

СЕКЦИЯ 5. ФОТОНИКА

Особенности дифракции света в акустическом поле с большим углом сноса акустической энергии А.С. Волошин, В.И. Балакший.....	2
Эффекты локализации света при фотолюминесценции и рамановском рассеянии в кремниевых наноструктурах К.А. Гончар, Г.К. Мусабек, Т.И. Таурбаев, Л.А. Головань, В.Ю. Тимошенко	4
Акустооптическое исследование ультразвуковых волн с большими углами сноса энергии в парателлурите Е.А. Дьяконов, Н.В. Поликарпова, В.Б. Волошинов	6
Коллинеарное акустооптическое взаимодействие в монокристалле теллура Г.А. Князев, В.Б. Волошинов	8
Взаимодействие осциллирующего точечного диполя с модами Фабри-Перо фотонно-кристаллического слоя С.В. Лобанов, С.Г. Тиходеев, Н.А. Гиппиус, Т. Weiss	10
Визуализация фазы при исследовании клеточных структур с помощью конфокальной микроскопии В.В. Лобынцева, Ю.Н. Захаров	14
Сдвиг и искажение профиля светового пучка при отражении от границы фотонного кристалла В.Ф. Марченко, М.С. Неберо, А.П. Сухоруков	16
Акустооптическая модуляция неполяризованного излучения Л.И. Михеев, В.И. Балакший.....	18
Передаточные функции пропускающих неоднородных ФПМ-ЖК голографических фотонных структур Б.Ф. Ноздреватых, С.В. Устюжанин, С.Н. Шарангович.....	22
Нелинейное преобразование амплитудных профилей световых пучков в фоторефрактивном интерферометре Фабри-Перо на основе ниобата лития А.С. Перин, С.М. Козлова, В.М. Шандаров.....	27
Оценка коэффициентов акустооптического качества двумерных фотонных кристаллов З.А. Пятакова, Г.В. Белокопытов	31
Численное моделирование воздействия импульсного лазерного излучения на малоразмерные поглощающие мишени О.Г. Романов, Г.И. Желтов, Г.С. Романов.....	36
Динамическая модель интегрированного в кремниевый волновод гибридного полупроводникового лазера А.Г. Ржанов, С.Э. Григас	40

ОСОБЕННОСТИ ДИФРАКЦИИ СВЕТА В АКУСТИЧЕСКОМ ПОЛЕ С БОЛЬШИМ УГЛОМ СНОСА АКУСТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ

А.С. Волошин, В.И. Балакший

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет

voloshin-andrey@yandex.ru

Работа посвящена теоретическому исследованию дифракции света на объемной синусоидальной фазовой решетке, созданной акустической волной в анизотропной среде вследствие фотоупругого эффекта [1]. Особенность рассматриваемой задачи заключается в том, что волновые фронты акустического пучка (штрихи решетки) образуют произвольный угол с направлением волновой нормали (вектором обратной решетки). Эта задача имеет большое значение для акустооптики, где широко используются кристаллы с сильной акустической анизотропией, например, парателлурит (TeO_2), теллур (Te) или каломель (Hg_2Cl_2) [2-3]. Вследствие анизотропии в таких кристаллах возникает чрезвычайно большой угол сноса акустической энергии относительно направления волнового вектора ультразвука. Так, например, в парателлурите угол сноса α достигает 74° . Это означает, что угол между штрихами решетки и ее плоскостью равен 16° вместо обычных 90° .

Целью данной работы являлось изучение влияния наклона штрихов объемной фазовой решетки на характеристики дифракционного спектра.

Для нахождения точного аналитического решения поставим задачу следующим образом. Предположим, что плоская световая волна с длиной волны λ падает на вертикально расположенную фазовую решетку конечной ширины l под углом θ_0 , а ее штрихи наклонены по отношению к плоскости решетки $x = 0$ на угол α . В этом случае для системы уравнений связанных мод получены модифицированные уравнения Рамана-Ната в виде

$$\frac{dC_p}{dx} = \frac{\pi \Delta n}{\lambda \cos(\theta_p - \alpha)} \left\{ C_{p+1} \exp[j(\eta_p x - \Phi)] - C_{p-1} \exp[-j(\eta_{p-1} x - \Phi)] \right\}, \quad (1)$$

где C_p – безразмерная амплитуда световой волны, продифрагировавшей в p -й порядок, θ_p – угол, задающий направление на p -й порядок дифракции, Φ – начальная фаза акустической волны, Δn – амплитуда изменения показателя преломления среды под действием ультразвука. Параметры η_p характеризуют фазовую расстройку при акустооптическом взаимодействии; для них получено выражение:

$$\eta_p = k_p \cos(\theta_p - \alpha) + K \sin \alpha - \sqrt{k_{p+1}^2 - [k_p \sin(\theta_p - \alpha) + K \cos \alpha]^2}, \quad (2)$$

где k_p – волновое число света в p -м порядке, K – волновое число ультразвука. Расстройки определяют эффективность дифракции: чем они больше, тем меньше интенсивность рассеянного света в соответствующем порядке. Диапазон акустооптического взаимодействия обычно определяют условием $|\eta_0 l| \leq \pi$ [1]. Таким образом, существует противоречивая связь: чем больше ширина акустического столба l , тем больше эффективность дифракции в первый порядок $\zeta = C_1 C_1^*$, но тем меньше угловой и частотный диапазон акустооптического взаимодействия. Учитывая эти особенности, легко качественно объяснить те или иные закономерности рассматриваемой дифракционной задачи с помощью векторных диаграмм.

В настоящей работе численный расчет уравнений (1) проведен для случая акустооптического взаимодействия в кристалле парателлурита. Для расчета выбрана плоскость $(1 \bar{1} 0)$, которая используется в большинстве акустооптических устройств, выполненных из этого кристалла. Изучено влияние угла сноса α на амплитудные, угловые и частотные характеристики как анизотропной, так и изотропной дифракции в различных срезам кристалла.

Показано, что сильная акустическая анизотропия (приводящая к появлению угол наклона α – угла сноса акустического пучка в случае акустооптического взаимодействия) существенно изменяет частотные и угловые характеристики дифракционного спектра. Сужение диапазона акустооптического взаимодействия из-за сноса акустического пучка может достигать нескольких раз. Это говорит о том, что снос пучка необходимо учитывать при разработке акустооптических устройств.

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований, грант № 08-07-00498.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.И. Балакший, В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков “Физические основы акустооптики” М.: Радио и связь, 1985.
2. V.B. Voloshinov, N.V. Polikarpova // Appl. Opt. 2009. V. 48. № 7. P. C55.
3. V.B. Voloshinov, V.I. Balakshy, L.A. Kulakova, N. Gupta // IEEE J. Opt. A: Pure & Appl. Opt. 2008. V. 10. № 9. P. 095002.

ЭФФЕКТЫ ЛОКАЛИЗАЦИИ СВЕТА ПРИ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ И РАМАНОВСКОМ РАССЕЙАНИИ В КРЕМНИЕВЫХ НАНОСТРУКТУРАХ

К.А. Гончар¹, Г.К. Мусабек², Т.И. Таурбаев², Л.А. Головань¹,
В.Ю. Тимошенко¹

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

²Казахский национальный университет им. Аль-Фараби
k.a.gonchar@gmail.ru

Вследствие многократного отражения от неоднородностей диэлектрической проницаемости среды может происходить увеличение времени взаимодействия фотона с веществом, что, в конечном счете, может привести к локализации света. Подобный эффект представляет интерес как с точки зрения фундаментальной науки, так и для практических применений, в том числе при создании лазеров с пониженным порогом генерации. В данной работе рассматривается проявление эффектов локализации света при фотолюминесценции (ФЛ) и комбинационном (рамановском) рассеянии для наноструктур на основе кремния. Образцы первого типа представляли собой неупорядоченные структуры в виде совокупности кремниевых нитей с диаметрами 10-50 нм, выращенных на кремниевой подложке методом пар-жидкость-кристалл [1]. Образцами второго типа являлись одномерные фотонные кристаллы в виде чередующихся слоёв пористого кремния толщиной 100-150 нм, имеющих различную пористость. Данные образцы были сформированы методом электрохимического травления кристаллического кремния (с-Si) в растворе плавиковой кислоты, путём периодического изменения плотности тока травления [2].

Для образцов первого типа было обнаружено значительное увеличение интенсивности спектров ФЛ и рамановского рассеяния света по сравнению с подложкой с-Si при возбуждении непрерывным лазерным излучением с длиной волны 1.064 мкм (рис.1). С учётом соотношения между глубиной проникновения лазерного излучения и толщиной слоя кремниевых нитей усиление составило порядка 100. Данный эффект можно объяснить частичной локализацией света, при которой время жизни фотона в неупорядоченной структуре кремниевых нитей значительно увеличивается вследствие многократного отражения. Указанное явление аналогично андерсовской локализации для электронов в неупорядоченных твёрдых телах.

Для образцов второго типа спектры отражения в ближнем инфракрасном диапазоне показаны на рис.2. Видно, что изменением времени травления слоёв можно сдвигать фотонную запрещённую зону (ФЗЗ) в широком спектральном интервале. Эксперименты показали, что

положение ФЗЗ может быть изменяемо путём изменения угла наклона падающего излучения.

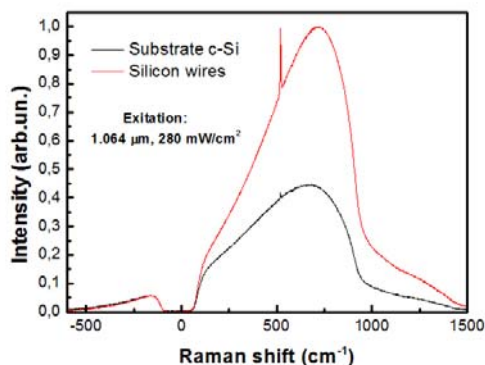


Рис. 1. Спектры ФЛ (широкие пики) и комбинационного рассеяния света (острые пики на частоте 520 см⁻¹) образцов первого типа (ансамбль неупорядоченных кремниевых нитей) (красная кривая) и пластины c-Si (чёрная кривая).

Измерения спектров ФЛ и рамановского рассеяния продемонстрировали немонотонную зависимость интенсивности сигнала от положения ФЗЗ. Указанные зависимости можно объяснить проявлением эффекта локализации возбуждающего света, что приводит к увеличению времени жизни фотона в структуре примерно в 40 раз. Таким образом, полученные результаты свидетельствуют о возможности значительного увеличения времени жизни фотона, а значит, и возрастание эффективности взаимодействия света с веществом для неупорядоченных и квазипериодических структур на основе кремния.

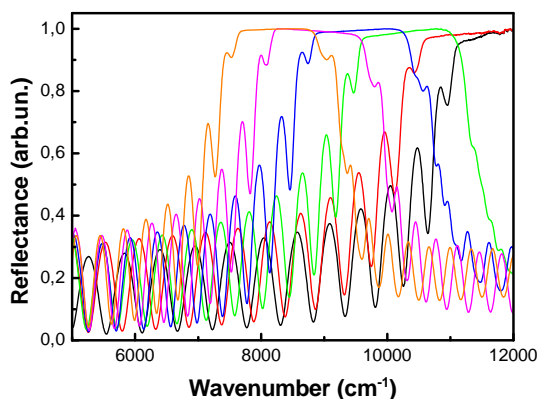


Рис. 2. Спектры отражения образцов второго типа, полученных при различных временах формирования, определяющих толщины пористых слоев.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Г. Дубровский // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. № 5. С.1.
2. Л.А. Головань, В.Ю. Тимошенко, П.К. Кашкаров // УФН. 2007. Т. 177. № 6. С. 619.

АКУСТООПТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛН С БОЛЬШИМИ УГЛАМИ СНОСА ЭНЕРГИИ В ПАРАТЕЛЛУРИТЕ

Е.А. Дьяконов, Н.В. Поликарпова, В.Б. Волошинов
МГУ им.М.В.Ломоносова

В основе акустооптического взаимодействия лежит явление дифракции света на ультразвуковой волне, распространяющейся в материальной среде. Одной из важных проблем акустооптики в последнее время стало исследование свойств кристаллических сред, обладающих значительной анизотропией упругих и диэлектрических свойств. В работе приведены результаты теоретического и экспериментального исследования распространения ультразвуковых волн в кристалле парателлурита (химическая формула TeO_2). Этот кристалл обладает исключительно большой анизотропией упругих свойств, а также высоким значением коэффициента акустооптического качества, что позволяет осуществить в нем эффективное акустооптическое взаимодействие.

Исследованный в работе образец схематически показан на рисунке. Плоскость рисунка соответствует кристаллической плоскости (001). Пьезоэлектрический элемент из ниобата лития среза ($Y+36^\circ$), возбуждающий продольные колебания, установлен на верхней грани кристалла. Плоскость этой грани составляет угол $4^\circ 24'$ к кристаллической оси [010] и перпендикулярна плоскости (001). Из рисунка видно, что в кристалле возбуждаются сразу две волны - квазипродольная (I) и квазипоперечная (II). Они характеризуются большими углами сноса энергии в силу значительной упругой анизотропии материала. Свойства этих волн были исследованы акустооптическим методом, результаты исследования приведены в таблице. Затухание акустических волн измерялось при частоте ультразвука, равной 500 МГц.

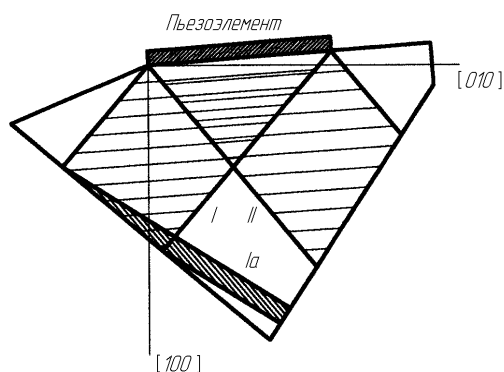


Рис. 1. Схематическое изображение.

