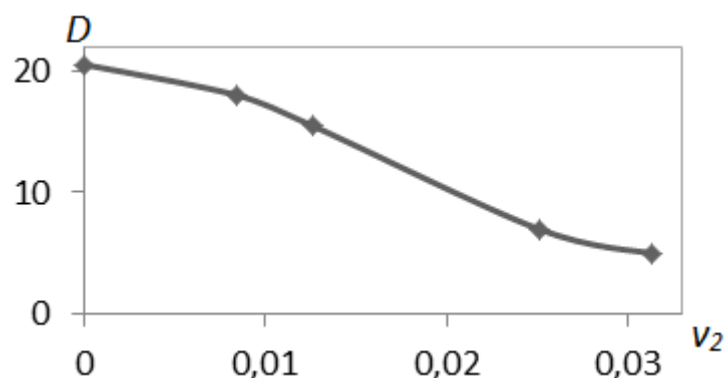


Рис. 5. Зависимость ширины пучка на выходе из среды от частоты продольной модуляции $v_2 = \frac{2\pi}{L_2}$.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проекты № 11-02-00681_а и № 12-02-90023-Бел_а.

ЛИТЕРАТУРА

1. М.Б. Виноградова, О.В. Руденко, А.П. Сухоруков «Теория волн» М.: Наука, 1990.
2. I.L. Garanovich, A.A. Sukhorukov, Y.S. Kivshar // Opt. Express. 2007. V. 15. No 15. P. 9547.
3. A. Joushaghani, R. Iyer, J.K.S. Poon, J.S. Aitchison, C.M. de Sterke, J. Wan and M.M. Dignam // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 109. No 103901.

ДВУХУРОВНЕВЫЕ АТОМЫ И СОЛИТОНЫ

С.В. Сазонов

Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»

sazonov.sergey@gmail.com

Двухуровневый атом – простейшая квантовая модель, используемая во многих задачах, где рассматривается взаимодействие света с веществом. Особую популярность данная модель приобрела в 60-е годы прошлого столетия, после изобретения лазеров – источников когерентного светового излучения. Если частота света ω близка к частоте ω_0 перехода между какими-либо двумя квантовыми уровнями в атоме (случай резонанса), то с хорошей точностью рассмотрением этих двух уровней можно и ограничиться.

Солитон – уединенный волновой пакет, который после взаимодействия с себе подобными восстанавливает свою исходную форму. С математической точки зрения данный объект представляет собой решение нелинейного уравнения (или системы уравнений) в частных производных. Особо подчеркнем, что уравнение нелинейное, поэтому здесь несправедлив обычный принцип суперпозиции, характерный для решений линейных уравнений математической физики. Кроме того, рассматриваемое уравнение является интегрируемым, т.е. можно, используя аналитические подходы, найти решение соответствующей задачи Коши. Свойство упругого взаимодействия солитонов друг с другом обусловлено интегрируемостью рассматриваемого уравнения. Помимо нелинейности для существования солитона должна присутствовать дисперсия. На языке взаимодействия светового поля с атомами это означает наличие временного запаздывания отклика среды на полевое воздействие. Именно взаимная компенсация друг друга нелинейности и дисперсии приводит к формированию солитона.

После изобретения в 60-е годы лазеров, работающих на принципах модуляции добротности и синхронизации мод, появилась возможность генерации световых импульсов длительностью τ_p в несколько наносекунд (а позднее – до нескольких пикосекунд). После этого уже можно было серьезно говорить о возможности наблюдения оптических солитонов.

Интересно заметить, что практически в это же время математика подошла к одной из вершин своих открытий. В 1967 году вышла знаменитая работа [1], в которой была предложена схема интегрирования нелинейного уравнения в частных производных Кортевега – де Вриза (КдВ). Данная схема впоследствии стала называться методом обратной задачи рассеяния (МОЗР) и распространилась на большое число других нелинейных уравнений в частных производных.

Впервые оптический солитон наблюдали также в 1967 году в связи с открытием эффекта самоиндуцированной прозрачности (СИП) [2]. В случае точного резонанса ($\omega = \omega_0$) система уравнений, описывающая взаимодействие оптического импульса с системой двухуровневых атомов (система Максвелла – Блоха (МБ)), переходит в так называемое уравнение синус – Гордона (СГ), которое, как стало известно несколькими годами позже, оказалось интегрируемым с помощью МОЗР. Еще позднее выяснилось, что это касается и системы МБ.

