

Министерство образования и науки Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное образовательное
учреждение
высшего профессионального образования
«Томский государственный университет систем управления и
радиоэлектроники»

Кафедра электронных приборов

АКТУАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ НАУКИ И ИНДУСТРИИ ФОТОНИКИ И ОПТОИНФОРМАТИКИ: СБОРНИК СТАТЕЙ

Под ред. С.М. Шандарова, В.В. Шепелевича и В.М. Шандарова

Учебное пособие
для студентов направлений подготовки
«Фотоника и оптоинформатика», «Электроника и наноэлектроника»,
"Инфокоммуникационные технологии и системы связи"
(профиль - "Оптические системы и сети связи")

Актуальные проблемы науки и индустрии фотоники и оптоинформатики: Сборник статей. Учебное пособие / Под ред. С.М. Шандарова, В.В. Шепелевича, В.М. Шандарова; Министерство образования и науки Российской Федерации, Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Кафедра электронных приборов. - Томск : ТУСУР, 2013. – 275 с.

В сборник включены статьи, соавторами которых являются студенты, аспиранты, докторанты и сотрудники кафедр Электронных приборов и Сверхвысокочастотной и квантовой радиотехники и кафедры Теоретической физики Мозырского государственного педагогического университета им. И.П. Шамякина, опубликованные с 1999 по 2012 год в российских и белорусских журналах и посвященные исследованиям фоторефрактивных, фото- и термоиндуцированных эффектов в кристаллах; самовоздействия световых пучков, распространения и взаимодействия оптических пространственных солитонов в фоторефрактивных кристаллах; эффектов динамической голографии с использованием встречного взаимодействия световых пучков; сегнетоэлектрических кристаллов и структур для нелинейной оптики; методов адаптивной интерферометрии, основанной на встречном взаимодействии на отражательных динамических голограммах, а также промышленному производству сегнетоэлектрических оксидных кристаллов и созданию устройств на их основе.

Предназначено для студентов очной, очно-заочной и заочной форм, обучающихся по направлениям подготовки «Фотоника и оптоинформатика», «Электроника и наноэлектроника», "Инфокоммуникационные технологии и системы связи" (профиль - "Оптические системы и сети связи") и аспирантов.

© Шандаров Станислав Михайлович, 2013
© Шепелевич Василий Васильевич, 2013
© Шандаров Владимир Михайлович, 2013

Министерство образования и науки Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
«Томский государственный университет систем управления и
радиоэлектроники»

Кафедра электронных приборов

УТВЕРЖДАЮ
Зав.кафедрой ЭП
_____ С.М. Шандаров
«___» _____ 2013 г.

АКТУАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ НАУКИ И ИНДУСТРИИ ФОТОНИКИ И ОПТОИНФОРМАТИКИ: СБОРНИК СТАТЕЙ

Под ред. С.М. Шандарова, В.В. Шепелевича и
В.М. Шандарова

Учебное пособие
для студентов направлений подготовки
«Фотоника и оптоинформатика», «Электроника и наноэлектроника»,
"Инфокоммуникационные технологии и системы связи"
(профиль - "Оптические системы и сети связи")

2013

Содержание

Предисловие.....	11
ФОТОРЕФРАКТИВНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ.....	13
<i>Шепелевич В.В.</i> Запись и считывание голограмм в кубических гиротропных фоторефрактивных пьезокристаллах.....	14
<i>Шепелевич В.В.</i> Ф.И. Фёдоров и развитие оптики фоторефрактивных кристаллов.....	37
<i>Кобозев О.В., Мандель А.Е., Шандаров С.М., Петров С.А., Каргин Ю.Ф.</i> Нелинейность фоторефрактивного отклика при двухпучковом взаимодействии в кристалле силиката висмута, находящемся в знакопеременном электрическом поле.....	41
<i>Плесовских А.М., Шандаров С.М., Агеев Е.Ю.</i> Динамика фоторефрактивного отклика в кристаллах силленитов с двукратно ионизируемыми донорными центрами и мелкими ловушками.....	44
<i>Плесовских А.М., Шандаров С.М.</i> Влияние постоянного внешнего поля на динамику фоторефрактивного отклика в кристаллах с двукратно ионизируемыми донорными центрами и мелкими ловушками.....	48
<i>Кириллов А.М., Шандаров С.М.</i> Фоторефрактивная решетка вблизи границы кубического кристалла с приложенным электрическим полем.....	53
<i>Буримов Н.И., Шандаров С.М.</i> Структура упругих и электрических полей, возникающих вблизи границы кристалла LiNbO_3 при фотогальваническом механизме записи фоторефрактивных решеток.....	57
<i>Монахова М.В., Евсеева Д.А., Шандаров В.М.</i> Проекционное индуцирование фоторефрактивных фазовых транспарантов в ниобате лития для преобразования мод гауссовых лазерных пучков.....	63
ФОТОИНДУЦИРОВАННЫЕ ЭФФЕКТЫ И ТЕРМОИНДУЦИРОВАННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В КРИСТАЛЛАХ	65

<i>Шандаров С.М., Мандель А.Е., Кистенева М.Г., Иткин В.И., Вишнев А.С.,</i> Динамика фотоиндуцированного поглощения света в кристаллах титаната висмута.....	66
<i>Толстик А.Л., Матусевич А.Ю., М.Г. Кистенева М.Г., Шандаров С.М.,</i> <i>Иткин С.И., Мандель А.Е., Каргин Ю.Ф., Кульчин Ю.Н., Ромашко Р.В.</i> Спектральная зависимость фотоиндуцированного поглощения, наведенного в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ импульсным излучением с длиной волны 532 нм.....	69
<i>Дю В.Г., Русякина О.А., Акрестина А.С., Толстик А.Л., Агишев И.Н.</i> Спектральные зависимости оптического поглощения, наведенного в кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ и $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ импульсным лазерным излучением с длиной волны 532 нм.....	75
<i>Кистенева М.Г., Акрестина А.С., Сивун Д.О., Киселев Р.В., Шандаров С.М.,</i> <i>Смирнов С.В., Толстик А.Л., Агишев И.Н., Станкевич А.В., Каргин Ю.Ф.</i> Динамика фотоиндуцированного поглощения света в кристаллах силленитов при облучении импульсами пикосекундной длительности.....	79
<i>Дубровин А.Н., Мандель А.Е., Шандаров С.М., Жныкина М.А., Суховерхов</i> <i>Ю.М., Каргин Ю.Ф., Волков В.В., Егорышева А.В., Шепелевич В.В.</i> Температурные зависимости оптического поглощения и его фотоиндуцированных изменений в фоторефрактивном кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}<\text{Ca}>$	83
<i>Кистенева М.Г., Вишнев А.С., Акрестина А.С., Сергеев А.А., Смычков С.А.,</i> <i>Шандаров С.М., Каргин Ю.Ф.</i> Температурная зависимость оптического поглощения в кристалле титаната висмута, легированном алюминием.....	87
<i>Кистенева М.Г., Шандаров С.М., Акрестина А.С., Попугаева В.В.,</i> <i>Смирнов С.В.</i> Фото- и термоиндуцированные изменения поглощения света в кристалле титаната висмута, легированном алюминием.....	92
<i>Парханюк А.Н., Маркин А.О., Шандаров В.М., Чен Ф.</i> Пироэлектрическая компенсация дифракции световых пучков в кристаллах ниобата лития.....	94