Квазипродольная акустическая волна падает на боковую грань образца. При отражении от этой грани образуется квазипоперечная

акустическая волна (1a). В работе [1] разработана методика расчета отражения упругих волн от границы кристалла с вакуумом. В общем случае при таком отражении могут появиться две отраженных волны, причем угол отражения оказывается отличным от угла падения из-за влияния анизотропии упругих свойств кристалла.

Кристаллический образец был вырезан с таким расчетом, чтобы одна из отраженных волн имела нулевой энергетический коэффициент отражения, а вторая - характеризовалась максимально возможным значением угла сноса акустической энергии. Эксперимент подтвердил разработанную в работе [1] теорию. Отраженная волна, как оказалось, имеет угол сноса энергии 74° , что является максимально возможным значением для всех известных в настоящее время кристаллов. Исследование акустооптического взаимодействия такой волны представляет значительный научный интерес и позволяет расширить современные представления в области кристаллофизики.

В данной работе осуществлена дифракция светового излучения лазера длиной волны $632,8 \text{ нм}$, распространявшегося в направлении кристаллической оси [001], на ультразвуковой волне с максимальным углом сноса. Свойства этой волны приведены в таблице. Затухание волны измерялось при частоте 300 МГц . Экспериментальные данные в пределах погрешностей измерений совпадают с теоретическими данными.

Волна	Фазовая скорость, м/с	Угол сноса энергии	Затухание, дБ/см
1	2190	45°	$1,5 \pm 0,5$
П	3450	35°	$4,0 \pm 1,0$
1a	716	72°	52 ± 10

ЛИТЕРАТУРА

1. V.B.Voloshinov, N.V. Polikarpova // Applied Optics. 2009. V.48. N 7. P. C55.

КОЛЛИНЕАРНОЕ АКУСТООПТИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В МОНОКРИСТАЛЛЕ ТЕЛЛУРА

Г.А. Князев, В.Б. Волошинов

Физический факультет, Московский государственный университет им.

М.В.Ломоносова, Москва 119991, Россия

g_knyazev@mail.ru

На сегодняшний день задача создания акустооптических устройств управления дальним инфракрасным излучением $\lambda > 5$ мкм остаётся не решенной. Проблема связана с обратнопропорциональной зависимостью эффективности дифракции от квадрата длины волны света. При больших длинах волн света мощность акустической волны, необходимая для достижения высокой эффективности акустооптического взаимодействия существенно возрастает. Как известно [1,2], монокристаллы теллура обладают наибольшим среди всех материалов коэффициентом акустооптического качества M_2 . Поэтому данный материал является наиболее перспективным для применения в дальнем инфракрасном диапазоне. В частности, проведенные расчеты позволили разработать на основе теллура коллинеарный акустооптический фильтр, предназначенный для работы с инфракрасным излучением в диапазоне $8 < \lambda < 14$ мкм.

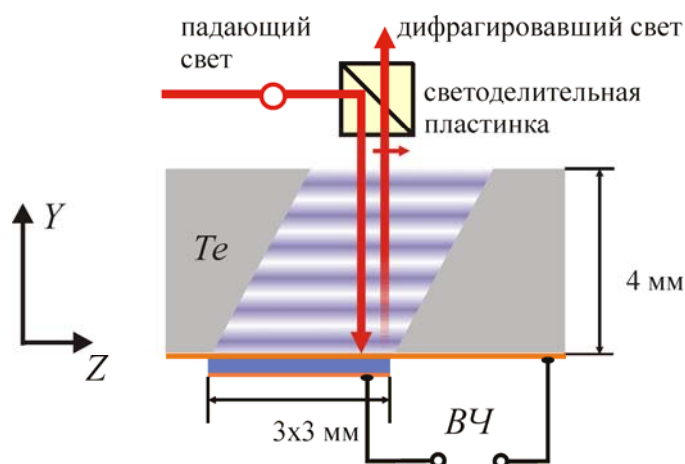


Рис. 1. Схема акустооптического коллинеарного фильтра на кристалле теллура.

Как известно, основным недостатком кристаллического теллура является низкая оптическая прозрачность для необыкновенно поляризованного излучения. Однако, благодаря высокому коэффициенту акустооптического качества длина акустооптического взаимодействия может быть выбрана очень малой, например 4 мм, это позволяет избежать высоких оптических потерь.

В эксперименте был исследован коллинеарный фильтр, конструкция которого показана на рисунке 1. На данном рисунке указаны характерные

размеры кристалла и пьезопреобразователя. Можно видеть, что свет не проходил сквозь фильтр, а отражался от электрода пьезопреобразователя. Нулевой и первый порядки дифракции разделялись спомощью светоделительной пластинки. Оптическое излучение распространилось в направлении оси Y кристалла, в этом же направлении возбуждалась медленная сдвиговая акустическая волна скорость которой достигала 1,47 км/с. Угол сноса энергии акустической волны достигал величины 44° , что приводило к небольшому снижению пространственного разрешения. Тем не менее, благодаря малой длине взаимодействия, а также высоким значениям показателя преломления теллура, допустимая угловая апертура данного фильтра оказалась равной $\Delta\theta = 48^\circ$. Частота ультразвука, соответствующая условию брэгговского синхронизма на длине волны света 10,6 мкм, равнялась 194 МГц. При этом высокая частота ультразвука обеспечивала относительно высокое спектральное разрешение $\lambda/\Delta\lambda = 194$ на длине волны света 10,6 мкм. Полученные значения пространственного и спектрального разрешения оказываются достаточно высокими не только для дальнего инфракрасного излучения, но и для устройств управления видимым светом.

Работа выполнена при поддержке грантов CRDF RUP1-1663-MO-06 и РФФИ 08-02-00717а, 09-02-01028а и НШ-671.2008.2.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Xu, R. Stroud "Acousto-Optic Devices" Wiley, 1982.
2. В.И. Балакший, В.Б. Волошинов, Г.А. Князев, Л.А. Кулакова // ЖТФ. 2008. т. 78. вып. 10. стр. 87-95.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ОСЦИЛЛИРУЮЩЕГО ТОЧЕЧНОГО ДИПОЛЯ С МОДАМИ ФАБРИ-ПЕРО ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО СЛОЯ

С.В. Лобанов^{1,2}, С.Г. Тиходеев^{1,2}, Н.А. Гиппиус^{2,3}, Т. Weiss^{3,4}

¹ Московский Государственный Университет им.М.В.Ломоносова

² Институт Общей Физики им. А. М. Прохорова РАН

³ LASMEA, University Blaise Pascal, Avenue des Landais, 24, Aubiere Cedex, France

⁴ 4th Physics Institute, University of Stuttgart, Pfaffenwaldring, 57, Stuttgart, Germany
gravitonmsu@mail.ru

Одним из перспективных направлений исследования в последние годы является теоретическое и экспериментальное изучение излучения квантовой точки или молекулы из фотонных кристаллов – материалов, структура которых характеризуется периодическим изменением показателя преломления в пространственных направлениях.

Хорошим приближением для описания излучения квантового объекта из фотонного кристалла является модель осциллирующего точечного диполя, который колеблется с постоянной частотой и амплитудой, заданными внешним источником (так называемый предел слабой связи). Эта система является классической, а, следовательно, может быть описана с помощью уравнений Максвелла. В работе [1] было показано, как с помощью формализма матрицы рассеяния [1-2] можно численно рассчитать излучение осциллирующего точечного диполя из слоистой фотонно-кристаллической системы (ФКС).

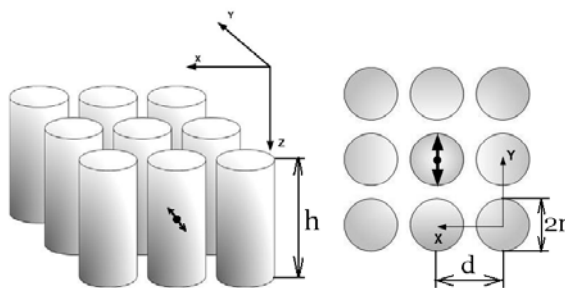


Рис. 1. Фотонно-кристаллический слой из наностолбиков. Вид сбоку (слева) и сверху (справа). Точка с толстыми стрелками показывает положение и ориентацию диполя.

Рассмотрим ФКС из диэлектрических наностолбиков высотой $h=3$ мкм, радиуса $r=200$ нм и диэлектрической проницаемостью $\epsilon=10$ (см. рис. 1), образующих квадратную решётку с периодом $d=660$ нм. Распространение света в таком слое описывается в виде суперпозиции собственных мод, каждая из которых характеризуется своим распределением (в плоскости (x,y)) электромагнитного поля и своим собственным значением K_z . В данной задаче параметры структуры и

частотный диапазон подобраны таким образом, что переносить энергию от одного края слоя до другого может лишь небольшое число этих мод.

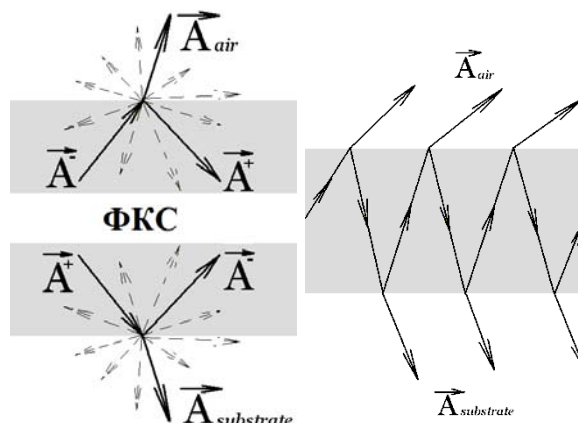


Рис. 2. Рассеяние собственной моды на границах ФКС (слева) и образование резонансов Фабри-Перо (справа).

Рассмотрим распространение какой-нибудь собственной моды внутри ФКС (см. рис. 2). Если мода распространяется вверх, то дойдя до верхней границы раздела, она отразится и пойдёт вниз. При этом помимо отражённой моды возникнет прошедшая мода (которая будет распространяться уже в воздухе) и множество рассеянных мод. Если рассеянные моды являются затухающими, то они не участвуют в переносе энергии и могут быть отброшены из рассмотрения. Интерес представляют в данном случае две волны: отражённая и прошедшая. Отражённая волна дойдёт до нижней границы раздела, рассеется на ней и пойдёт снова вверх, где, испытав рассеяние, создаст прошедшую волну. Эта новая прошедшая волна проинтерферирует со старой. В результате интерференции этих волн в спектре пропускания такого слоя возникнут резонансы Фабри-Перо. Если мы поместим осциллирующий точечный диполь точно в центр слоя, то он сможет эффективно возбуждать моды с волновым числом $K_z = \pi/h \cdot 2n$, $n=1, 2, \dots$, т.е. чётные резонансы Фабри-Перо.

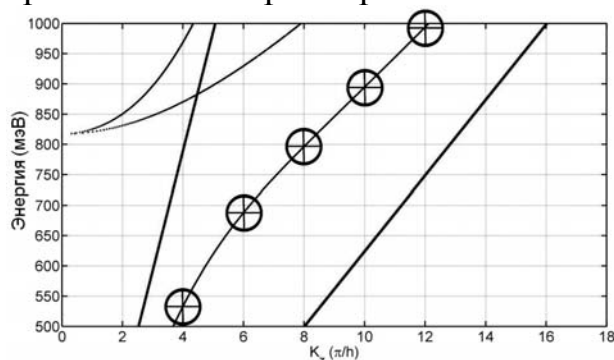


Рис. 3. Дисперсия собственного значения K_z для распространяющихся мод.

На рисунке 3 представлена дисперсионная зависимость волнового числа K_z собственных мод, способных излучать по нормали к поверхности и эффективно переносящих энергию. Из рисунка видно, что при энергии

меньшей 800 мэВ перенос энергии через слой осуществляется в основном одной модой, которую мы будем называть в дальнейшем первой. Кружками помечены точки, соответствующие чётным резонансам Фабри-Перо этой моды. При этих энергиях должны наблюдаться максимумы в спектре интенсивности излучения диполя по нормали к ФКС.

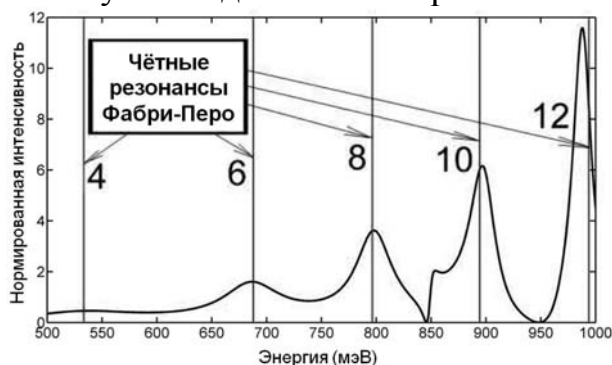


Рис. 4. Спектр излучения наверх для диполя, помещённого в центр одного из наностолбиков. Вертикальные линии соответствуют энергиям чётных резонансов Фабри-Перо первой моды, помеченных на рисунке 3 кружками.

На рисунке 4 представлены численные расчёты такого спектра для диполя, ориентированного вдоль оси y и помещённого в центр одного из наностолбиков как показано на рис. 1. Интенсивность излучения на этом и последующих рисунках нормирована на максимальную интенсивность излучения осциллирующего точечного диполя в свободном пространстве. Вертикальными линиями помечены энергии, при которых должны наблюдаться максимумы, соответствующие чётным резонансам Фабри-Перо первой моды. Из рисунка видно, что описанный выше механизм распространения и рассеяния одной моды действительно наблюдается в данном ФКС.