Солитоны СИП относятся к так называемым солитонам огибающей. Т.е. это есть уединенные волновые пакеты, содержащие внутри себя высокочастотное заполнение с ярко выраженной несущей частотой. Так как на протяжении периода колебаний огибающая меняется медленно, ее называют медленно меняющейся.

Если выполнено условие квазирезонанса ($|\omega - \omega_0| \tau_p \gg 1$), для комплексной огибающей электрического поля импульса выводится нелинейное уравнение Шредингера (НУШ), также интегрируемое с помощью МОЗР и обладающее солитонными решениями. Если здесь же учесть дисперсию нелинейности, а также групповую дисперсию третьего порядка, для величины огибающей имеем модифицированное уравнение КдВ (МКдВ).

Встречаются ситуации, когда газовая среда состоит из смеси изотопов одного и того же элемента. Тогда может быть существен изотопический сдвиг квантовых уровней. В этом случае частоты переходов для различных изотопов несколько отличаются друг от друга: один изотоп находится в резонансе со световым импульсом, а другой – в квазирезонансе. В такой ситуации распространение импульса подчиняется интегрируемому уравнению Конно – Камеямы – Сануки (ККС) [3], представляющему собой симбиоз уравнений СГ и МКдВ.

С укорочением длительности импульса до одного периода колебаний теряет смысл понятие огибающей. В этом случае говорят о предельно коротких импульсах (ПКИ). Такие импульсы начали создаваться в лабораторных условиях на рубеже восьмидесятых и девяностых годов прошлого столетия. Абсолютная длительность таких импульсов колеблется в интервале от единиц до сотен фемтосекунд, поэтому их называют фемтосекундными. Коль скоро нет огибающей, то математические методы вывода уравнений для фемтосекундных импульсов должны отличаться от таковых в случаях нано- и пикосекундных солитонов. Здесь уже уравнения содержат не огибающие электрического поля, а само электрическое поле.

Впервые отказ от медленно меняющейся огибающей в приложении к оптическим задачам был совершен в 1973 году [4]. Волновое уравнение здесь было редуцировано от второго порядка к первому путем учета только волны, распространяющейся в одну сторону. Это справедливо при

относительно малой концентрации двухуровневых атомов. Соответствующая система уравнений, полученная из анализа системы «двухуровневые атомы + поле», получила название редуцированной системы Максвелла – Блоха (РМБ). Далее был совершен отказ от приближения малой концентрации атомов, но использовались приближения оптической прозрачности (ОП) $\omega_0 \tau_p \gg 1$ и спектрального перекрытия (СП) $\omega_0 \tau_p \ll 1$. В первом случае для поля импульса имеем уравнение МКдВ, во втором – СГ. Когда присутствуют атомы двух сортов, для которых выполняются соответственно условия ОП и СП, поле импульса подчиняется уравнению ККС. Если в этом уравнении учесть дисперсию, вносимую только атомами второго сорта, а нелинейность – атомами первого сорта, то ККС переходит в интегрируемое уравнение Шеффера – Уэйна [5].

Все сказанное выше относительно двухуровневых систем и солитонов касается ситуаций, когда оба квантовых состояния обладают определенной четностью. В этих случаях в стационарных состояниях центры масс электронных оболочек совпадают с центром масс атомного ядра. Если это не так, то стационарные состояния не характеризуются определенной четностью, а значит, находясь в них, атом (молекула) обладает постоянным дипольным моментом (ПДМ). Здесь также возникает масса интегрируемых систем и уравнений: «РМБ с ПДМ», модифицированное уравнение СГ, КдВ, система Ядзимы - Ойкавы. Последняя, описывая нелинейное взаимодействие высоко- и низкочастотных солитонов, представляет интерес в связи с оптическими методами генерации терагерцового излучения.

В заключение остается удивиться тому, что столь большое количество солитонов может породить такой простой квантовый объект, как двухуровневый атом.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 13 – 02 – 00199 а).