САМОВОЗДЕЙСТВИЕ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ И ОПТИЧЕСКИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ СОЛИТОНЫ В ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ КРИСТАЛЛАХ.....	98
<i>Фролова М.Н., Шандаров С.М., Бородин М.В.</i> Самовоздействие светового пучка в фоторефрактивном кристалле с приложенным знакопеременным электрическим полем при синхронной модуляции интенсивности.....	99
<i>Фролова М.Н., Бородин М.В., Шандаров С.М., Шандаров В.М., Ларионов Ю.М.</i> Темные пространственные оптические солитоны в планарных волноводах на Z-срезе кристаллов симметрии $3m$	103
<i>Шепелевич В.В., Коваршик Р., Кислинг А., Матусевич В., Голуб А.А.</i> Влияние оптической активности на самофокусировку световых пучков в кубических фоторефрактивных кристаллах.....	109
<i>Шепелевич В.В., Голуб А.А., Коваршик Р., Кислинг А., Матусевич В.</i> Взаимодействие экранирующих солитонов в кубически оптически активных фоторефрактивных кристаллах.....	114
<i>Шандаров В.М., Шандарова К.В.</i> Формирование волноводных каналов темными пространственными солитонами в планарном волноводе, оптически индуцированном в кристалле ниобата лития.....	119
<i>Круглов В.Г., Шандаров В.М.</i> Взаимодействие темных пространственных солитонов в ионно-имплантированном планарном волноводе в ниобате лития: эксперимент и численное моделирование.....	121
<i>Гусев А.В., Канишу А.В., Шандарова К.В., Шандаров В.М., Смирнов Е.В., Кип Д., Рютер Х., Тан Я., Чен Ф.</i> Дискретная дифракция в объемных и планарных фотонных сверхрешетках, оптически индуцированных в фоторефрактивном ниобате лития.....	123
<i>Тренихин П.А., Коровенко С.Н., Шандаров В.М., Хаунхорст К., Кип Д., Чен Ф.</i> Дискретная дифракция световых пучков в фотонных решетках и сверхрешетках, оптически индуцированных в фоторефрактивном ниобате лития.....	129

<i>Тренихин П.А., Козорезов Д.А., Хаунхорст К., Кип Д., Шандарова К.В., Шандаров В.М.</i> Линейная и нелинейная дифракция световых пучков в фоторефрактивных фотонных решетках и сверхрешетках в ниобате лития.....	131
<i>Тренихин П.А., Шандаров В.М., Чен Ф.</i> Исследование возможности продольной оптической модуляции одномерных фоторефрактивных фотонных решеток в ниобате лития.....	135
<i>Перин А.С., Козлова С.М., Шандаров В.М.</i> Преобразование амплитудных профилей световых пучков в нелинейном интерферометре Фабри-Перо на основе фоторефрактивного ниобата лития.....	139
<i>Давыдовская В.В., Колядко Ж.В., Шепелевич В.В.</i> Влияние оптической активности на оптимальные условия фокусировки одномерных и двумерных световых пучков различных профилей в кубическом фоторефрактивном кристалле.....	141
ДИНАМИЧЕСКАЯ ГОЛОГРАФИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ВСТРЕЧНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ.....	150
<i>Агеев Е.Ю., Шандаров С.М., Веретенников С.Ю., Мартьянов А.Г., Карташов В.А., Камшилин А.А., Прокофьев В.В., Шепелевич В.В.</i> Двухволновое взаимодействие на отражательной решетке в кристалле $\text{Вi}_{12}\text{ТiO}_{20}$	151
<i>Мартьянов А.Г., Шандаров С.М., Литвинов Р.В.</i> Взаимодействие световых волн на отражательной голографической решетке в кубических фоторефрактивных кристаллах.....	154
<i>Мартьянов А.Г., Агеев Е.Ю., Шандаров С.М., Мандель А.Е., Бочанова Н.В., Иванова Н.В., Каргин Ю.Ф., Волков В.В., Егорышева А.В., Шепелевич В.В.</i> Встречное двухволновое взаимодействие в кристалле $\text{Вi}_{12}\text{ТiO}_{20}:\text{Са}:\text{Ga}$ в условиях фотоиндуцированного поглощения света.....	159
<i>Плесовских А.М., Шандаров С.М., Мартьянов А.Г., Мандель А.Е., Буримов Н.И., Шаганова Е.А., Каргин Ю.Ф., Волков В.В., Егорышева А.В.</i>	

Векторное двухволновое взаимодействие на отражательных голографических решетках в кубических гиротропных фоторефрактивных кристаллах.....	164
<i>Колегов А.А., Буримов Н.И., Шандаров С.М., Беликов В.С., Прокофьев В.В., Яаскелайнен Т., Толстик А.Л., Ропот П.И.</i> Влияние некогерентной подсветки на двухволновое взаимодействие света в кристалле титаната висмута.....	169
<i>Гусельникова А.В., Шандаров С.М., Плесовских А.М., Ромашко Р.В., Кульчин Ю.Н.</i> Векторное четырехволновое взаимодействие света на отражательных решетках в кристаллах титаната висмута.....	175
<i>Шандаров С.М., Буримов Н.И., Кульчин Ю.Н., Ромашко Р.В., Толстик А.Л., Шепелевич В.В.</i> Динамические голограммы Денисюка в кубических фоторефрактивных кристаллах.....	181
<i>Навныко В.Н., Шепелевич В.В., Шандаров С.М.</i> Поляризационные свойства отражательной голограммы, сформированной в электрооптическом фоторефрактивном кристалле.....	192
<i>Навныко В.Н., Шепелевич В.В.</i> Взаимная трансформация световых волн на отражательных голограммах в фоторефрактивных кристаллах симметрии $\bar{4}3m$	198
<i>Шепелевич В.В., Навныко В.Н., Шандаров С.М.</i> Влияние пьезоэлектрического эффекта на выбор оптимального среза при считывании отражательной голограммы в кристалле $Bi_{12}TiO_{20}$	204
СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ КРИСТАЛЛЫ И СТРУКТУРЫ ДЛЯ НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИКИ.....	208
<i>Коханчик Л.С., Бородин М.В., Шандаров С.М., Буримов Н.И., Волк Т.Р., Щербина В.В.</i> Периодические доменные структуры, сформированные электронным лучом в пластинах $LiNbO_3$ и планарных волноводах $Ti:LiNbO_3$ Y-ориентации.....	209
<i>Щербина В.В., Шандаров С.М., Анисимов Д.О., Буримов Н.И., Бородин М.В., Серебренников Л.Я., Печенкин А.Ю., Смычков С.А., Коханчик Л.С.,</i>	