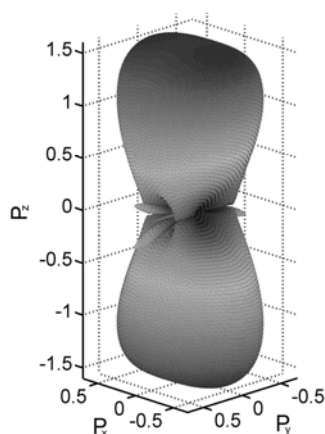


Рис. 5. Диаграмма направленности излучения для диполя, расположенного в центре одного из наностолбиков, при энергии, соответствующей шестому резонансу Фабри-Перо первой моды.

Рассмотрим излучение диполя при энергии, соответствующей шестому резонансу Фабри-Перо (вторая вертикальная линия на рисунке 4). Рассчитанная диаграмма направленности излучения представлена на рисунке 5. Суммарная интенсивность излучения оказывается практически такой же, как и для диполя в свободном пространстве, однако излучение направлено преимущественно по нормали к ФКС.

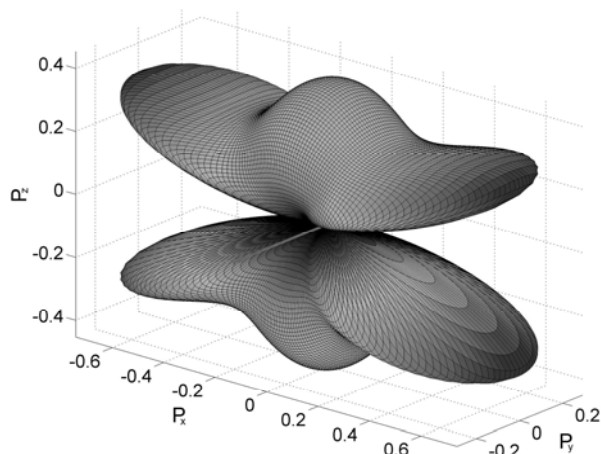


Рис. 6. Диаграмма направленности излучения для диполя, расположенного в центре одного из наностолбиков, при энергии, соответствующей пятому резонансу Фабри-Перо первой моды.

Интерес представляет также диаграмма направленности в минимумах спектра излучения, т.е. при энергиях, соответствующих нечётным резонансам Фабри-Перо. На рисунке 6 представлена рассчитанная диаграмма направленности излучения диполя, расположенного в центре одного из наностолбиков при энергии, соответствующей пятому резонансу Фабри-Перо первой моды. Из рисунка видно, что излучение диполя по нормали к ФКС подавлено в этом случае.

Таким образом, Фабри-Перо резонансы собственных мод существенно влияют на излучение осциллирующего точечного диполя из фотонно-кристаллических слоёв. Изменяя параметры структуры, возможно контролировать суммарную интенсивность и диаграмму направленности излучения. Тем самым можно менять время жизни возбуждённого состояния квантового излучателя и создавать наноантенны.

Авторы благодарны РФФИ и Программе Президиума РАН №27 за поддержку.

ЛИТЕРАТУРА

1. D.M. Whittaker and I.S. Culshaw, Phys. Rev. B 60, 2610 (1999).
2. S.G. Tikhodeev, A.L. Yablonskii, E.A. Muljarov, N.A. Gippius and T. Ishihara, Phys. Rev. B 66, 045102 (2002).

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ФАЗЫ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ КЛЕТОЧНЫХ СТРУКТУР С ПОМОЩЬЮ КОНФОКАЛЬНОЙ МИКРОСКОПИИ

В.В. Лобынцева, Ю.Н. Захаров

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

yz-ua3@list.ru

Основной задачей нашей работы являлось использование возможностей микроскопа для извлечения фазовой информации при исследовании биологических объектов на уровне живых клеточных культур сердечных и нейрональных тканей. При изучении таких структур стандартными методами [1], даже при последовательном по глубине сканировании каждого уровня, результат говорит лишь об отражающих свойствах объекта, а информация о фазе волны потеряна.

Мы доработали конфокальный сканирующий микроскоп LSM510, расширив его методы работы. Появилась возможность фиксировать такие физические характеристики объекта, которые переходят в фазу волны, то есть производить визуализацию фазы.

Восстановление фазы возможно и голографическим способом [2,3], но получение внеосевой голограммы представляет значительные трудности без существенного изменения конструкции микроскопа и требует сложного цифрового процесса восстановления [4].

В данном случае визуализация фазовой структуры проходит в три этапа.

На первом этапе регистрируется изображение объекта, который дает нам информацию только о модуле амплитуды объектной волны. (Рис.1).

На втором этапе необходимо иметь в канале регистрации опорный пучок. Для его формирования мы используем часть света, отраженную от полупрозрачной пластинки, помещенной непосредственно перед объективом по направлению распространения светового пучка от лазера. Регистрируя информацию с добавлением опорного пучка, фактически мы записывали осевую голограмму. Здесь на фоне изображения есть добавление постоянного фона и интерференционных членов, содержащих информацию о фазе. (Рис.2).

На третьем этапе вычитаем эти два полученных результата, используя стандартные процедуры обработки изображения, предложенные в программном обеспечении микроскопа. Вычитанием полученных цифровых изображений мы избавляемся от модуляции интенсивности, обусловленной различием коэффициента отражения и рассеяния по объекту, получая в результате визуализацию фазы объектной волны. (Рис. 3).

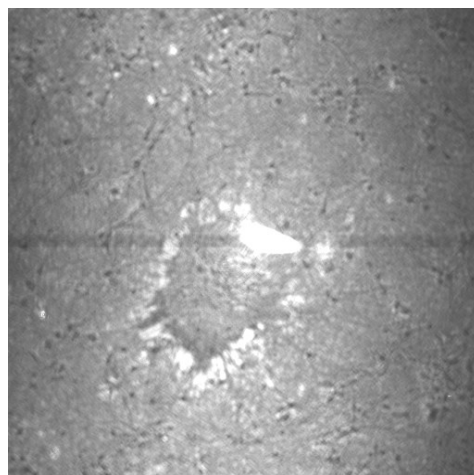
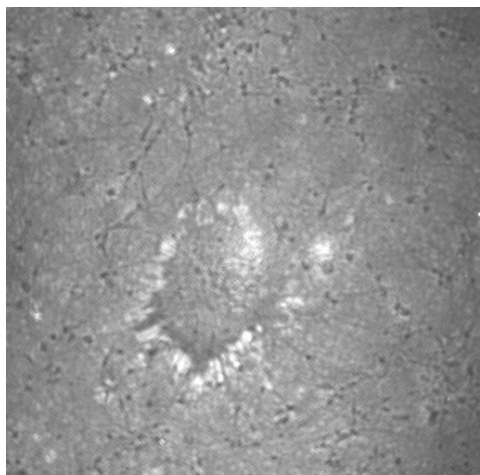


Рис.1. Фотография объекта Рис.2. Осевая голограмма

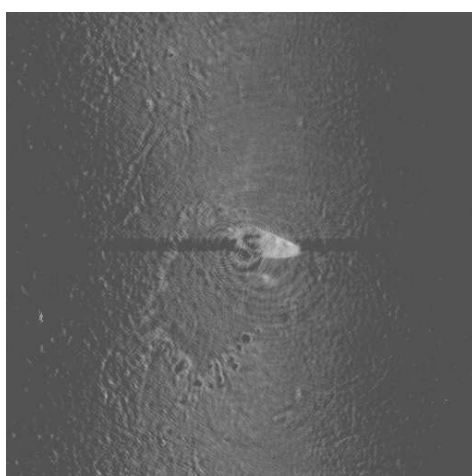


Рис.3. Интерферограмма объекта

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.И. Штейн "Руководство по конфокальной микроскопии" СПб: Изд-во Политехн. ун-та, 2007.
2. Кокс "Микроскопия" // "Оптическая голография" (под ред. Г. Колфилда) М.:Мир, 1982. С. 619.
3. В.В. Лобынцева, Ю.Н. Захаров // XIII Международная конференция студентов и молодых ученых "Молодежь и наука". Тезисы докладов. Ч.3. М.: НИЯУ МИФИ, 2010. С. 128.
4. В.И. Редкоречев, И.А. Кулагин, В.С. Гуревич, М.Е. Гусев, Ю.Н. Захаров // Оптика и спектроскопия. 2009. Т.107. №3. С.433.

СДВИГ И ИСКАЖЕНИЕ ПРОФИЛЯ СВЕТОВОГО ПУЧКА ПРИ ОТРАЖЕНИИ ОТ ГРАНИЦЫ ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА

В.Ф. Марченко, М.С. Неберо, А.П. Сухоруков

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, Физический
факультет, Москва, Ленинские горы, д.1, стр.2, 119991

nebero@physics.msu.ru

Одним из известных эффектов в линейной оптике является сдвиг волнового пучка и изменение его профиля при отражении от границы раздела двух однородных сред в условиях полного внутреннего отражения (эффект Гооса-Хенхен, [1]). В докладе исследуются особенности этого эффекта при отражении от границы периодической слоистой структуры, моделирующей одномерный фотонный кристалл. Принципиальным моментом является тот факт, что при заданной частоте светового пучка его угловой спектр лежит целиком или частично в запрещённой полосе фотонного кристалла. В этой области модуль коэффициента отражения близок к единице, а его фаза является функцией угла падения.

Для гармонической аппроксимации зависимости диэлектрической проницаемости от координаты, перпендикулярной к поверхности, найдены коэффициенты отражения как для полубесконечного, так и конечного слоя периодической структуры в окрестности первой запрещённой полосы. Получен аналитический вид формулы Гооса-Хенхен, справедливой для слаборасходящихся пучков, определены границы её изменчивости. Показано, что учёт френелевского отражения приводит к тому, что величина бокового сдвига Δ становится несимметричной относительно центра брэгговской полосы, большие значения Δ соответствуют левой границе угловой полосы.

На основе фурье-представлений гауссовских пучков численно рассчитаны профили отраженных пучков при различных соотношениях между шириной углового спектра падающего пучка и угловой ширины брэгговской полосы. На приведённых ниже рисунках приведены угловые спектры падающих коллимированных пучков (сплошные кривые рис. 1а и 2а) и зависимость фазы коэффициента отражения (пунктирные кривые рис. 1а и 2а), как функции параметра $p = k \sin \Theta$ (Θ - текущий угол спектральной компоненты). Вне запрещённой полосы фаза остаётся постоянной. На рис. 1б показаны профили падающего и отражённого пучков, в том случае, когда угол падения лежит в середине запрещённой полосы. Боковой сдвиг составляет величину $\sim 4\lambda$. На рис. 2б те же профили относятся к случаю, когда угол падения лежит вблизи границы полосы. В этом случае сдвиг достигает значений $\sim (10-12)\lambda$, при этом наблюдается деформация профиля отражённого пучка. Связанное с расходимостью падающего пучка уширение углового спектра приводит к

тому, что сдвиг при отражении уменьшается, однако происходит более сильная деформация профиля, в частности появляются мелкомасштабные искажения.

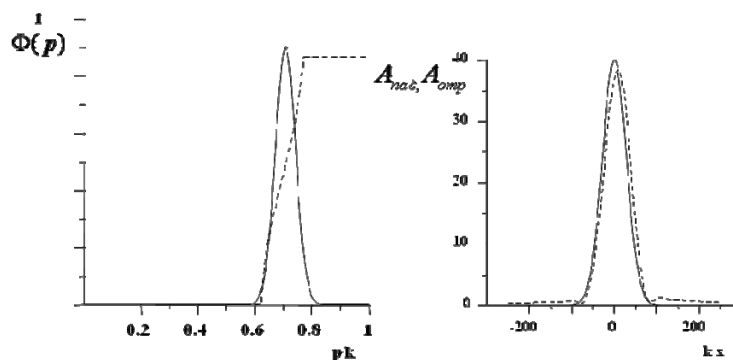


Рис. 1. а – угловые спектры гауссового пучка (сплошная линия) и брэгговской полосы (пунктирная);

б – профиль падающего (сплошная линия) и отражённого (пунктир) пучков.

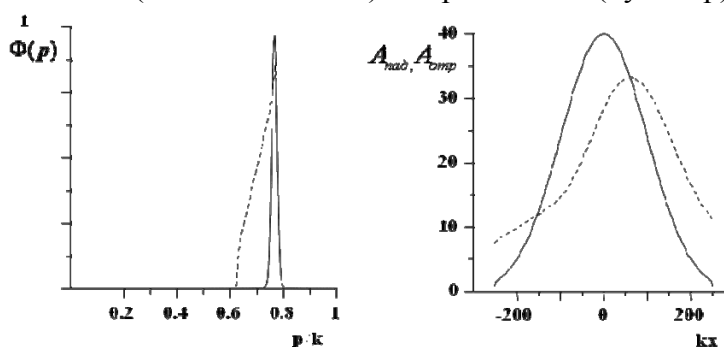


Рис. 2. а – угловые спектры гауссового пучка (сплошная линия) и брэгговской полосы (пунктирная);

б – профиль падающего (сплошная линия) и отражённого (пунктир) пучков.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н.К. Lotsch // JOSA. 1968. V. 58. P. 551.
2. Л.М. Бреховских “Волны в слоистых средах” М.: Наука, 1973.
3. А. Ярив, П. Юх, “Оптические волны в кристаллах” М.: Мир, 1987.
4. D. Felbacq, A. Morean, R. Smaali // Opt. lett. 2003. V. 28. P. 1633.

АКУСТООПТИЧЕСКАЯ МОДУЛЯЦИЯ НЕПОЛЯРИЗОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Л.И. Михеев, В.И. Балакший

Физический факультет МГУ, кафедра физики колебаний

mikheev_lev@mail.ru, balakshy@phys.msu.ru

Явление дифракции света на ультразвуке (акустооптическое взаимодействие) в настоящее время является одним из основных эффектов, которые используются для управления оптическим излучением. На основе этого явления созданы и применяются во всем мире такие приборы, как модуляторы, дефлекторы и фильтры. Приборы такого рода обладают широкими функциональными возможностями, надежностью и простотой конструкции [1].