ЛИТЕРАТУРА

1. C.S. Gardner, J.M. Greene, M.D. Kruskal, R.M. Miura // Phys. Rev. Lett. 1967. V. 19. P. 1095.
2. S.L. McCall and E.L. Hahn // Phys. Rev. Lett. 1967. V. 18. P. 908.
3. С.В. Сазонов // УФН. 2001. Т. 171. С. 663.
4. P.J. Caudrey, J.C. Eilbeck, J.D. Gibbon, R.K. Bullough // J. Phys. A. 1973. V. 6. P. L53.
5. L. Leblond and D. Mihalache // Phys. Reports. 2013. V. 523. P. 61.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА ПО НАБЛЮДЕНИЮ СИГНАЛОВ ОПТИЧЕСКИХ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ В ТОНКИХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНКАХ

В.Т. Сидорова³, Н.С. Вашурин^{1,3}, С.И. Никитин², И.И. Попов^{1,3},
С.А. Степанов³, Н.И. Сушенцов¹, Р.В. Юсупов²

1- Поволжский государственный технологический университет

2- Казанский федеральный (государственный) университет

3- Марийский государственный университет

popov@volgatech.net

Эксперимент, аналогичный [1], проводился на базе центра коллективного пользования Казанского Федерального Университета. На выходе из фемтосекундной лазерной системы импульсы были со следующими параметрами: $F=1$ кГц, мощность в одном импульсе >1 мДж, длительность импульса ~ 35 фс со спектром лазерного излучения от 758 нм до 825 нм.

Путем применения двух полупрозрачных зеркал с коэффициентом отражения 50% обеспечивалось создание трех фемтосекундных импульсов с волновыми векторами k_1 , k_2 и k_3 образующих треугольник и сфокусированными на образец линзой с фокальной плоскостью 15 см. Угол между 1 и 2 волновыми векторами составил 7,8 град., между 2 и 3 – 5,7 град., между 1 и 3 – 4,76 град. Задержка между импульсами τ_{12} и τ_{23} обеспечивалась регулируемыми линиями задержки с минимальным шагом 2 мкм. Плотность энергии каждого импульса, сфокусированного на образце в точку с диаметром 1 мм, составила 7,64 МВт/см².

Сигналы четырехволнового смешения, стимулированного фотонного эха, самодифракции и первичного фотонного эха, возбуждаемые в полупроводниковых пленках различной толщины при комнатной температуре, наблюдались в направлениях волнового вектора, равных $k_4 = -k_1 + k_2 + k_3$, $k_5 = -k_2 + k_1 + k_3$ или $k_6 = -k_3 + k_1 + k_2$ при различных комбинациях временной последовательности импульсов (τ_1, τ_2, τ_3) , (τ_2, τ_1, τ_3) и (τ_3, τ_2, τ_1) , соответственно.

На рис. 1 приведены наблюдаемые фемтосекундные сигналы фотонного эха регистрируемые ПЗС-камерой. В случае перекрытия заслонкой одного из возбуждающих импульсов исчезали сигналы стимулированного фотонного эха и соответствующие сигналы первичного фотонного эха. При перекрытии двух возбуждающих импульсов регистрировался только один возбуждающий импульс. При изъятии пленки (резонансной среды) регистрировались только возбуждающие импульсы.