<i>Козик В.В., Кузнецова С.А.</i> Визуализация периодически поляризованных структур в кристаллах ниобата лития и в планарных волноводах на ниобате лития.....	217
<i>Анисимов Д.О., Бородин М.В., Печенкин А.Ю., Смычков С.А., Халикулова С.Ф., Щербина В.В.</i> Планарные оптические волноводы Zn:LiNbO ₃ для интегральной и нелинейной оптики.....	220
<i>Смычков С.А., Бородин М.В., Щербина В.В.</i> Исследование стойкости планарных волноводов Zn:LiNbO ₃ к оптическому излучению с длиной волны 532 нм.....	224
АДАПТИВНАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ, ОСНОВАННАЯ НА ВСТРЕЧНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ НА ОТРАЖАТЕЛЬНЫХ ДИНАМИЧЕСКИХ ГОЛОГРАММАХ.....	
<i>Колегов А.А., Шандаров С.М., Симонова Г.В., Кабанова Л.А., Буримов Н.И., Шмаков С.С., Быков В.И., Каргин Ю.Ф.</i> Адаптивная интерферометрия, использующая динамические отражательные голограммы в кубических фоторефрактивных кристаллах.....	228
Южно-сибирский научный вестник.....	235
<i>Шмаков С.С., Котин А.С., Шандаров С.М., Буримов Н.И.</i> Исследование амплитудных характеристик голографического интерферометра.....	236
<i>Шмаков С.С., Горбачев В.С., Шандаров С.М., Буримов Н.И.</i> Двухканальные фотоприемные устройства для адаптивного голографического интерферометра.....	239
<i>Шмаков С.С., Сюваева О.С., Шандаров С.М., Буримов Н.И., Шепелевич В.В.</i> Анализ влияния вклада обратного флексоэлектрического эффекта на выходные характеристики адаптивного голографического интерферометра.....	242
<i>Шандаров С.М., Шмаков С.С., Буримов Н.И., Сюваева О.С., Каргин Ю.Ф., Петров В.М.</i> Обнаружение вклада обратного флексоэлектрического эффекта в фоторефрактивный отклик в монокристалле титаната висмута.....	246

<i>Шандаров С.М., Буримов Н.И., Шмаков С.С., Зуев П.В., Урбан А.Е., Горбачев В.С., Каргин Ю.Ф., Шепелевич В.В.</i> Вклад обратного флексоэлектрического эффекта в фоторефрактивный отклик в титанате висмута.....	250
ПРОМЫШЛЕННОЕ ПРОИЗВОДСТВО СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ОКСИДНЫХ КРИСТАЛЛОВ И СОЗДАНИЕ УСТРОЙСТВ НА ИХ ОСНОВЕ.....	254
<i>Паргачёв И.А., Мандель А.Е., Краковский В.А., Серебренников Л. Я., Шандаров С.М., Пуговкин А.В., Кулешов Ю.В., Шварцман Г.И.</i> Получение и электрофизические свойства кристаллов GTR-КТР.....	255
<i>Кулешов Ю.В., Краковский В.А., Серебренников Л.Я., Тик А.А., Пуговкин А.В., Шварцман Г.И.</i> Выращивание и монодоменизация кристаллов семейства КТР.....	260
<i>Паргачёв И.А., Кулешов Ю.В., Краковский В.А., Серебренников Л.Я., Шандаров С.М., Тик А.А., Мандель А.Е., Шварцман Г.И.</i> Промышленное производство сегнетоэлектрических и ферромагнитных оксидных кристаллов и создание устройств на их основе.....	264
<i>Паргачёв И.А., Серебренников Л.Я., Мандель А.Е., Краковский В.А., Шандаров С.М., Шварцман Г.И.</i> Электрооптические модуляторы лазерного излучения на основе высокоомных кристаллов КТР.....	267
<i>Паргачёв И.А., Кулешов Ю.В., Краковский В.А., Серебренников Л.Я., Шандаров С.М., Тик А.А., Мандель А.Е., Шварцман Г.И.</i> Электрооптические модуляторы лазерного излучения на основе высокоомных кристаллов KTiOPO_4	271

Предисловие

Уважаемый читатель! Предлагаем Вашему вниманию сборник статей, опубликованных с 1999 по 2012 год в журналах «Физика твердого тела», «Квантовая электроника», «Известия высших учебных заведений. Физика», «Неорганические материалы», «Оптический журнал», «Химия высоких энергий», «Известия Российской академии наук. Серия физическая», «Доклады Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники», «Кристаллография», «Журнал прикладной спектроскопии», «Южно-Сибирский научный вестник», «Письма в «Журнал экспериментальной и теоретической физики»» и «Проблемы физики, математики и техники». Эти статьи посвящены экспериментальным и теоретическим исследованиям в области ряда актуальных проблем фотоники и оптоинформатики, таких как фоторефрактивные, фото- и терминдуцированные эффекты в кристаллах, самовоздействие световых пучков, распространение и взаимодействие оптических пространственных солитонов в фоторефрактивных кристаллах; эффекты динамической голографии с использованием встречного взаимодействия световых пучков; сегнетоэлектрические кристаллы и структуры для нелинейной оптики; методы адаптивной интерферометрии, основанной на встречном взаимодействии на отражательных динамических голограммах, а также промышленное производство сегнетоэлектрических оксидных кристаллов и создание устройств на их основе.

Авторами статей являются студенты, аспиранты, докторанты и сотрудники Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники, Мозырского государственного педагогического университета (Белоруссия), Университета Йоенсуу (Финляндия), Института общей и неорганической химии РАН им. Н.С. Курнакова, Института автоматики и процессов управления ДВО РАН, Белорусского государственного университета, Института металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН, Шэньдунского университета (г. Цзинань, КНР), Фридрих-Шиллер Университета (Йена, Германия), Технологического Университета г. Клаустхал (Германия), Университета Гельмута Шмита (Гамбург, Германия), Института проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН, Национального исследовательского Томского государственного университета, ООО «Кристалл Т», Института сильноточной электроники СО РАН. Сотрудничество между научными группами данных образовательных учреждений, исследовательских институтов и фирм позволило изучить широкий круг вопросов, связанных с указанными научными проблемами и их решением с целью создания устройств адаптивной интерферометрии, нелинейной оптики и модуляции лазерного излучения и развития индустрии фотоники и оптоинформатики. Следует отметить, что материалы данного сборника статей являются оригинальными и отсутствуют в существующих учебниках и учебных

пособиях. Частично они уже использовались при изучении студентами кафедр Электронных приборов и Сверхвысокочастотной и квантовой радиотехники Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники таких учебных курсов, как «Оптическая физика», «Квантовая и оптическая электроника», «Взаимодействие оптического излучения с веществом», «Основы физической и квантовой оптики», «Оптическое материаловедение», в рамках общих образовательных программ, а также дисциплины включенного обучения «Фоторефрактивная нелинейная оптика» индивидуальных учебных планов группового проектного обучения, по направлениям подготовки «Фотоника и оптоинформатика», «Электроника и микроэлектроника», «Электроника и наноэлектроника», «Телекоммуникации».