Однако все эти приборы нормально функционируют, лишь когда падающее оптическое излучение имеет поляризацию одной из собственных мод используемого в устройстве кристалла (то есть линейную или, реже, эллиптическую). Это обусловлено акустооптической анизотропией среды: коэффициент акустооптического качества M , определяющий эффективность дифракции, имеет разные значения для разных оптических мод. Таким образом, чтобы акустооптический прибор нормально работал, необходимо на его входе ставить поляризатор. Но это приводит к потере половины световой мощности в случае неполяризованного оптического излучения, что во многих случаях является совершенно недопустимым.

Проблема управления неполяризованным светом чрезвычайно актуальна; она стоит в акустооптике с 60-х годов прошлого столетия. Предложенные к настоящему времени методы предполагают применение двух развернутых на 180° акустооптических ячеек, расположенных последовательно, или же расщепление падающего светового пучка на два пучка с ортогональными поляризациями, а потом, на выходе ячейки, их сведение в один пучок. Эти методы имеют ряд недостатков: сложная конструкция, трудная юстировка системы, низкая надежность, увеличение управляющей мощности и др.

Настоящая работа своей главной целью имеет нахождение оптимального среза кристалла ниобата лития (LiNbO_3), отличающегося высоким значением акустооптического качества для обеих поляризаций падающего света и разработку на его основе модулятора оптического излучения с длиной волны 1.06 мкм для волоконного иттербиевого лазера. Выбор именно этого кристалла объясняется тем, что, во-первых, он имеет хорошие акустооптические свойства, а во-вторых, отличается чрезвычайно сильным пьезоэффектом [2], что определяет его широкое использование при изготовлении пластинчатых пьезопреобразователей акустооптических

ячеек. В данной работе предполагается применение этого кристалла в двух качествах: и как пьезоэлектрика для возбуждения ультразвука, и одновременно в качестве среды акустооптического модулятора. Такой вариант устройства позволит обойтись без пластинчатого пьезопреобразователя, используемого в настоящее время в акустооптических устройствах, изготовление которого требует привлечение высококвалифицированных оптиков и применение ручного труда. Стоимость акустооптических ячеек (несколько тысяч долларов США) в основном определяется именно сложностью технологии изготовления пластинчатого пьезопреобразователя.

В настоящей работе выполнен расчет акустооптического эффекта и коэффициентов акустооптического качества для разных направлений распространения света и звука в кристалле ниобата лития. Особое внимание уделено поиску срезов кристалла с максимальным значением качества и с высокими и близкими значениями качества для обеих поляризаций падающего света. Анализировались срезы, для которых частоты ультразвука не превышали 1 ГГц, то есть рассматривались варианты, вполне реализуемые в современной акустооптике.

Расчет выполнялся в сферических координатах, связанных с кристаллографическими осями XYZ кристалла, с шагом в 5 градусов по полярному (θ) и азимутальному (ϕ) углу для каждой из трех собственных акустических мод. Наиболее интересные срезы кристалла ниобата лития, найденные в работе, представлены в таблице, где введены следующие обозначения: ϕ_a и θ_a – азимутальный и полярный углы в сферической системе координат, задающие направление распространения акустической волны, ϕ_o и θ_o – аналогичные углы для падающей оптической волны, M_e и M_o – коэффициенты акустооптического качества для необыкновенной и обыкновенной волн соответственно, f_e и f_o – акустические частоты фазового синхронизма для необыкновенной и обыкновенной волн соответственно. Расчет выполнен для изотропной дифракции света [1].

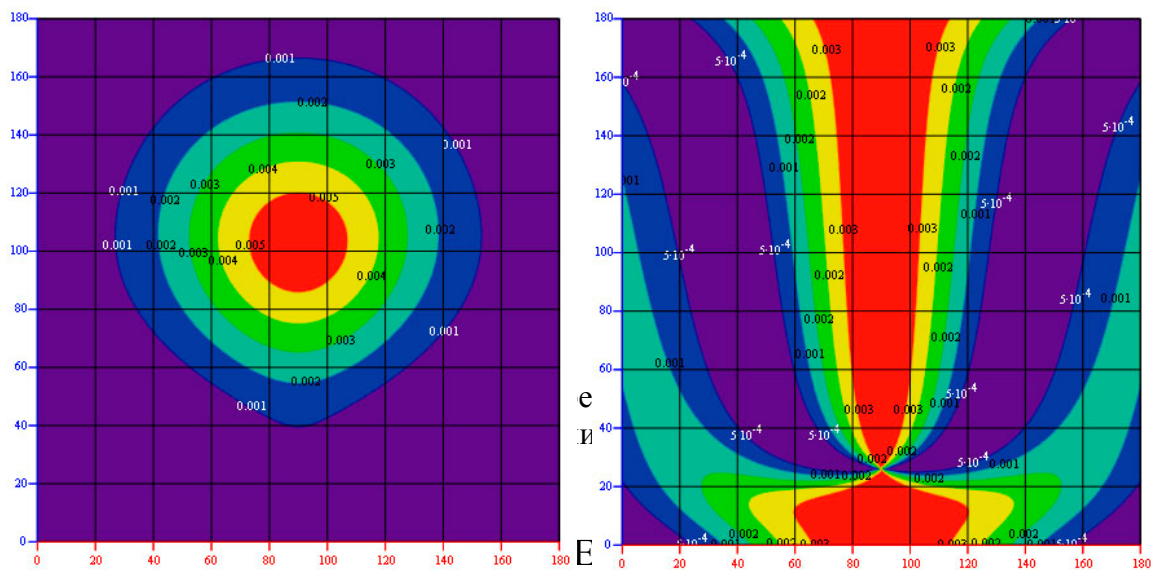
					M_e , $10^{-18} \text{ с}^3/\text{Г}$	M_o , $10^{-18} \text{ с}^3/\text{Г}$	f_e , МГц	f_o , МГц
.	0	0 ⁰	0 ⁰	70 ⁰	2,702	2,734	$\begin{matrix} 69 \\ 2 \end{matrix}$	693
.	0	60 ⁰	0 ⁰	0 ⁰	8,149	2,218	$\begin{matrix} 27 \\ 9 \end{matrix}$	288
.	0	00 ⁰	40 ⁰	67 ⁰	3,508	3,08	$\begin{matrix} 21 \\ 8 \end{matrix}$	218
.	0	60 ⁰	0 ⁰	0 ⁰	9,139	1,842	$\begin{matrix} 43 \\ 6 \end{matrix}$	450
					2,519	3,039	12	125

.	0^0	70^0	3^0	0^0			1	
.	0^0	70^0	2^0	0^0	2,781	3,102	54	56
.	5^0	00^0	40^0	65^0	3,647	2,861	37 3	374
.	5^0	10^0	50^0	50^0	5,033	3,302	62 0	625
.	5^0	20^0	50^0	42^0	7,266	3,222	28 7	291
0.	5^0	30^0	0^0	0^0	3,04	4,427	68 2	701
1.	5^0	40^0	0^0	0^0	5,291	3,79	17 5	180
2.	5^0	60^0	0^0	0^0	11	2,082	16 0	165
3.	5^0	70^0	0^0	0^0	3,048	3,006	84	87
4.	0^0	10^0	50^0	50^0	5,802	3,092	10 0	100
5.	0^0	20^0	60^0	40^0	5,618	3,174	73 8	750
6.	0^0	50^0	0^0	0^0	14	1,079	10 0	102
7.	0^0	3^0	0^0	03^0	5,2	3,04	13 0	135

Из таблицы видно, что наибольшее значение акустооптического качества составляет $M_e = 14 \cdot 10^{-18} \text{ с}^3/\text{Г}$ (срез кристалла №16), что в 9 раз превышает максимальное качество плавленого кварца, используемого в акустооптике в качестве референтного материала [2]. Однако наилучшим для создания модулятора неполяризованного света оказался срез кристалла с квазисдвиговой медленной акустической модой, распространяющейся в плоскости YZ ($\phi_a = 90^\circ$) под углом $\theta_a = 13^\circ$ к оси Z (срез кристалла №17). У этой моды коэффициенты акустооптического качества принимают значения $M_e = 5,2 \cdot 10^{-18} \text{ с}^3/\text{Г}$ и $M_o = 3,04 \cdot 10^{-18} \text{ с}^3/\text{Г}$, фазовая скорость равна $V = 3,55 \cdot 10^5 \text{ см/с}$, вектор поляризации лежит в плоскости YZ , образуя угол $86,3^\circ$ с направлением волновой нормали. Угол сноса энергии небольшой – всего лишь $2,7^\circ$ в плоскости YZ .

Для оптимальной акустической моды (срез кристалла №17) на рис. 1 показано пространственное распределение акустооптического качества в координатах углов падения света ϕ_o (по оси абсцисс) и θ_o (по оси

ординат). График (а) относится к e -волне, а график (б) – к o -волне. Хорошо видна анизотропия акустооптического эффекта.



1. В.И. Балакший, В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков “Физические основы акустооптики” М.: Радио и связь, 1985.

2. М.П. Шаскольская “Акустические кристаллы” Справочник. М.: Наука, 1982.

ПЕРЕДАТОЧНЫЕ ФУНКЦИИ ПРОПУСКАЮЩИХ НЕОДНОРОДНЫХ ФПМ-ЖК ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ФОТОННЫХ СТРУКТУР

Б.Ф. Ноздревых¹, С.В. Устюжанин¹, С.Н. Шарангович¹

¹Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники 1
shr@svch.rk.tusur.ru

Возможность электрического управления дифракционными характеристиками фотонных структур (ФС) в ФПМ-ЖК обуславливает рассмотрение их в качестве базового элемента для динамических спектрально-селективных и коммутационных элементов фотоники [1].

Наиболее распространенным методом формирования ФС в поглощающих ФПМ-ЖК является голографический, при котором, в таком материале, под действием света, происходит процесс образования ЖК

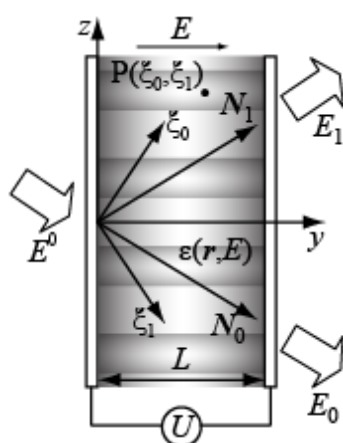


Рис. 1. Схема дифракции света на ФС в

доменах [2], с характерными размерами < 100 нм [1], с одновременным образованием одномерных периодических структур, в которых наблюдается эффект динамической апподизации амплитудных профилей пространственных гармоник показателя преломления (ПП) [3].

В работе [4] получена математическая модель дифракции расходящихся световых пучков на неоднородных ФС в ФПМ-ЖК (рис. 1) в ближней зоне с учетом неоднородности амплитудного профиля первой гармоники $n_1(\tau, y)$ ПП, которая позволяет провести исследования таких структур в качестве активного элемента для систем оптической связи и обработки информации.

Целью данной работы является разработка аналитической модели взаимодействия световых пучков с неоднородной электрически управляемой одномерной ФПМ-ЖК ФС, описывающей угловые спектры и пространственных распределений дифракционного поля в дальней зоне с использованием формализма передаточных функций, и исследование путем численного моделирования дифракционных характеристик таких структур при различных профилях показателя преломления и степени расходимости светового излучения.

Для отыскания угловых спектров и пространственных распределений дифракционного поля в дальней зоне использовалась аналитическая модель [4], определяющая пространственные распределения профилей световых пучков $E_0^m(\xi_1, E, g)$ и $E_1^m(\xi_1, E, g)$ (рис.1) в апертурных координатах ξ_0, ξ_1 , позволяющая численно исследовать дифракционные свойства ФС в ФПМ-ЖК с учетом неоднородного характера профиля ПП,

степени расходимости считывающего светового пучка g , статистики распределения ЖК молекул в капсулах и ориентационного влияния электрического поля.

В результате, используя взаимосвязь пространственных распределений $E_j^m(\xi_j, E, g)$ [4] и угловых спектров $E_j^m(\theta, E)$ на выходе ФС с распределением $E_j^m(\mathbf{r}_j, E, g)$ в произвольной точке $P(r)$ дальней зоны $E_j^m(\theta, E)$, можно записать:

$$E_j^m(\theta, E) = H_j^m(\theta, E) \cdot E^m(\theta) \quad (1)$$

где угол $\theta = \theta_j^m$ характеризует направление плосковолновых компонент угловых спектров (УС) $E_j^m(\theta, E)$ относительно нормалей \mathbf{N}_j^m (рис. 1), $j=0,1$ - порядок дифракции, $m=0,e$ - обыкновенные и необыкновенные волны, $E^m(\theta)$ - УС падающего пучка $E^m(\xi_0)$, $H_j^m(\theta, E)$ - передаточные функции (ПФ) ФПМ-ЖК ФС, определенные соотношениями:

$$H_0^m(\theta, E) = 1 - \frac{b_0^{m2}(E)}{2} A \int_{-1}^{+1} \exp\left[i \frac{\Delta K^m L}{2} (1-q)\right] \times \\ \times \sinh\left[\frac{cs(1+q)}{2}\right] \cdot {}_2F_1(1-\alpha, 1+\alpha; 2; w) dq, \quad (2)$$

$$H_1^m(\theta, E) = -i \frac{b_1^m(E)}{2} \int_{-1}^{+1} \exp\left[-i \frac{\Delta K^m L}{2} (1-q)\right] \\ \times \cosh^{-1}[c(s(1-q)/2 - t)] \cdot {}_2F_1(-\alpha, \alpha; 1; w) dq. \quad (3)$$

где ${}_2F_1(a, b; c; z)$ – гипергеометрическая функция Гаусса, остальные параметры определены в [4]. Параметр фазовой расстройки ΔK^m в общем случае является функцией управляющего электрического поля E , частоты падающего света ω , угла θ (рис. 1) и может быть аппроксимирован линейным соотношением:

$$\Delta K^m = \Delta K^m(E) + \Delta K^m(\theta) + \Delta K^m(\omega) \quad (4)$$

где зависимость $\Delta K^m(E)$ обусловлена изменением геометрии дифракции при вариации управляющего поля E ; $\Delta K^m(\omega) = (C - AD/B)\omega$, $\Delta K^m(\theta) = (D/B)\theta$, а коэффициенты A, B, C, D определены в [5].