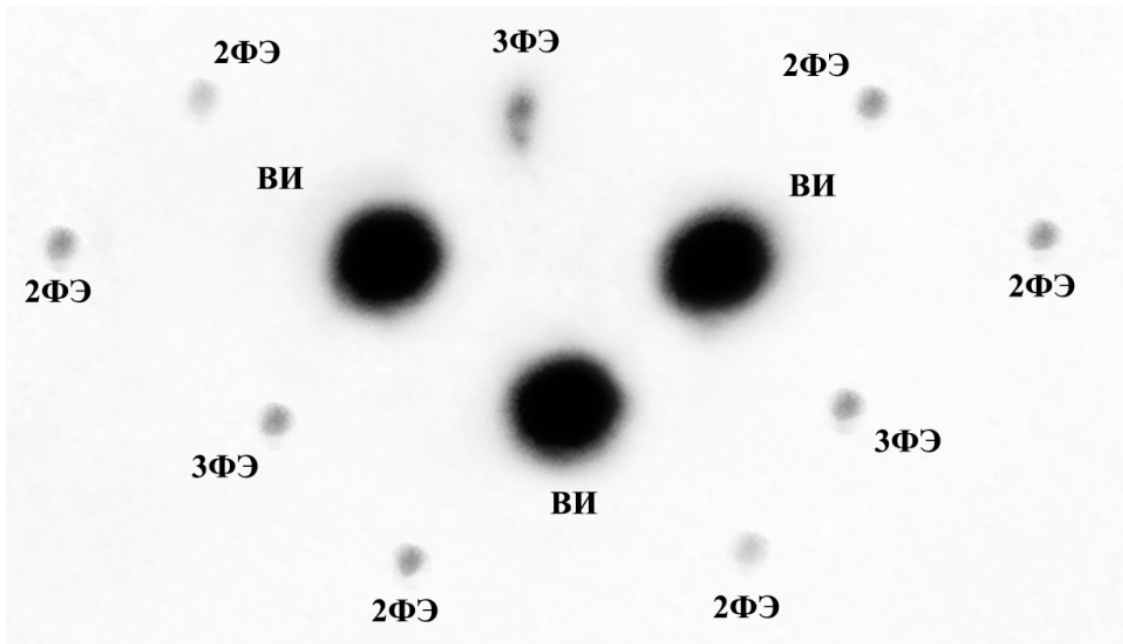


Рис.1. Картина, снятая на фоточувствительную камеру (применена инверсия цвета), на экране позади резонансного образца при нулевой задержке между возбуждающими импульсами $\tau_{12} = 0$ и $\tau_{23} = 0$. 2ФЭ – сигналы двухимпульсного фотонного эха и самодифракции, 3ФЭ – сигналы трехимпульсного (стимулированного) фотонного эха и четвертьволнового смещения, ВИ – возбуждающие импульсы.