Мы весьма признательны за большую техническую работу по подготовке сборника статей сотрудникам кафедры Электронных приборов, старшему преподавателю Е.С. Шандарову и ассистенту А.С. Акрестиной.

Профессор С.М. Шандаров,
Профессор В.В. Шепелевич,
Профессор В.М. Шандаров

**ФОТОРЕФРАКТИВНЫЕ ЭФФЕКТЫ В
ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ**

ЗАПИСЬ И СЧИТЫВАНИЕ ГОЛОГРАММ В КУБИЧЕСКИХ ГИРОТРОПНЫХ ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ ПЬЕЗОКРИСТАЛЛАХ (Обзор)

В. В. Шепелевич

УДК 535.4:548

Мозырский государственный педагогический университет им. И. П. Шамякина, Беларусь, 247760, Мозырь, ул. Студенческая, 28; e-mail: vasshep@inbox.ru

(Поступила 12 ноября 2010)

Дан обзор развития теоретических и экспериментальных основ фоторефрактивного эффекта в кубических гиротропных пьезокристаллах. Показано, что влияние обратного пьезоэлектрического эффекта и фотоупругости на формирование и свойства записываемых в таких кристаллах голограмм не сводится к небольшим количественным изменениям их выходных характеристик, а качественно изменяет ориентационные и поляризационные зависимости дифракционной эффективности голограмм и коэффициента усиления предметной световой волны за счет опорной. Отражен вклад различных оптических школ в развитие теоретических и экспериментальных исследований фоторефрактивного эффекта в пьезоэлектрических гиротропных кристаллах кубической системы, показана значимость полученных в рамках этих исследований результатов. Особое внимание уделено способам оптимизации выходных характеристик голограмм, записанных в кубических гиротропных фоторефрактивных пьезокристаллах, за счет выбора среза кристалла, ориентации кристаллического образца и поляризации световых волн.

Ключевые слова: пьезоэлектрический эффект, фотоупругость, пьезокристалл, гиротропия, дифракционная эффективность, коэффициент усиления, силлениты, электрооптический эффект.

Development of theoretical and experimental bases of the photorefractive effect in cubic gyrotropic crystals is considered in historical sequence. It is shown, that influence of the return piezoelectric effect and photoelasticity on formation and properties of holograms written down in such crystals is not reduced to small quantitative changes of their output characteristics, and qualitatively changes the orientation and polarization dependences of the diffraction efficiency of holograms, and also the gain of a subject light wave at the expense of the referent one. The contribution of various optical schools in development of the theoretical and experimental investigations of the photorefractive effect in piezoelectric crystals of cubic system is reflected, and the importance of the results obtained within the limits of these investigations is shown. The special attention is given to the description of ways for optimization of the output characteristics of hologram which have been written down in cubic gyrotropic photorefractive piezocrystals, owing to a choice of a cut of the crystal, orientation of the crystal sample and polarization of light waves.

Keywords: piezoelectric effect, photoelasticity, piezocrystal, gyrotropy, diffraction efficiency, gain, sillenites, electro-optical effect.

Введение. В 1966 г. [1] было открыто удивительное свойство кристаллов ниобата лития (LiNbO_3) и танталата лития (LiTaO_3) — изменять показатель преломления под действием света. Это свойство первоначально рассматривалось как негативное, а само явление изменения показателя

RECORD AND READING OF HOLOGRAMS IN CUBIC GYROTROPIC PIEZOCRYSTALS. THE HISTORICAL SKETCH

V. V. Shepelevich (I. P. Shamyakin Mozyr State Pedagogical University, Belarus, 28 Studencheskaya Str., Mozyr, 247760, Belarus; e-mail: vasshep@inbox.ru)

теля преломления кристалла под действием света было названо “оптическим повреждением” (optical damage) и лишь некоторое время спустя — фоторефрактивным эффектом, или фоторефракцией. Кристаллы, проявляющие фоторефрактивный эффект, стали называть фоторефрактивными. Следует отметить, что в общем случае в кристаллах могут распространяться две собственные световые волны, которые характеризуются различными показателями преломления. Поэтому при строгом подходе “изменение показателя преломления” в определении фоторефрактивного эффекта следует заменить “изменением тензора диэлектрической проницаемости”. В 1967 г. было обнаружено аналогичное поведение кристалла $\text{KTa}_{1-x}\text{Nb}_x\text{O}_3$ (танталат ниобат калия), помещенного во внешнее электрическое поле [2]. В 1968 г. предложено использовать “оптическое повреждение” для голографической записи [3]. С этого момента физика фоторефрактивного эффекта начинает бурно развиваться.

Фоторефрактивные кристаллы нашли применение в различных областях науки и техники [4, 5]: голографическая интерферометрия, обращение волнового фронта, лазеры с фазово-сопряженным зеркалом, изменение формы лазерных световых пучков, фильтры новизны (novelty filters), запись и обработка информации, усиление световых пучков, оптические логические операции, отклонение и переключение лазерных пучков (deflection and switching of laser beams), ассоциативная и цифровая голографическая память, голографические фильтры в телекоммуникационных сетях, нейтронная физика.

В течение 15 лет после открытия фоторефрактивного эффекта основным и фактически единственным физическим механизмом, определяющим влияние внутреннего электрического поля, возникающего в фоторефрактивном кристалле под действием света, на изменение тензора диэлектрической проницаемости, считался электрооптический эффект. Электрооптический механизм изменения тензора диэлектрической проницаемости детально изучен, однако его использование в теоретических расчетах не всегда приводило к удовлетворительному согласию с экспериментом.

В 1982 г. [6] был открыт дополнительный механизм изменения тензора диэлектрической проницаемости — за счет обратного пьезоэлектрического эффекта и фотоупругости кристалла (далее “пьезоэлектрический механизм”, или “пьезоэлектрический эффект”). Теоретические расчеты, построенные на основе электрооптического механизма фоторефракции с учетом дополнительного пьезоэлектрического механизма, позволили получить хорошее согласие с экспериментальными результатами и дали возможность оптимизировать работу различных устройств, созданных на базе фоторефрактивных пьезокристаллов. (Пьезокристаллами обычно называют кристаллы, в которых может проявляться прямой и обратный пьезоэлектрический эффект.)

В настоящем обзоре показано развитие теоретических и экспериментальных исследований одного из направлений в физике фоторефрактивного эффекта, которое связано с одновременным учетом влияния оптической активности и пьезоэлектрического эффекта на свойства голограмм, записываемых в фоторефрактивных кристаллах.

Роль пьезоэлектрического эффекта в формировании и считывании голограмм в фоторефрактивных кристаллах. На основании результатов экспериментальных исследований по записи и считыванию голографических решеток в одноосном кристалле ниобата лития было показано [6], что удовлетворительное объяснение полученных закономерностей не может быть дано при использовании только электрооптического механизма формирования фазовых голограмм в кристалле. Эта работа послужила началом нового важного этапа развития теории фоторефракции — исследования влияния пьезоэлектрических и фотоупругих свойств кристаллов на фоторефрактивный эффект и выходные характеристики голограмм [7]. В [6] также было получено выражение для светоиндуцированного изменения обратного тензора диэлектрической проницаемости кристалла ΔB , учитывающее как электрооптический эффект, так и обратный пьезоэлектрический эффект совместно с явлением фотоупругости.