На основе выражения (3) были численно исследованы квадрат модуля ПФ $H = |H_1^e(\Delta K^*, b_e)|^2$ и фазовое распределение $\arg(H_1^e(\Delta K^*, b_e))$ (рис. 2) от эффективного параметра связи b_e [5], обобщенной фазовой расстройки $\Delta K^* = \Delta K^e \cdot L$, для однородного (а), спадающего (б) и куполообразного (в) профилей ПП ФС, расходимости падающего светового пучка g , соответствующей излучению одномодовых и многомодовых оптических волокон (ОВ), а также от приложенного управляющего электрического поля. На рис. 2.г кривая 1 соответствует однородному профилю, кривая 2- спадающему, кривая 3- куполообразному.

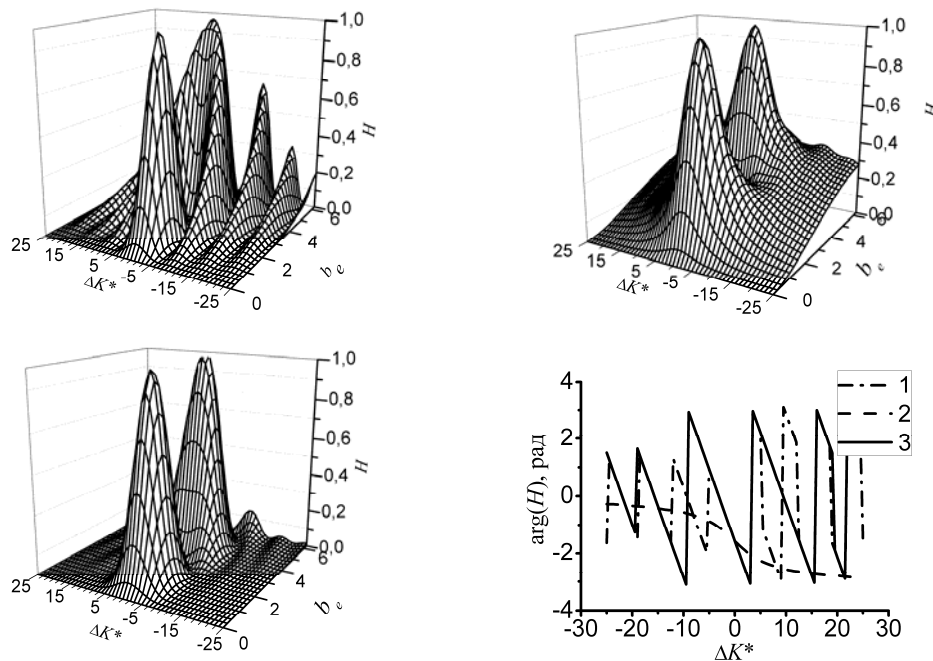


Рис. 2. Зависимость H и $\arg(H)$ от b_e и ΔK^* .

На рис.3 представлены соответствующие изменения распределения интенсивностей световых пучков нулевого и первого порядков дифракции $I_j = I_j^e(\xi_j, b_e, g) = |E_j^e(\xi_j, b_e, g)|^2$ (рис. 3) в ближней зоне для однородного (а, б) спадающего (в, г) и куполообразного (д, е) профиля ПП

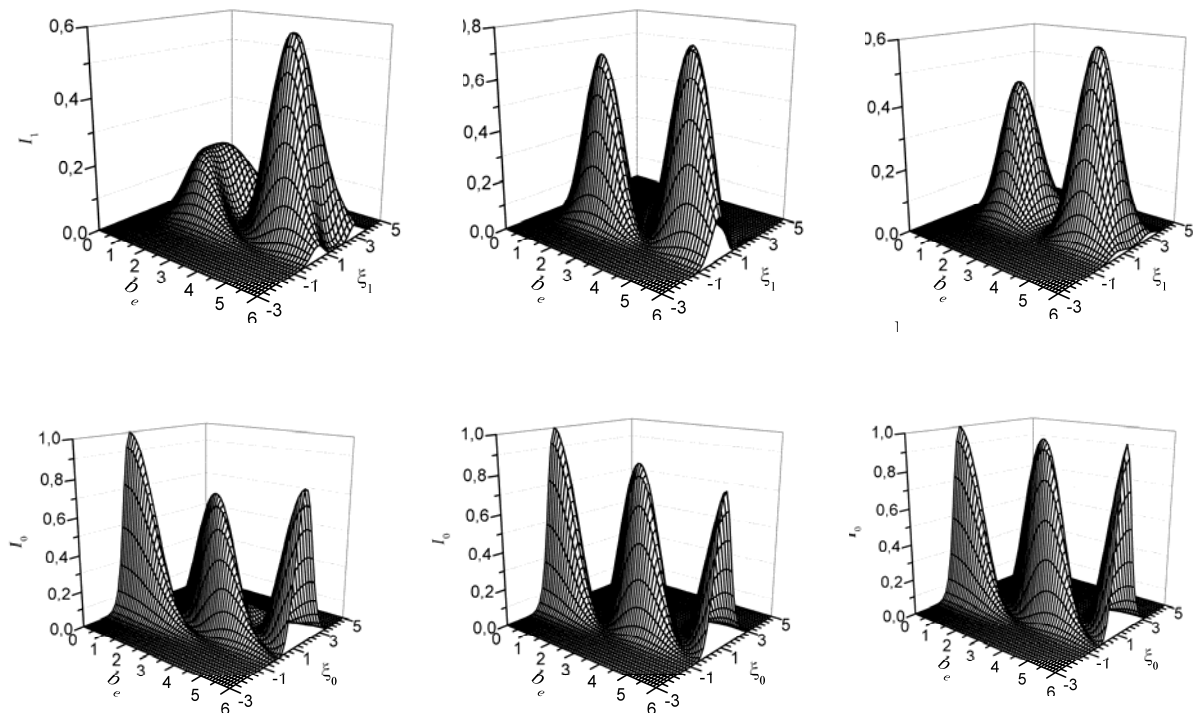


Рис. 3. Зависимости профилей интенсивности пучков от параметра связи b_e : а, в, д- дифрагированный пучок, б, г, е- прошедший пучок.

и сильной расходимости светового пучка (соответствующей одномодовому ОВ).

На рис. 4 показаны зависимости интегральной дифракционной эффективности $\eta_d(b_e)$ от эффективного параметра связи b_e и приложенного электрического поля E . Кривые 1 и 2 описывают эффективность

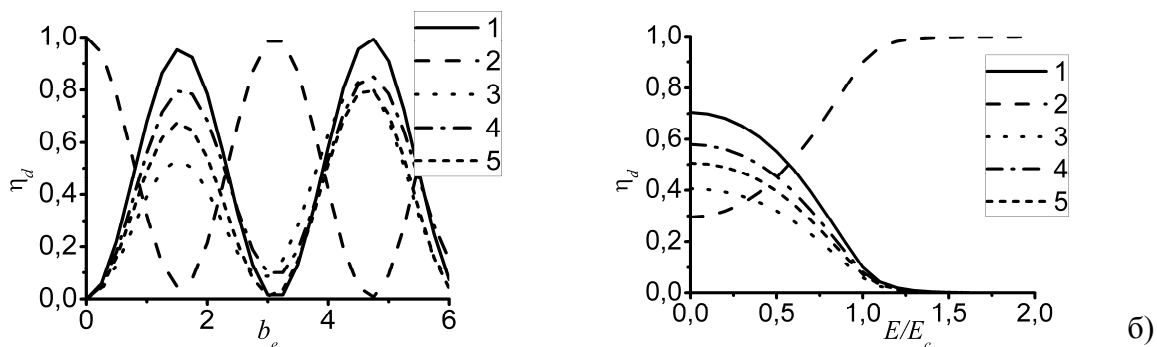


Рис. 4. Зависимость $\eta_d(b_e)$ и $\eta_d(E)$.

взаимодействия излучения многомодового ОВ с однородным профилем ПП, кривая 3- одномодового ОВ с ФС, имеющей однородный профиль, кривые 4, 5- одномодового ОВ с ФС, имеющей спадающий и колоколообразный профили соответственно; E_c - критическое напряжение.

Таким образом, результаты численного моделирования дифракционных характеристик неоднородных ФС, образованных в ФПМ-ЖК материале, показывают, что эффект динамической апподизации амплитудных профилей ФС, возникающий в процессе голографической записи, позволяет получить более высокие энергетические характеристик

ФС при их использовании в качестве электрически управляемых спектрально-селективных коммутационных элементов световых полей с широкими частотно-угловыми спектрами, соответствующим излучению одномодовых и многомодовых ОВ.

Работа выполнена по проекту № РНП.2.1.1.429 программы «Развитие научного потенциала высшей школы» и ГК № 02.740.11.0553 ФЦП «Научные и педагогические кадры инновационной России».

ЛИТЕРАТУРА

1. Paras N. Prasad "Nanophotonics" Hoboken, New Jersey: John Wiley & Sons, Inc., 2004.
2. L. Richard // JOSA B. 2002. Vol. 19. №12. P. 2995.
3. Е.А. Довольнов, С.В. Устюжанин, С.Н. Шарангович // Известия вузов. Физика. 2006. Т.49. № 10. С. 81.
4. С.В. Устюжанин, С.Н. Шарангович // Оптика-2009. Труды шестой международной конференции молодых ученых и специалистов «Оптика-2009». СПб: СПбГУ ИТМО, 2009. С. 383.
5. С.Н. Шарангович // Журнал технической физики. 1995.Т. 65. № 1. С. 107.

НЕЛИНЕЙНОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ АМПЛИТУДНЫХ ПРОФИЛЕЙ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В ФОТОРЕФРАКТИВНОМ ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ ФАБРИ-ПЕРО НА ОСНОВЕ НИОБАТА ЛИТИЯ

А.С. Перин, С.М. Козлова, В.М. Шандаров

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

Преобразование профилей лазерных световых пучков в современной оптике представляет существенный интерес с точки зрения реализации разного рода нелинейно-оптических экспериментов. Целью данной работы является исследование трансформации амплитудных профилей когерентных световых пучков в нелинейном интерферометре Фабри-Перо (ИФП) [1] на основе кристалла ниобата лития (LiNbO_3) с поверхностью, легированной ионами железа (Fe) и меди (Cu). Использование комбинации этих примесей позволяет варьировать в широких пределах фоторефрактивные характеристики поверхностной области кристаллического образца [2], а инерционность фоторефрактивного нелинейного отклика дает возможность детального изучения временной эволюции профиля светового пучка в подобном интерферометре.

В экспериментах излучение непрерывного твердотельного лазера (YAG:Nd^{3+}) с удвоением частоты (длина волны $\lambda=532$ нм) проходило через пластину LiNbO_3 X среза толщиной 1,5 мм в направлении нормали к ее плоскости. Форма поперечного сечения пучка изменялась от круговой (с диаметром около 0,5 мм) до эллиптической, с эллиптичностью до 1:10, что достигалось с помощью цилиндрической оптики. Световая мощность составляла при этом от 5 мВт (для кругового сечения) до 50 мВт (для эллиптического), поляризация света соответствовала необыкновенной волне в кристалле. Поле прошедшего светового пучка изучалось с помощью анализатора лазерных пучков BS-FW-FX33, сопряженного с персональным компьютером. Приповерхностная область пластины LiNbO_3 легирована ионами Fe и Cu путем последовательной термической диффузии. Глубина диффузии Fe составляла ~ 50 мкм, а Cu ~ 150 мкм. Время экспонирования образцов лазерным лучом варьировалось от нескольких десятков секунд до нескольких минут.

В начальные моменты времени световой пучок с круговым сечением, прошедший через ИФП, характеризуется гауссовым распределением интенсивности (рис. 1а). После экспонирования в течение некоторого времени (несколько секунд при световой мощности 5 мВт и диаметре пучка 0,5 мм) распределение интенсивности в прошедшем пучке существенно изменяется, в его центральной области появляется провал. Затем интенсивность в центре пучка вновь возрастает, а два образовавшихся провала сдвигаются на периферию пучка. При

продолжении процесса экспонирования это распределение становится еще более сложным (рис. 1б), причем изменения в световом поле наиболее сильны в направлении вдоль оптической оси кристалла. Такая асимметрия обусловлена фоторефрактивным механизмом оптической нелинейности LiNbO_3 , для которого разделение носителей заряда происходит в направлении оптической оси. Подобная эволюция поля световых пучков наблюдалась и в случае их эллиптического поперечного сечения.

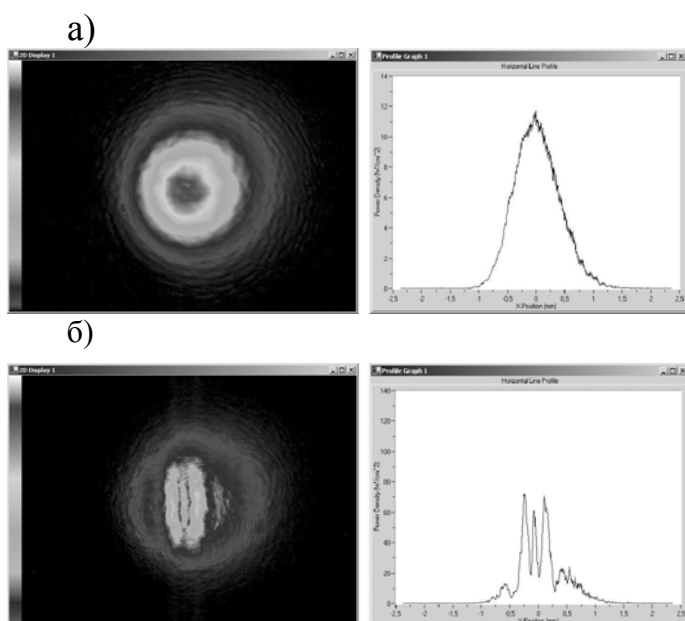


Рис. 1. Распределение интенсивности в поперечном сечении светового пучка и профили интенсивности в направлении оптической оси:
а) $t=0$; б) $t=60$ с.