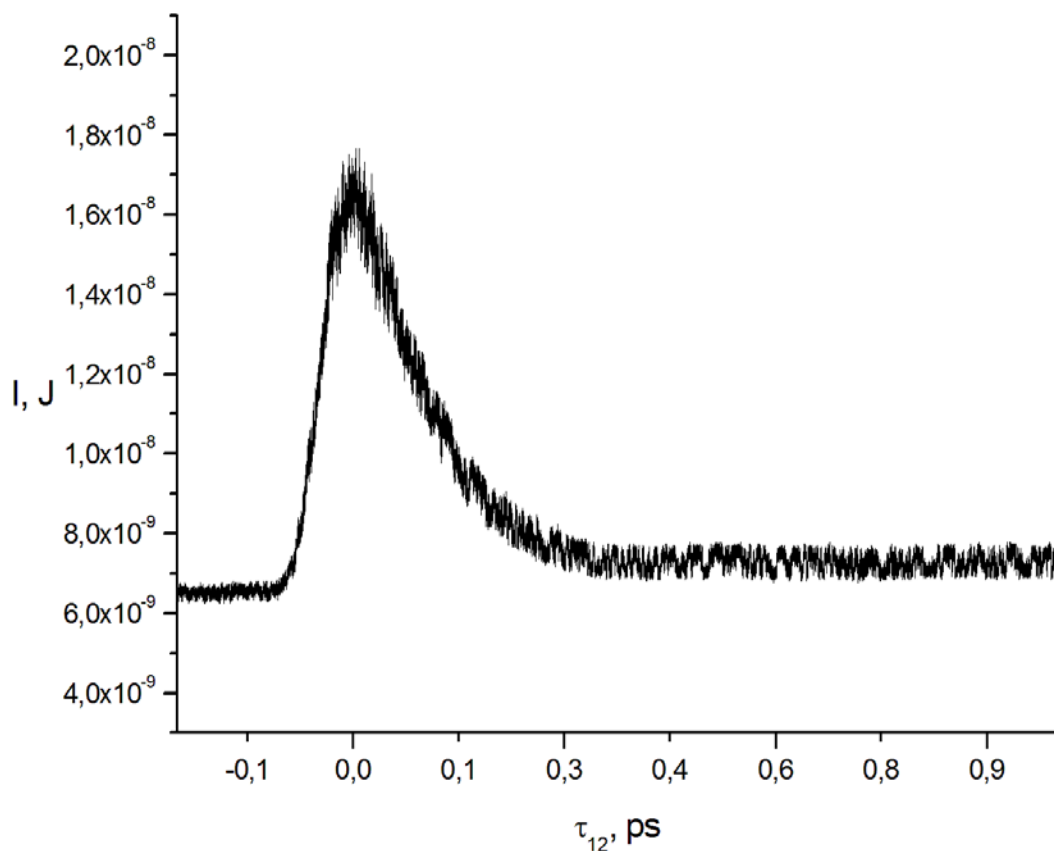


Рис.2 Спад интенсивности сигнала стимулированного фотонного эха в направлении волнового вектора $k_4 = -k_1 + k_2 + k_3$ от времени задержки между 2 и 3 возбуждающим импульсом.

Был исследован спад интенсивности сигнала стимулированного фотонного эха в направлении волнового вектора $k_4 = -k_1 + k_2 + k_3$ от времени задержки между 2 и 3 возбуждающим импульсом τ_{23} (рис. 2) при фиксированном значении временного интервала τ_{12} между первым и вторым возбуждающими импульсами. По мере увеличения интервала τ_{12} интенсивность стимулированного фотонного эха уменьшалась. Максимальная его интенсивность наблюдалась при нулевом значении τ_{12} .

Зарегистрированное время необратимой продольной релаксации в стимулированном режиме $T_1=1,8$ пс превышало время необратимой поперечной релаксации в двухимпульсном режиме $T_2=1,451$ пс [2] для пленки ZnO/Si(B)/Si(P).

Работа поддержана грантом РФФИ №12-02-00736а и Единый заказ-нарядом Минобрнауки для Марийского государственного университета на 2012-2014 годы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вашурин Н.С., Попов И. И. , Путилин С. Э. , Сушенцов Н. И. , Степанов С. А. Обнаружение и исследование сигналов первичного и обращенного стимулированного фотонного эха в неорганических нанопленках // Материалы Шестой международной научной школы «Наука и инновации – 2011» / Под ред. И.И. Попова и др. Йошкар-Ола: МарГУ - 2011. - С. 58-62.

2. Попов И. И., Вашурин Н.С., Газизов К. Ш., Путилин С. Э., Степанов С. А., Сушенцов Н. И., Сидорова В. Т. // Известия РАН, серия физическая. – 2012. – Т. 76 – № 3. – С. 322–325.

ПРОДОЛЬНО-ПОПЕРЕЧНАЯ ДИНАМИКА ДВУХКОМПОНЕНТНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ОДНООСНЫХ КРИСТАЛЛАХ

В.А. Халяпин

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

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

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

$$\frac{\partial E}{\partial z} = -a_2 \frac{\partial}{\partial \tau} |\psi|^2 + \frac{c}{2n_e} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \int_{-\infty}^{\tau} E d\tau. \quad (2)$$

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

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

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

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

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

$$U = -B \operatorname{th}[(\tau - \Phi)/a] \exp \left[-\frac{x^2}{2b^2} \right]. \quad (4)$$

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

$$\Lambda = 2\sqrt{\pi} \left[-aA^2b \left(\varphi' + \Omega\Phi' + \frac{\pi^2 a^2 \varepsilon'}{12} \right) - \beta A^2b \left(\frac{1}{3a} + \Omega^2 a + \frac{\pi^2 \varepsilon^2 a^3}{3} \right) - \right. \\ \left. - A^2 \frac{g'ab^3}{2} + \frac{2a_2 \omega B A^2 b \sqrt{2}}{3\sqrt{3}} + \frac{\omega B^2 b}{3a} \Phi' + \frac{cA^2 a}{2n_o \omega} \left(4g^2 + \frac{1}{b^4} \right) \frac{b^3}{2} - \frac{\omega c B^2 a}{8n_e \nu} \right]. \quad (5)$$

Здесь и далее штрих обозначает производную по z . Варьируя (5) по $A, B, \varepsilon, \Omega, \varphi, \Phi, g$, получаем систему уравнений на искомые параметры, описывающую динамику двухкомпонентного импульса. В работе будет проведён анализ этой системы.

ЛИТЕРАТУРА

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