В случае воздействия на кристалл пространственно-периодического электрического поля $E(\zeta)$, создаваемого решеткой интенсивности, имеем [6]:

$$\Delta B_{mn}(\zeta) = (r_{mnp}^S + p_{mnkq}^E n_k \gamma_{qi} e_{pij} n_j) E_p(\zeta) = r_{mnp}^{\text{eff}} E_p(\zeta), \quad (1)$$

где $E_p(\zeta)$ — компонента вектора напряженности электрического поля $\mathbf{E}(\zeta)$ в кристаллофизической системе координат [8]; ζ — координата вдоль направления изменения вектора \mathbf{E} ; r_{mnp}^S — компонента электрооптического тензора механически зажатого кристалла; p_{mnkq}^E — компонента фотоупругого тензора, измеренная при постоянном электрическом поле; n_k и n_j — компоненты единичного вектора \mathbf{n} , направленные вдоль вектора $\mathbf{E}(\zeta)$ и вектора решетки \mathbf{K} ($\mathbf{E} \parallel \mathbf{K}$); γ_{qi} — компонента тензора, обратного тензору $\Gamma_{iq}^E = c_{isql}^E n_s n_l$, c_{isql}^E — компонента тензора упругости, называемого иногда тензором модулей упругости (например, в [7]); e_{pij} — компонента пьезоэлектрического тензора; r_{mnp}^{eff} — компонента эффективного электрооптического тензора, описывающего как электрооптический эффект, так и обратный пьезоэлектрический эффект с фотоупругостью. В ковариантной форме выражение (1) можно представить в виде

$$\Delta B = r^S \cdot \mathbf{E} + p^E : \mathbf{n} \gamma \cdot (\mathbf{E} \cdot \mathbf{e} \cdot \mathbf{n}) = r^{\text{eff}} \cdot \mathbf{E}, \quad (2)$$

где точка обозначает свертку по двум соседним индексам, двоеточие — по двум парам соседних индексов [8]. Первое слагаемое в (2) отвечает за изменение обратного тензора диэлектрической проницаемости за счет электрооптического эффекта. Второе слагаемое учитывает дополнительный вклад в ΔB за счет обратного пьезоэлектрического эффекта и фотоупругости.

Рассмотрим механизмы формирования пространственно-периодической структуры, обусловленной светоиндуцированным изменением тензора обратной диэлектрической проницаемости пьезокристалла. Исходно часть атомов донорной примеси, равномерно распределенной в объеме кристалла, ионизируется за счет энергии тепловых колебаний кристаллической решетки. Образующиеся при этом свободные электроны захватываются атомами акцепторной примеси, их отрицательный заряд компенсирует в среднем положительный заряд ионизированных доноров, обеспечивая нейтральность кристалла. Поскольку количество атомов акцепторной примеси предполагается значительно меньшим, чем донорной, все атомы акцепторной примеси активизируются (отрицательно заряжаются) за счет захвата ими свободных электронов, образованных при тепловой ионизации доноров. При воздействии неоднородного пространственно-периодического распределения интенсивности света (решетки интенсивности) за счет энергии поглощаемых фотонов в светлых областях решетки атомы донорной примеси дополнительно ионизируются и отдают электроны в зону проводимости. Свободные электроны в зоне проводимости перемещаются за счет диффузии в темные области интерференционной картины и захватываются там ионизированными донорами, которые принято называть ловушками (traps). При этом в светлых областях кристалла появляется положительный заряд, а в темных — отрицательный (за счет отрицательно заряженных атомов акцепторной примеси, заряд которых до “включения” решетки интенсивности был скомпенсирован положительным зарядом ионизированных доноров (ловушек)), т. е. формируется решетка пространственного заряда, которая качественно повторяет решетку интенсивности, совпадая с ней по фазе. Далее решетка пространственного заряда создает решетку внутреннего электрического поля в кристалле, сдвинутую по отношению к решетке интенсивности на четверть пространственного периода. В свою очередь решетка электрического поля посредством электрооптического эффекта создает решетку изменения обратного тензора диэлектрической проницаемости. Кроме того, дополнительное изменение обратного тензора диэлектрической проницаемости происходит за счет пьезоэлектрического механизма фоторефракции, который реализуется по следующей схеме: обратный пьезоэлектрический эффект обуславливает появление в кристалле соответствующей решетки упругих деформаций, которая посредством фотоупругого эффекта (рис. 1) может обеспечить существенный дополнительный вклад в тензор $\Delta B(\zeta)$ (см. (1) и (2)). Важно, что этот дополнительный вклад в ряде случаев сравним с вкладом электрооптического механизма фоторефрактивного эффекта и приводит к экспериментально наблюдаемым изменениям физических величин.

В 1987 г. впервые рассмотрено влияние пьезоэлектрического эффекта и фотоупругости на свойства голограмм в кристаллах кубической сингонии [9]. При изучении этой проблемы авторы не учитывали явление оптической активности (естественной гиротропии), которое заметно проявляется в кубических кристаллах типа силленита класса симметрии 23. К тому времени были



Рис. 1. Структурно-логическая схема механизмов формирования пространственно-периодической структуры, обусловленной светоиндуцированным изменением обратного тензора диэлектрической проницаемости пьезокристалла

разработаны ковариантные (не привязанные к определенной системе координат) методы, исключительно удобные и эффективные для решения сложных проблем в различных областях физики [10—13]. Значительный прогресс достигнут с помощью ковариантных методов в развитии оптики анизотропных сред [11] и теории гиротропии [12, 14]. Ковариантные методы плодотворно использованы для описания оптических свойств кристаллов в монографии [15], часть которой посвящена экспериментальным исследованиям гиротропных кристаллов и параметрической кристаллооптике.

В работе [16] изучено влияние гиротропии регистрирующей среды на дифракционную эффективность голограмм. В [17] в рамках электрооптического механизма фоторефракции с использованием ковариантных методов, в частности [18], рассчитаны выходные характеристики голографической решетки, записанной в оптически активном кубическом кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO) среза (110) при ориентации вектора решетки параллельно направлению [001]. В такой геометрии пьезоэлектрический эффект в кубических кристаллах не проявляется, поэтому теоретические результаты практически совпали с экспериментальными данными [19].

Отметим фундаментальные работы по изучению голограмм, записанных в кубических оптически активных фоторефрактивных кристаллах. В [20] выведены и применены к интерпретации экспериментальных данных, полученных для кристалла BSO, связанные уравнения для анизотропных фоторефрактивных сред. В [21] изучено влияние направления поляризации световых волн на двухволновое взаимодействие в BSO в диффузионном режиме. В [22] рассмотрены эффективность и поляризационные характеристики дифракции света в кристалле BSO. В [23] исследовано влияние оптической активности и линейного двулучепреломления, наведенного внешним электрическим полем, на дифракцию света в кристаллах силленитов. Работы [24, 25] посвящены поляризационным свойствам фоторефрактивной дифракции в оптически активных кристаллах силленитов в брэгговском режиме без учета и с учетом самодифракции. Ни в одной из этих работ влияние пьезоэлектрического эффекта не учитывалось.