Для световой волны, прошедшей через интерферометр Фабри – Перо, ее интенсивность определяется известным соотношением [3]:

$$I = \frac{I_0(1 - R^2)}{1 + R^4 - 2R^2 \cos(2kL \cdot \cos \theta)} \quad (1)$$

где I_0 – интенсивность света на входе; R - коэффициент отражения зеркал ИФП по амплитуде (для LiNbO_3 $R=0,375$); k - волновое число света в среде; L - толщина образца; θ - угол падения световой волны на зеркала внутри ИФП. В нелинейном интерферометре показатель преломления заполняющей среды зависит от интенсивности света, что в случае светового пучка приводит к наведению в освещенной области оптической неоднородности. Результатом является преобразование пространственной модуляции фазы светового пучка в модуляцию его интенсивности на выходе ИФП. Для «тонкого» ИФП, в котором толщина нелинейного слоя меньше поперечного размера светового пучка, наведенная неоднородность может быть прямо учтена в зависимости волнового числа k от поперечных координат x и y , интенсивности света $I(x,y)$ и времени экспонирования t (для среды с инерционным нелинейным откликом):

$$k = k_0 n(x, y, I, t) = k_0 [n_{(0)} \pm \Delta n(x, y, I(x, y), t)] \quad (2)$$

где: $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$ - волновое число света в вакууме; λ - длина волны; $n_{(0)}$ - линейный показатель преломления; Δn - наведенное изменение показателя преломления.

Соотношение (1) справедливо как для быстрой керровской нелинейности, так и для фоторефрактивной нелинейности среды, однако в последнем случае необходимо учитывать анизотропию нелинейного отклика. При фоторефрактивной насыщаемой нелинейности величина изменения показателя преломления не может превышать некоторое значение Δn_s . В случае чисто фотовольтаического механизма разделения носителей зарядов [3] временная зависимость $\Delta n(t)$ может быть выражена в виде:

$$\Delta n(t) = \Delta n_s [1 - \exp(-t/\tau)] \quad (3)$$

где τ - постоянная, характеризующая локальную скорость фоторефрактивного отклика, зависящую от интенсивности светового поля в данной точке.

Некоторые результаты численного моделирования в среде Matlab распределения интенсивности светового пучка, проходящего через нелинейный интерферометр Фабри-Перо, не учитывающие анизотропию фоторефрактивного нелинейного отклика, представлены на рис. 2.

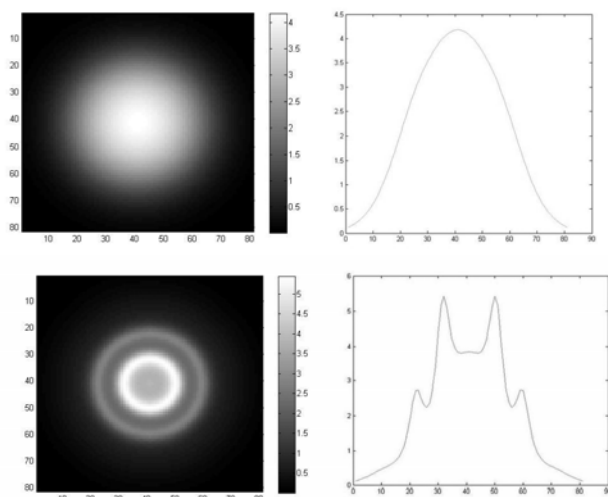


Рис. 2. Распределения интенсивности поля прошедшего через нелинейный ИФП светового пучка при:

- а) $\Delta n_s = 5 \cdot 10^{-4}; t / \tau = 0;$
 б) $\Delta n_s = 5 \cdot 10^{-4}; t / \tau = 1.1.$

Значительное отличие результатов моделирования от экспериментальных, проявляющееся в круговой симметрии поля прошедшего пучка, обусловлено пренебрежением указанной анизотропией фоторефрактивного отклика, а также зависимостью скорости этого отклика

от локальной интенсивности света. В то же время качественно вид профилей светового поля в направлении полярной оси кристалла для экспериментальных и расчетных результатов имеет достаточно хорошее соответствие.

Таким образом, нами продемонстрирована возможность трансформации профилей когерентных световых пучков в нелинейном интерферометре Фабри-Перо с оптически индуцированными неоднородностями на основе кристаллических образцов фоторефрактивного ниобата лития.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (НИР РНП.2.1.1.429, НИР по госконтракту № 02.740.11.0553).

ЛИТЕРАТУРА

1. Х. Гиббс “Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света” М.: Мир, 1988.
2. М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко “Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике” С.-Пб.: Наука, 1992.
3. А. Ярив, П. Юх “Оптические волны в кристаллах” М.: Мир, 1987.

ОЦЕНКА КОЭФФИЦИЕНТОВ АКУСТООПТИЧЕСКОГО КАЧЕСТВА ДВУМЕРНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ

З.А. Пятакова, Г.В. Белокопытов

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

zoya.pyatakova@physics.msu.ru

Дифракция света на ультразвуке в кристаллах применяется для создания перестраиваемых спектральных приборов, дефлекторов и фильтров [1]. Актуальной задачей является поиск новых материалов, и в этой связи представляет интерес исследование перспектив применения фотонных кристаллов (ФК) в качестве акустооптических материалов. В данной работе рассмотрена задача об акустооптическом взаимодействии в двумерном фотонном кристалле. В отличие от работ, рассматривающих коллинеарную геометрию взаимодействия [2-4], будем полагать, что свет и звук могут распространяться под углом друг относительно друга.

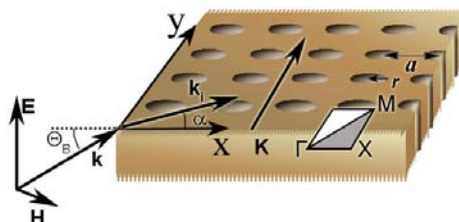


Рис.1. Геометрия задачи: двумерный фотонный кристалл, в котором распространяются оптическая и акустическая волны.

Благодаря фотоупругому эффекту происходит преобразование световой волны с частотой ω_i , распространяющейся в ФК, и акустической с частотой Ω , в новую световую волну с частотой ω_d . Для эффективного взаимодействия волн в ФК должны выполняться условия фазового синхронизма:

$$\omega_i + \Omega = \omega_d; \quad \mathbf{k}_i + \mathbf{K} = \mathbf{k}_d + \mathbf{G} \quad (1)$$

где \mathbf{G} – вектор, являющийся линейной комбинацией базисных векторов обратной решетки ФК. Направления синхронного распространения волн при акустооптическом взаимодействии можно определить с помощью метода векторных диаграмм. Реализация этого метода применительно к ФК рассмотрена в [5]. При этом если длина синхронного взаимодействия в фотонном кристалле достаточно велика, в нем будет иметь место режим дифракции Брэгга. В случае дифракции Брэгга при фиксированной частоте звука существует только один угол падения света, при котором выполняется условие синхронизма (1) – угол Брэгга.

Уравнения для амплитуд взаимодействующих волн получены из волнового уравнения для вектора магнитного поля \mathbf{H} в оптической волне

$$\text{rot}(\varepsilon^{-1} \text{rot } \mathbf{H}) = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2}$$

с учетом неоднородности диэлектрической проницаемости фотонного кристалла $\varepsilon(\mathbf{r})$, а также ее возмущения под действием бегущей акустической волны $\Delta\varepsilon(\mathbf{r}, t)$, причем $\Omega \ll \omega$, $\Delta\varepsilon \ll \varepsilon$

$$\varepsilon^{-1}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon^{-1}(\mathbf{r}) + \Delta\varepsilon^{-1}(\mathbf{r}, t) \quad \Delta\varepsilon^{-1}(\mathbf{r}, t) = 1/2 \Delta\varepsilon_0^{-1}(\mathbf{r}) (e^{i(\Omega t - \mathbf{K}\mathbf{r})} + e^{-i(\Omega t - \mathbf{K}\mathbf{r})})$$

В фотонном кристалле могут распространяться три собственные поляризации акустических волн – продольная (L), сдвиговая, колебания частиц которой направлены вдоль оси X (SX), и сдвиговая, колебания частиц которой направлены вдоль Z (SZ), а также две собственные поляризации оптических волн – TE и TM. Собственные волны фотонного кристалла (волны Блоха) пространственно неоднородны, их спектр содержит множество пространственных гармоник. В то же время, для компонент волнового вектора существуют довольно широкие области, где вклад высших пространственных гармоник можно считать пренебрежимо малым. В этих областях можно с хорошей точностью считать, что спектр собственной волны фотонного кристалла содержит одну Фурье-компоненту (одноволновое приближение).

В одноволновом приближении для случая дифракции Брэгга получена система двух дифференциальных уравнений первого порядка для амплитуд взаимодействующих оптических волн – падающей и дифрагированной. Решения этих уравнений представляют собой осциллирующие функции координаты X. Характерная длина полной перекачки энергии из падающей в дифрагированную волну определяется амплитудой напряжения в звуковой волне, и зависимость ее от амплитуды позволяет определить эффективные фотоупругие константы фотонного кристалла.

В результате были получены аналитические формулы для акустооптического качества фотонных кристаллов в случае взаимодействия TM волн с акустическими волнами различной поляризации. Для продольных акустических волн:

$$M = 16\rho v \cos^2 \alpha \left(\begin{array}{l} \hat{\mathbf{f}} \left(\frac{p_{11}s_1 + p_{12}s_2 - p_{13}c_{13} + p_{14}c_{14}}{c_1} \right) \left(\cos \alpha - \frac{K}{k_0} \operatorname{tg} \alpha \right) - \\ - \hat{\mathbf{f}} \left(\frac{p_{11}s_1 + p_{12}s_2 + p_{14}(s_1 + s_2) - p_{13}c_{13} + p_{14}c_{14} - p_{44}c_{14}}{c_1} \right) \sin \alpha + \\ + \hat{\mathbf{f}} \left(\frac{p_{11}s_2 + p_{12}s_1 - p_{13}c_{13} - p_{14}c_{14}}{c_1} \right) \operatorname{tg} \alpha \cdot \sin \alpha \end{array} \right)^2$$

Для поперечных акустических волн SX поляризации:

$$M = 16\rho v \cos^2 \alpha \left(\begin{array}{l} \hat{\mathbf{f}} \left(\frac{p_{11}s_1 + p_{12}s_2 + p_{13}c_{13} + (p_{14} - p_{11} - p_{12})c_{14} + p_{14}(c_{12} - c_{11})}{c_1} \right) \left(\cos \alpha - \frac{K}{k_0} \operatorname{tg} \alpha \right) - \\ - \hat{\mathbf{f}} \left(\frac{p_{14}s_1 - p_{14}s_2 - p_{13}c_{13} + (p_{14} + p_{44})(c_{12} - c_{11} + c_{14}) - (p_{11} + p_{12})c_{14}}{c_1} \right) \sin \alpha + \\ + \hat{\mathbf{f}} \left(\frac{p_{11}s_1 + p_{12}s_2 - p_{13}c_{13} - (p_{14} - p_{11} - p_{12})c_{14} + p_{14}(c_{12} - c_{11})}{c_1} \right) \operatorname{tg} \alpha \cdot \sin \alpha \end{array} \right)^2$$

Для поперечных акустических волн SZ поляризации:

$$M = 16\rho v \cos^2 \alpha \left(\hat{\mathbf{f}} \left(\frac{p_{13}(c_{11} + c_{12}) - c_{13}(p_{11} + p_{12})}{c_2} \right) \left(\cos \alpha - \frac{K}{k_0} \operatorname{tg} \alpha - \sin \alpha + \operatorname{tg} \alpha \cdot \sin \alpha \right) \right)^2$$

где

$$s_1 = c_{33}c_{14}^2 - c_{33}c_{44}c_{11} + c_{13}^2c_{44}; \quad s_2 = c_{33}c_{44}c_{12} + c_{33}c_{14}^2 - c_{13}^2c_{44}$$

$$c_1 = 2c_{14}^2(c_{33}(c_{11} + c_{12}) - c_{13}^2) + 2c_{13}^2(c_{44}(c_{11} - c_{12}) - c_{14}^2) + c_{33}c_{44}(c_{12}^2 - c_{11}^2)$$

$$c_2 = c_{11}c_{33} + c_{12}c_{33} - 2c_{13}^2; \quad c_3 = 2c_{14}^2 - c_{11}c_{44} + c_{44}c_{12}$$

$\hat{\mathbf{f}}(p_{ij}) = f \cdot p_{ij}^{(1)} + (1-f) \cdot p_{ij}^{(2)}$ – оператор, отражающий вклад материальных параметров каждой среды: 1 относится к включениям, 2 – к матрице. ρ – средняя плотность ФК, v – скорость звука в ФК, α – угол, под которым распространяется падающая волна в ФК.

Вид матриц упругих коэффициентов c_{ij} и фотоупругих коэффициентов p_{ij} для компонент ФК определяется из симметрии, и формулы были получены для кристаллов классов симметрии 32, 3m, 3m, 4mm, 42m, 422, 4/mmm, 622, 6mm, 6m2, 6/mmm, кубической системы.

С учетом условий (1) нами были рассчитаны коэффициенты акустооптического качества.