В то же время было показано [6, 9], что в общем случае пренебрежение влиянием пьезоэлектрического и фотоупругого эффектов на запись и считывание голограмм в этих средах неправомерно. Тем не менее большинство работ экспериментального и теоретического характера по изучению дифракции света на голографических решетках и двухволнового взаимодействия в таких кристаллах были выполнены без учета пьезоэлектрических и фотоупругих свойств кристаллов. В некоторых случаях это оправдано выбором геометрии записи и считывания $\mathbf{K} \parallel [001]$, для которой пьезоэлектрический эффект в кристаллах среза (110) не проявляется, или геометрии $\mathbf{K} \perp [001]$, для которой учет пьезоэлектрического эффекта приводит лишь к небольшим отличиям в значениях дифракционной эффективности или коэффициента усиления. В остальных случаях пренебрежение фотоупругостью и пьезоэлектрическим эффектом недопустимо, так как приводит к результатам, качественно отличающимся от экспериментальных. Таким образом, существовала проблема одновременного учета гиротропных, электрооптических, пьезоэлектрических и фотоупругих свойств кубических кристаллов.

В 1988 г. было показано [26], что только одновременный учет электрооптического и пьезоэлектрического эффектов с фотоупругостью и оптической активностью в кубическом фоторефрактивном кристалле позволяет получить удовлетворительное согласие теории с экспериментом (рис. 2). Исследованы ориентационная (кривая 1) и поляризационная (кривая 2) зависимости относительной дифракционной эффективности $\eta_{rel} = \eta/\eta_{max}$ записанной в кристалле BSO голографической решетки, а также ориентационная зависимость максимальной дифракционной эффективности (кривая 3). Максимальная дифракционная эффективность вычислялась при каждом рассматриваемом ориентационном угле θ , образованном вектором голографической решетки с кристаллографической осью $[001]$, путем перебора множества значений дифракционной эффективности, полученных при различных азимутах линейной поляризации Ψ_0 считывающей световой волны. Кривая 3 может быть продлена отражением от вертикальной прямой, проходящей через точку нижней горизонтальной оси с координатой $\theta = 90^\circ$. Абсолютные максимумы дифракционной эффективности имеют место для значений ориентационного угла ≈ 50 и 130° . Это была первая попытка получить и исследовать ориентационную зависимость дифракционной эффективности при заданных азимутах поляризации и ориентационную зависимость максимальных значений дифракционной эффективности, достигаемых выбором азимута поляризации считывающей волны, в кубическом оптически активном пьезокристалле с учетом пьезоэлектрического эффекта. Запись голограмм в кристалле BSO среза (110) толщиной 3.45 мм проводилась He—Cd-лазером на $\lambda = 0.44$ мкм, а считывание наведенной решетки — He—Ne-лазером ($\lambda = 0.633$ мкм). Световые пучки пересекались под углом $\approx 11^\circ$ в кристалле.

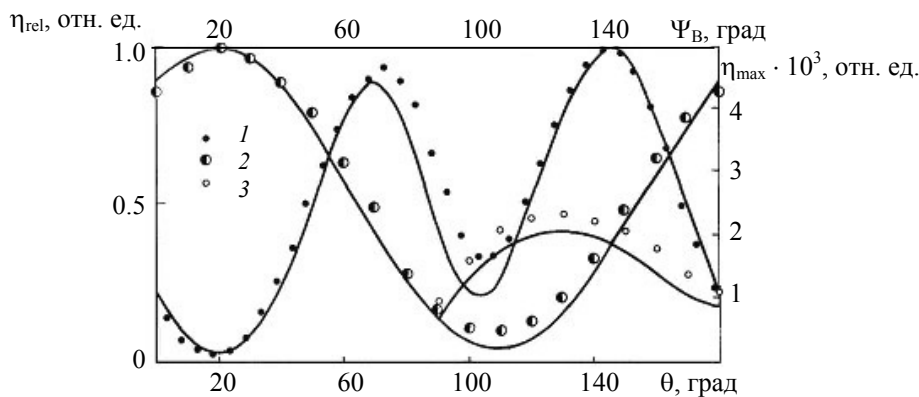


Рис. 2. Зависимости относительной дифракционной эффективности (η_{rel}) от ориентации (θ) решетки при $\Psi_0 = 0$ (1), азимута считывающего света (Ψ_0) для $\theta = 70^\circ$ (2), а также максимальной дифракционной эффективности (η^{max}) от угла θ (3); удельное вращение плоскости поляризации $\alpha = 0.405$ рад/мм; линии — расчет, точки — эксперимент

Следует отметить публикацию [27], в которой экспериментально измерена ориентационная зависимость эффективности энергетического обмена световых волн в процессе регистрации динамической голограммы в кубическом кристалле теллурида кадмия, допированного германием. В работе [28] впервые представлено аналитическое выражение для дифракционной эффективности статической голограммы, записанной в кристалле BSO толщиной 3.45 мм, учитывающее пьезоэлектрический эффект и оптическую активность кубического кристалла. В [29] представлена система связанных дифференциальных уравнений для случая считывания голограмм в кубическом оптически активном пьезокристалле среза $(\bar{1}\bar{1}0)$ в диффузионном режиме при малых углах Брэгга:

$$\begin{aligned} R_{\perp}' &= \alpha R_{\parallel} + \kappa_1 S_{\perp} + \kappa_2 S_{\parallel}, & R_{\parallel}' &= -\alpha R_{\perp} + \kappa_2 S_{\perp} + \kappa_3 S_{\parallel}, \\ S_{\perp}' &= -\kappa_1 R_{\perp} - \kappa_2 R_{\parallel} + \alpha S_{\parallel}, & S_{\parallel}' &= -\kappa_2 R_{\perp} - \kappa_3 R_{\parallel} - \alpha S_{\perp}. \end{aligned} \quad (3)$$

где R_{\perp} и S_{\perp} — проекции векторных амплитуд опорной и предметной световых волн на единичный вектор, перпендикулярный плоскости падения; R_{\parallel} и S_{\parallel} — проекции тех же векторных амплитуд на единичные векторы, лежащие в плоскости падения и ортогональные волновым векторам соответствующих волн; α — удельное вращение плоскости поляризации; штрих означает дифференцирование по координате z (ось \mathbf{e}_3 на рис. 3); постоянные связи κ_1 , κ_2 и κ_3 рассчитаны с учетом электрооптического и пьезоэлектрического механизмов фоторефрактивного эффекта [28]:

$$\begin{aligned} \kappa_1 &= -\kappa_0 \left[\left(\frac{\Delta B_{11} + \Delta B_{22}}{2} - \Delta B_{12} \right) \cos^2 \theta + \Delta B_{33} \sin^2 \theta + \frac{\Delta B_{23} - \Delta B_{13}}{\sqrt{2}} \sin(2\theta) \right], \\ \kappa_2 &= -\kappa_0 \left[\left(\Delta B_{12} + \Delta B_{33} - \frac{\Delta B_{11} + \Delta B_{22}}{2} \right) \frac{\sin(2\theta)}{2} + \frac{\Delta B_{23} - \Delta B_{13}}{\sqrt{2}} \cos(2\theta) \right], \\ \kappa_3 &= -\kappa_0 \left[\left(\frac{\Delta B_{11} + \Delta B_{22}}{2} - \Delta B_{12} \right) \sin^2 \theta + \Delta B_{33} \cos^2 \theta + \frac{\Delta B_{13} - \Delta B_{23}}{\sqrt{2}} \sin(2\theta) \right], \\ \kappa_0 &= \frac{\pi \varepsilon \sqrt{\varepsilon}}{2\lambda}. \end{aligned}$$

Здесь величины ΔB_{mn} определяются с помощью выражения (1), ориентационный угол θ показан на рис. 3.

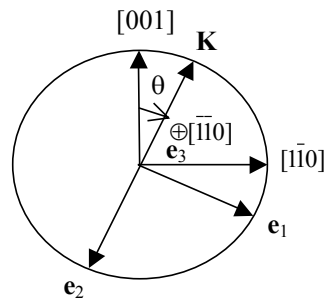


Рис. 3. Ориентация вектора решетки \mathbf{K} относительно кристаллографических осей и рабочей системы координат $(\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3)$

Решение системы уравнений (3) позволяет записать следующее аналитическое выражение для векторной амплитуды напряженности предметной волны $\mathbf{S}(\mathbf{z})$ при считывании голограммы опорной волной:

$$\mathbf{S}(\mathbf{z}) = \left\{ (A_S R_{\perp}^0 + (D_S + B_S) R_{\parallel}^0) \mathbf{e}_1 + ((D_S - B_S) R_{\perp}^0 + C_S R_{\parallel}^0) \mathbf{e}_S \right\}, \quad (4)$$

где единичный вектор \mathbf{e}_1 перпендикулярен плоскости падения, а вектор \mathbf{e}_S лежит в этой плоскости;

$$A_S = \frac{(\lambda_1 \kappa_1 - \lambda_2 \kappa_3) \sin(\lambda_1 z) + (\lambda_1 \kappa_3 - \lambda_2 \kappa_1) \sin(\lambda_2 z)}{\lambda_2^2 - \lambda_1^2},$$

$$B_S = \frac{\alpha}{\lambda_2 - \lambda_1} (\cos(\lambda_2 z) - \cos(\lambda_1 z)),$$

$$C_S = \frac{(\lambda_1 \kappa_3 - \lambda_2 \kappa_1) \sin(\lambda_1 z) + (\lambda_1 \kappa_1 - \lambda_2 \kappa_3) \sin(\lambda_2 z)}{\lambda_2^2 - \lambda_1^2},$$

$$D_S = \frac{\kappa_2}{\lambda_2 - \lambda_1} (\sin(\lambda_2 z) - \sin(\lambda_1 z)),$$

$$\lambda_{1,2} = \frac{\kappa_1 + \kappa_3}{2} \mp \sqrt{\left(\frac{\kappa_1 - \kappa_3}{2}\right)^2 + \kappa_2^2 + \alpha^2}.$$

Выражение для дифракционной эффективности голограммы, полученное с помощью формулы (4) для считывающей эллиптически поляризованной световой волны с азимутом Ψ_0 и эллиптичностью τ_0 , имеет вид:

$$\eta = \frac{I_S(z)}{I_0} = \frac{1}{1 + \tau_0^2} \left\{ \left(A_S^2 + (D_S - B_S)^2 \right) (\sin^2 \Psi_0 + \tau_0^2 \cos^2 \Psi_0) + \left(C_S^2 + (D_S + B_S)^2 \right) \times \right. \\ \left. \times (\cos^2 \Psi_0 + \tau_0^2 \sin^2 \Psi_0) - (A_S (D_S + B_S) + C_S (D_S - B_S)) (1 - \tau_0^2) \sin(2\Psi_0) \right\}, \quad (5)$$

где I_0 — интенсивность считывающей световой волны при входе в кристалл.

На рис. 4, а представлены зависимости дифракционной эффективности η от ориентационного угла θ для среза $(\bar{1}\bar{1}0)$ кристалла BSO толщиной 3.45 мм. Кривая 4 построена с учетом пьезоэлектрического эффекта и оптической активности кристалла, а остальные кривые — в пренебрежении оптической активностью и пьезоэлектрическим эффектом (кривая 1), оптической активностью (кривая 2), пьезоэлектрическим эффектом (кривая 3). Видно, что оптическая активность и пьезоэлектрический эффект существенно изменяют характер исследуемой зависимости. Игнорирование пьезоэлектрического эффекта может уменьшить рассчитанную дифракционную эффективность приблизительно в два раза (см. кривые 3 и 4).

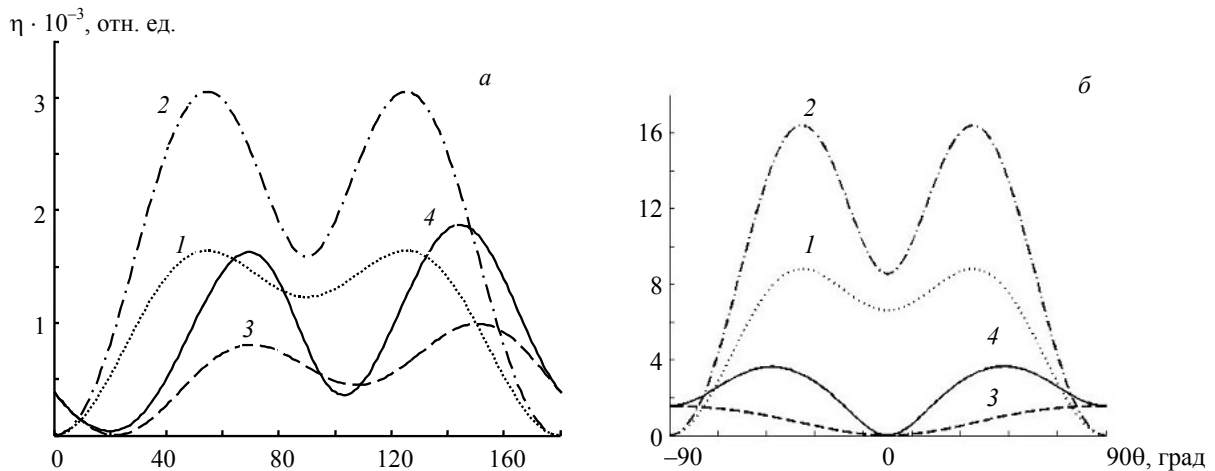


Рис. 4. Зависимости дифракционной эффективности η голограммы, записанной в кристалле BSO толщиной 3.45 (а) и 8 мм (б), от ориентационного угла θ при азимуте считывающей опорной волны $\Psi_{0R} = 0$; $\alpha = 0$ (1, 2) и 0.405 рад/мм (3, 4); 1, 3 — без учета пьезоэлектрического эффекта; 2, 4 — с учетом пьезоэлектрического эффекта

В работе [29] приведены и проанализированы также зависимости дифракционной эффективности голограммы от азимута поляризации считывающей линейно поляризованной световой волны при фиксированных значениях ориентационного угла; максимальной дифракционной эффективности от ориентационного угла; азимута поляризации дифрагированной световой волны от азимута поляризации считывающей волны; дифракционной эффективности голограммы при считывании ее циркулярно поляризованным светом от ориентационного угла; эллиптичности дифрагированного света при считывании голограммы циркулярно поляризованным светом от ориентационного угла.