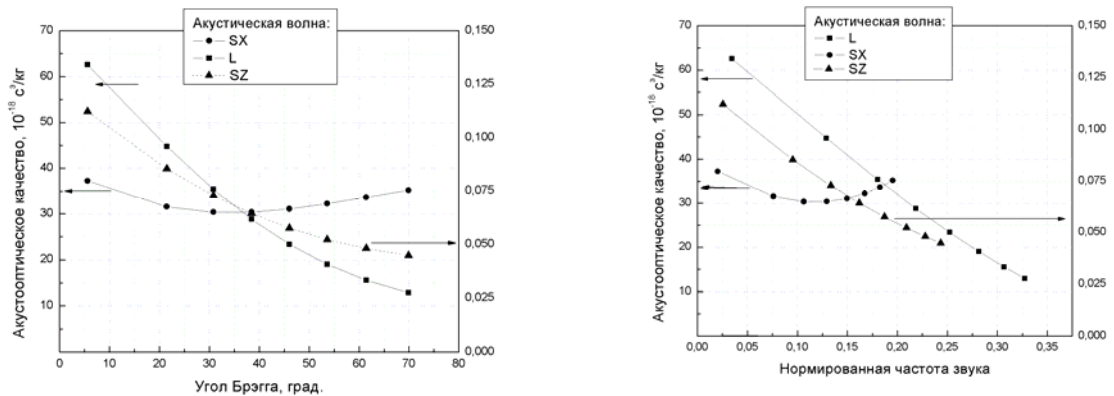


Рис.2. Зависимость акустооптического качества для ФК от угла Брэгга и нормированной частоты звука для различных поляризаций акустических волн.

На рисунке 2 приведены зависимости коэффициентов акустооптического качества от угла Брэгга и нормированной частоты ультразвука для всех типов поляризаций акустической волны. Расчеты были произведены для фотонного кристалла из кремния с включениями кварца, образующими квадратную решетку с коэффициентом заполнения $f = 0.5$. Нормированная частота звука – это отношение периода решетки к длине волны звука. Частота оптической волны в наших расчетах составляла 0,3 от частоты, соответствующей границе зоны Бриллюэна (например, для периода решетки 0,3 мкм длина волны составляет 3 мкм).

При малых углах Брэгга продольная поляризация звука более эффективно вызывает дифракцию, но при угле более 30° поперечная волна SX оказывается более эффективной. Кроме этого, из рис. 2 видно, что нормированные частоты для поперечной поляризации звука ниже, чем для продольной. Звуковая волна с поляризацией SZ дает значения акустооптического качества на два порядка ниже, чем другие поляризации, поэтому для практических применений она не представляет интереса.

Построенная в работе математическая модель Брэгговской дифракции света на ультразвуке в фотонных дает первое приближение к строгому решению задачи о взаимодействии собственных волн фотонного кристалла с акустической волной. Полученные в работе аналитические формулы позволяют оценить эффективные акустооптические параметры фотонного кристалла и производить оптимизацию геометрии взаимодействия оптических и акустических волн. При этом учитывается произвольная структура тензоров диэлектрической проницаемости, упругих и фотоупругих тензоров двухкомпонентной среды – фотонного кристалла. Модель может быть без особых затруднений уточнена для условий, когда взаимодействующие блоховские волны обогащены высшими пространственными гармониками. Открываются также перспективы ее

обобщения применительно к анализу вынужденного рассеяния
Мандельштама-Бриллюэна в фотонных кристаллах.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.И. Балакший, В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков "Физические основы акустооптики" М.: Радио и связь, 1985.
2. S. Krishnamurthy, P.V. Santos // J. Appl.Phys, 2004, V.96, N.4.
3. K.S. Hong, H.C. Park, B.Y. Kim //Appl. Phys. Lett., 2008, 92, 031110
4. H. Ma, S. Qu, and Z. Xu // J. Appl. Phys. 2008. 103, 104904.
5. З.А. Пятакова, Г.В. Белокопытов //Вестник МГУ. Сер.3. Физика. Астрономия, 2009 №3, стр. 46.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
ВОЗДЕЙСТВИЯ ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА
МАЛОРАЗМЕРНЫЕ ПОГЛОЩАЮЩИЕ МИШЕНИ

О.Г. Романов¹, Г.И. Желтов², Г.С. Романов³

¹Белорусский государственный университет,

²Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси,

³Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова НАН Беларуси

romanov@bsu.by

Процессы, протекающие в сплошной среде при действии на нее лазерного излучения, могут быть описаны уравнениями движения среды в форме Эйлера или Лагранжа [1]. Форма Лагранжа является более предпочтительной, так как позволяет описывать движение многослойных сред, свойства которых меняются при переходе через поверхности раздела. Именно таким представлением мы будем пользоваться ниже.

В работе рассмотрена сферически симметричная задача об энерговыделении вследствие поглощения лазерного излучения с интенсивностью, заданной функцией времени $I = I_0 f(t)$ в области радиуса R_0 , которая по своим физическим характеристикам может отличаться от окружающей среды (частица радиуса R_0 , погруженная в среду $r > R_0$ с иными свойствами). Уравнения Лагранжа для одномерного движения сплошной среды имеют вид:

– уравнение непрерывности:

$$V = V_0 \left(\frac{R}{r} \right)^{\alpha-1} \frac{\partial R}{\partial r}; \quad (1)$$

– уравнение движения:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -V_0 \left(\frac{R}{r} \right)^{\alpha-1} \frac{\partial P}{\partial r}; \quad (2)$$

– уравнение изменения эйлеровой координаты R :

$$\frac{\partial R}{\partial t} = u; \quad (3)$$

– уравнение состояния:

$$P = P(V, E). \quad (4)$$

Здесь V_0 , V – начальный и текущий удельные объемы, $V_0 = 1/\rho_0$, $V = 1/\rho$, где ρ_0 , ρ – соответствующие плотности, r – лагранжева координата, t – время, $\alpha = 1, 2, 3$ соответственно для плоской, цилиндрической и сферической геометрии задачи, P – давление, E – удельная внутренняя энергия. Имея в виду, что динамические нагрузки в задачах рассмотренного вида не превышают десятков и сотен бар, мы

можем воспользоваться для аппроксимации уравнения состояния уравнением Ми – Грюнайзена [1, 2] в его двучленном виде:

$$P = \rho_0 u_0^2 \left(1 - \frac{V}{V_0} \right) + \Gamma \frac{C_V (T - T_0)}{V}, \quad (5)$$

Γ – коэффициент Грюнайзена, C_V – теплоемкость, u_0 – скорость звука в рассматриваемой среде. Изменение температуры среды находится из решения уравнения теплопроводности:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = - \frac{\Gamma (T - T_0)}{V} \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{1}{\rho C_V} k_T \frac{1}{r^{\alpha-1}} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^{\alpha-1} \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{\rho C_V} Q_s, \quad (6)$$

Величина Q_s в уравнении (6) определяется источником энерговыделения: $Q_s = I(r, t) \kappa$, где $I(t, r) = I_0 f_t(t) f_r(r)$ – интенсивность светового пучка в момент t в точке пространства с координатой r , κ – коэффициент поглощения среды; степенно-экспоненциальная функция

$f(t) = \frac{t}{\tau_{pulse}} e^{-\frac{t}{\tau_{pulse}}}$, где τ_{pulse} – длительность лазерного импульса.

Совместное решение системы уравнений (1) – (3), (5), (6) позволяет рассчитать пространственно-временные зависимости давления, температуры, плотности и скорости движения, оценить вклад теплового и акустического механизмов в изменение физических параметров сплошной среды.

Отметим, что постановка задачи для одномерного движения в форме (1) – (3) и использование уравнения теплопроводности в форме (6) позволяет рассмотреть широкий круг задач: 1) в плоской геометрии ($\alpha = 1$), когда лазерное излучение от широкого светового пучка поглощается при распространении вглубь среды (случай сильного поглощения у поверхности материала); 2) в цилиндрической геометрии ($\alpha = 2$) соответствующей, например, слабому поглощению и, соответственно, нитевидной форме функции энерговыделения; 3) в сферической геометрии ($\alpha = 3$), когда выделение энергии светового импульса происходит в сферической локализованной области пространства вследствие различия коэффициентов поглощения мишени и окружающей ее среды.

В данной работе мы рассматриваем третий вариант взаимодействия, подразумевая, что в среде (вода) находятся вкрапления частиц радиусом $R_0 \ll 1 \mu\text{м}$, коэффициент поглощения которых значительно превосходит коэффициент поглощения воды. Данная ситуация моделирует, например, взаимодействие лазерного излучения со слоем ретикулярного пигментного эпителия, содержащего дискретные включения пигмента меланина (мелано-протеиновые гранулы). Коэффициент поглощения оптического излучения пигментом гранулы для длины волны $\lambda = 800 \text{ нм}$ близок к

$\kappa = 1000 \text{ см}^{-1}$. Решение уравнений (1) – (3), (5), (6) позволяет в данном случае определить пороги фотоповреждения тканей сетчатки для световых импульсов различной длительности и интенсивности и сделать выбор между тепловым или кавитационным механизмом фрагментации ткани.

Численное моделирование системы (1) – (3), (5), (6) проводилось с использованием изложенной в [3] методики конечно-разностной аппроксимации уравнений движения, уравнение теплопроводности (6) решалось по трехслойной явной схеме [4]. Расчеты выполнены для следующих параметров: сферическая геометрия задачи $\alpha = 3$; коэффициент поглощения мишени ($r \leq R_0 = 1 \text{ мкм}$) $\kappa = 1000 \text{ см}^{-1}$; длительность импульса лазерного излучения $\tau_{pulse} = 10^{-10} \text{ с}$, интенсивность $I_0 = 10^7 \text{ Вт/см}^2$, скорость звука в среде $u_0 = 1.5 \cdot 10^5 \text{ см/с}$; плотность $\rho_0 = 1 \text{ г/см}^3$.

Результаты расчета для давления, температуры, плотности и скорости приведены на рис. 1. Как видно из рис. 1а, после окончания действия лазерного импульса формируемая волна давления имеет положительную (объемное сжатие) и отрицательную (объемное растяжение) фазы. Причем минимальные значения давления (в отрицательной фазе) достигаются в центре мишени ($r = 0$). Отметим, что при выбранных параметрах величины давлений в отрицательной фазе волны внутри поглощающей частицы, полученные в результате расчетов, близки к пороговым значениям, определяющим условия кавитационной фрагментации тканей на клеточном и субклеточном уровне при однократном импульсном воздействии. В то же время локальный нагрев вследствие поглощения излучения (рис. 1б) практически не влияет на характер взаимодействия. С учетом динамики распространения волны давления следует ожидать, что первичные деструктивные изменения будут наблюдаться внутри поглощающих гранул и в областях, граничащих с их поверхностью, после выхода волны разрежения в окружающую среду. Конечная релаксация возмущений плотности в области поглощения излучения определяется временем тепловой релаксации среды.

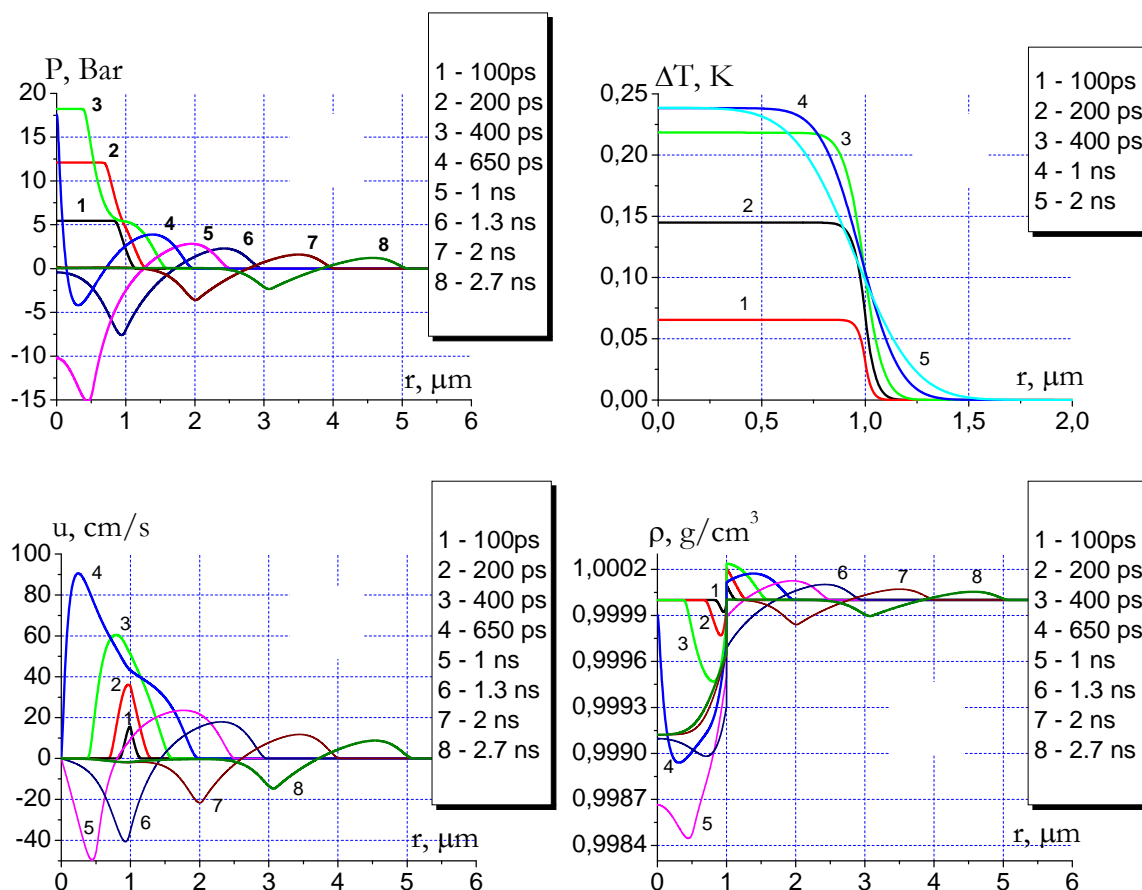


Рис. 1. Пространственные зависимости давления (а), температуры (б), скорости (в) и плотности (г) в различные моменты времени.

В заключение отметим, что проведенные численные эксперименты показали работоспособность рассмотренной методики расчета процессов в сплошных средах под действием лазерного излучения в широком диапазоне длительностей импульсов (от микро- до фемтосекундных) и для типичных энергетических параметров лазерных систем.

ЛИТЕРАТУРА

1. Я.Б. Зельдович, Ю.П. Райзер "Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений" М. 1966.
2. Г.И. Канель, С.В. Разоренов, А.В. Уткин, В.Е. Фортов. «Ударно-волновые явления в конденсированных средах» М. 1996.
3. Р. Рихтмайер, К. Мортон "Разностные методы решения краевых задач" М. 1972.
4. В.К. Саульев "Интегрирование уравнений параболического типа методом сеток" М. 1960.

ДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ИНТЕГРИРОВАННОГО В КРЕМНИЕВЫЙ ВОЛНОВОД ГИБРИДНОГО ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА

А.Г. Ржанов, С.Э. Григас

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Физический факультет

rjanov@mail.ru, moonlight_14@mail.ru

В последние годы интенсивно развивается направление оптоэлектроники, получившее название кремниевой фотоники [1-4]. Эта область связана с разработкой оптоэлектронных устройств, совместимых с кремниевой технологией, широко применяемой в микроэлектронике. Переход оптоэлектроники на кремниевую платформу позволит в полной мере использовать достижения CMOS-индустрии и существенно сократит затраты на производство оптоэлектронных устройств. К настоящему времени значительный успех достигнут в создании кремниевых модуляторов [5], фотодетекторов [6], соединительных элементов [7]. Вместе с тем проблемной остается разработка CMOS-совместимых источников лазерного излучения. Основная проблема заключается в непрямозонной структуре энергетических зон кремния, что приводит к крайне низкой вероятности излучательной рекомбинации носителей. На пути к созданию кремниевого лазера были использованы различные стратегии [8]. На сегодняшний день наибольший прогресс достигнут в области создания гибридных полупроводниковых лазеров, интегрированных в кремниевый волновод [9-13], которым посвящена данная работа.

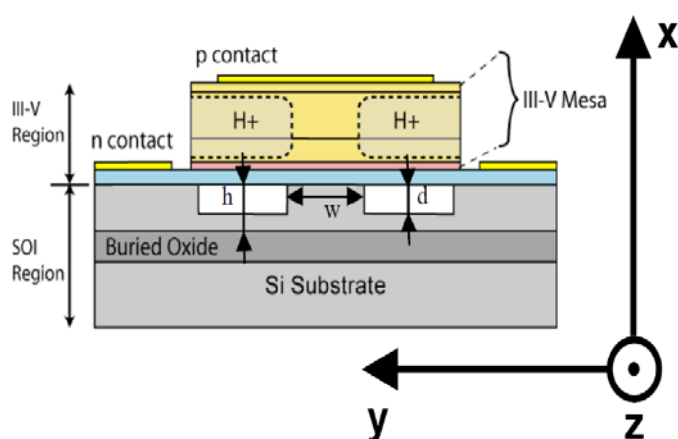


Рис. 1. Схематическое изображение структуры гибридного кремниевого лазера [10].

Объектом исследования является гибридный кремниевый лазер с электрической накачкой. Впервые о создании такого лазера сообщается в работе [10]. Схема устройства, приведенная на рис. 1, объединяет две области: SOI (Silicon On Insulator) пассивный кремниевый волновод и

классическую лазерную структуру, в которой происходит оптическое усиление. Гребенчатый волновод имеет следующие параметры (см. рис. 1): $h=0.97$ мкм, $w=130$ мкм и $d=0.78$ мкм. Активная область, обеспечивающая оптическое усиление, представляет собой гетероструктуру на основе AlGaInAs квантовых ям, имеющих пик фотолюминесценции на длине волны 1303 нм. Накачка лазера осуществляется электрическим током, проходящим через электрические контакты, показанные на рис. 1. Распространение излучения происходит в основном по пассивному кремниевому волноводу, однако его оптические моды перекрываются с активной областью лазерной структуры, что обеспечивает их усиление.

Нами была разработана численная динамическая самосогласованная модель интегрированного в кремниевый волновод гибридного полупроводникового лазера. В рамках модели были использованы следующие приближения:

- квазистационарное приближение, в рамках которого предполагается, что за время релаксации энергии волна успевает несколько раз пробежать по резонатору;
- не учитывается неоднородность интенсивности излучения (плотности фотонов) и концентрации неравновесных носителей заряда в направлениях z и y (используемая система координат показана на рис. 1);
- не учитывается диффузия носителей заряда.

Динамика концентрации носителей заряда в активном слое и плотности фотонов в резонаторе рассчитывалась путем решения системы кинетических уравнений, согласованных с волновым уравнением. На каждом шаге по времени рассчитывались собственные частоты резонатора и собственные типы колебаний – решалась т.н. резонаторная задача. Общее время счета напрямую зависит от скорости ее решения. Для сокращения счетного времени использовался предложенный ранее способ решения резонаторной задачи, основанный на предварительном поиске начального приближения [14].

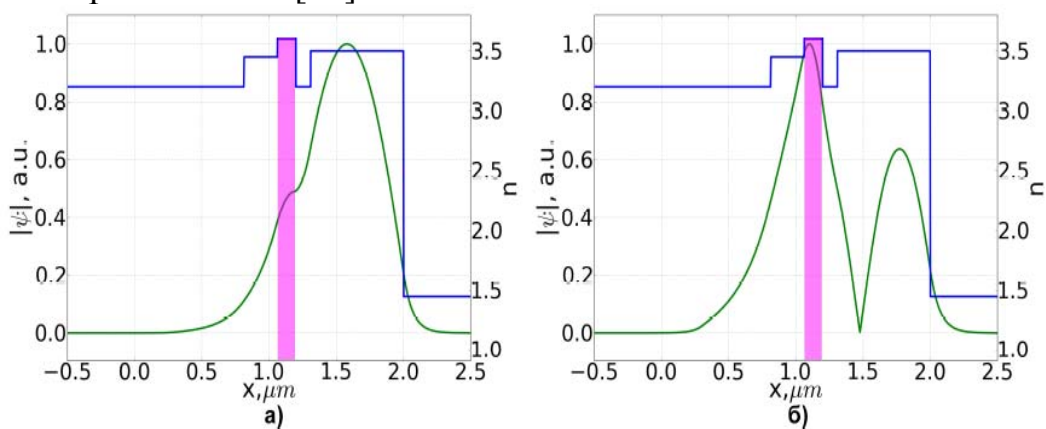


Рис. 2. Моды лазерной структуры: а) TE_0 б) TE_1 . Синим цветом показан профиль вещественной части показателя преломления, красным цветом выделена активная область.

С помощью предложенной модели был определен модовый состав излучения лазерной структуры. Полученные пространственные распределения полей двух первых ТЕ мод показаны на рис. 2 зеленым цветом. Синим цветом изображен профиль вещественной части показателя преломления. Красным цветом выделена активная область. Коэффициент перекрытия моды первого порядка с активной областью значительно больше, чем у фундаментальной моды. Поэтому в исследуемой структуре следует ожидать возбуждения генерации на моде первого порядка. Сделанные выводы подтверждаются данными эксперимента [10].

Построенная модель позволяет определять мощностные характеристики лазера. Его ватт-амперные характеристики представлены на рис. 3. Синие точки соответствуют данным, полученным с помощью численного моделирования, красные точки обозначают экспериментальные данные, взятые из работы [10]. Приведенные графики свидетельствуют о хорошем соответствии результатов моделирования и экспериментальных данных.

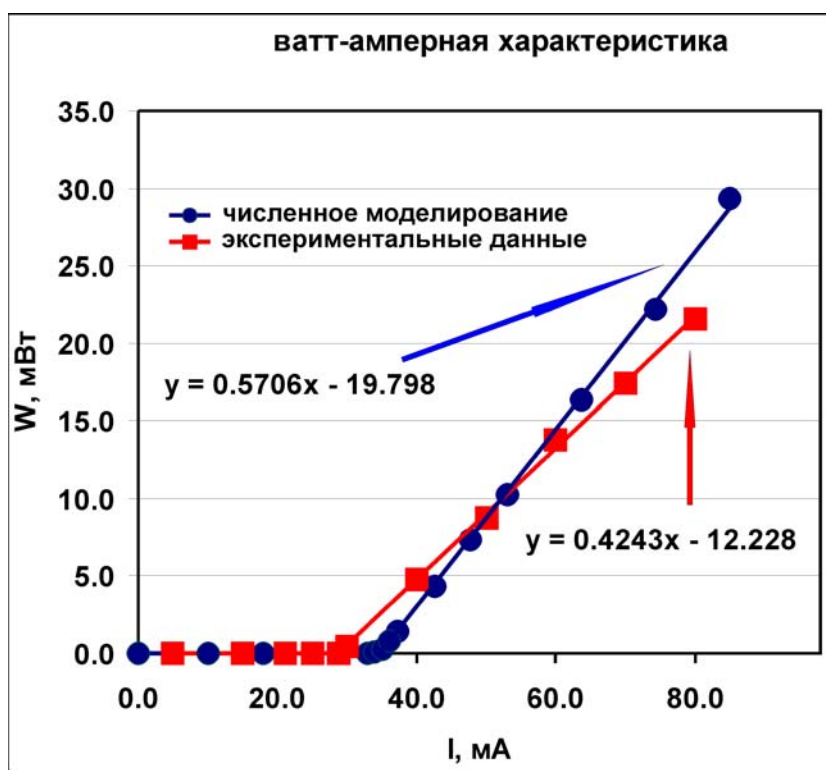


Рис. 3. Ватт-амперная характеристика лазера: зависимость мощности выходного излучения W от тока накачки I . Синие точки отображают результаты численного моделирования, красные точки соответствуют экспериментальным данным, взятым из работы [10]. На графике приведены уравнения, соответствующие аппроксимации линейных участков характеристик.

Были исследованы динамические характеристики гибридного лазера. Отклик лазера на ступенчатое воздействие - включение тока накачки - представляет собой релаксационные колебания инверсной населенности и

плотности фотонов в резонаторе. Типичный пример такого процесса приведен на рис. 4. Красным цветом обозначена плотность фотонов в резонаторе, синим – ток накачки.

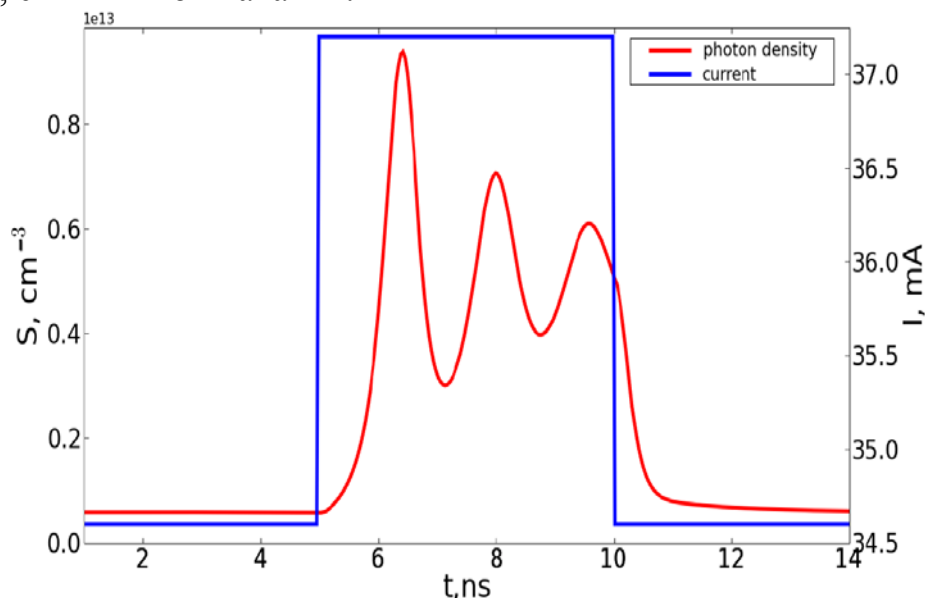


Рис. 4. Зависимость тока накачки I и плотности фотонов S в резонаторе от времени. Ток накачки превышает пороговый ток в 1.07 раза. В момент времени $t=0$ концентрация носителей заряда составляет 99% от пороговой концентрации.

ЛИТЕРАТУРА

1. B. Jalali et al. // IEEE Microwave Magazine. 2006. V. 7. P. 58.
2. L. Tsybeskov et al. // Proc. IEEE. 2009. V. 97. No. 7. P. 1161.
3. R. A. Soref // Proc. IEEE. 1993. V. 81. P. 1687.
4. O. Bisi, S.U. Campisano, L. Pavesi and F. Priolo "Silicon Based Microphotonics: from Basics to Applications" Amsterdam, IOS Press, 1999.
5. D. Marris-Morini et al. // Proc. IEEE. 2009. V. 97. No. 7. P. 1199.
6. L. Vivien et al. // Opt. Express. 2009. V. 17. No. 8. P. 6252.
7. A. Sure // Opt. Express. 2003. V. 11. P. 3555.
8. L. Pavesi // J. Phys. Condens. Matter. 2003. V. 15. P. 1169.
9. H. Park et al. // Optics Express. 2005. V. 13. No. 23. P. 9460.
10. H.H. Chang et al. // Optics Express. 2007. V. 15. No. 18. P. 11466
11. B.R. Koch et al. // Optics Express. 2007. V. 15. No. 18. P. 11225
12. A.W. Fang et al. // Optics Express. 2008. V. 16. No. 7. P. 4413.
13. A.W. Fang et al. // J. Sel.Topics Quant. Electron. 2009. V.15. No. 3. P. 535.
14. А.Г. Ржанов, С.Э. Григас // Вычисл. методы и программирование. 2009. Т. 10. № 2. С. 72.