На Международной научной конференции по фоторефрактивным материалам, эффектам и устройствам было отмечено, что разработанная теория [30] способна объяснить ряд экспериментальных результатов, которые не удалось интерпретировать другими способами. В [31] исследовался кристалл BSO толщиной 1 см, запись и считывание голограммы проводились одновременно двумя когерентными световыми импульсами длительностью 15 нс, длина волны излучения 0.6943 мкм, угол схождения пучков в воздухе 24°. Показано, что численное решение динамических уравнений дифракции приводит к тем же результатам, что и борновское приближение, фактически заменяющее динамическую модель голограммы статической. Зависимость относительного энергетического обмена световых волн от ориентации вектора решетки, вычисленная с учетом оптической активности кристалла и выражения (1), представляет собой кривую с двумя максимумами, тогда как при учете только оптической активности и электрооптического эффекта получается кривая с одним максимумом. Эксперимент подтвердил необходимость учитывать пьезоэлектрический эффект и фотоупругость кристалла наряду с электрооптическим эффектом, причем энергетический обмен в максимумах достигал 12 %. Подобную зависимость дифракционной эффективности при двухволновом взаимодействии нетрудно получить путем решения связанных уравнений (3) для световых пучков гелий-неонового лазера при толщине кристалла BSO 8 мм. Качественное отличие зависимостей $\eta(\theta)$ (рис. 4, б), построенных для такого кристалла с учетом (кривая 4) и без учета (кривая 3) пьезоэлектрического эффекта, еще больше, чем при толщине кристалла 3.45 мм (рис. 4, а).

В 1991 г. по проблеме учета пьезоэлектрического эффекта и фотоупругости в фоторефрактивных кристаллах появляется цикл публикаций [32—38]. Результаты экспериментов по изучению одновременной дифракции двух световых волн в фоторефрактивном кубическом пьезокристалле BSO толщиной 2.19 мм и их теоретическая интерпретация приведены в [35]. В этой работе исследована ориентационная зависимость относительной интенсивности предметной волны, поляризованной в плоскости падения (рис. 5, а) и перпендикулярно ей (рис. 5, б), причем запись голограммы и ее одновременное считывание двумя световыми волнами осуществлялись гелий-

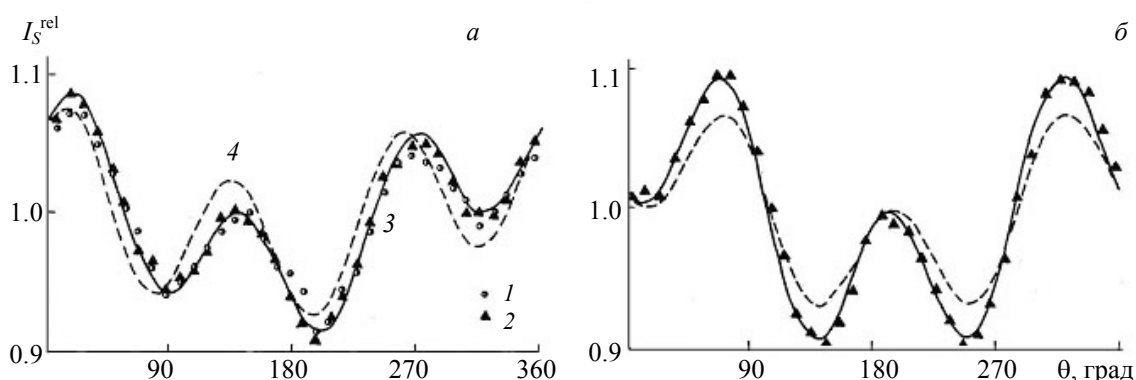


Рис. 5. Зависимость относительной интенсивности I_S^{rel} световой волны S от угла θ при одновременной дифракции двух световых волн (точки — эксперимент, сплошная линия — теоретическая кривая с учетом пьезоэлектрического эффекта, штриховая — без учета пьезоэлектрического эффекта):

а — $\Psi_0 = 90^\circ$, $I_{0S}/I_{0R} = 0.5$; б — $\Psi_0 = 0$, $I_{0S}/I_{0R} = 0.7$

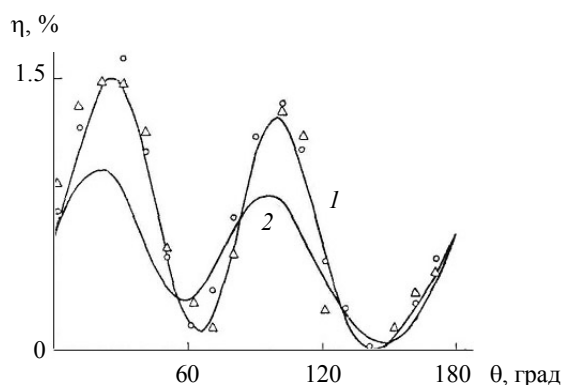


Рис. 6. Зависимости $\eta(\theta)$ для кристалла BSO: точки — экспериментальные данные, принадлежащие различным сериям измерений, линии — теоретические кривые

неоновым лазером. В [36] исследованы селективные свойства голограмм в кубическом оптически активном фоторефрактивном пьезокристалле. Кроме того, экспериментально определена ориентационная зависимость дифракционной эффективности голограммы, записанной в кристалле BSO толщиной 2.19 мм (рис. 6) с удельным вращением плоскости поляризации 0.372 рад/мм. Запись и считывание голограммы проводились с помощью гелий-неонового лазера. Угол схождения записывающих голографическую решетку световых пучков составлял 68° в воздухе. Решетка записывалась в течение 30 с, а затем считывалась опорным пучком. Теоретическая зависимость (рис. 6, кривая 1) относительной дифракционной эффективности от угла θ в условиях, соответствующих эксперименту, получена для амплитуды электрического поля решетки пространственного заряда (spatial charge) $E_{SC} = 0.875$ кВ/см. Экспериментальные точки значительно лучше согласуются с кривой 1, чем с кривой 2, построенной без учета пьезоэлектрического эффекта.

В работе [37] изучены голограммы, которые записывались гелий-кадмиевым лазером, а считывались лучом гелий-неонового лазера. Основное внимание уделено исследованию зависимостей дифракционной эффективности голограммы и эллиптичности дифрагированной световой волны от ориентации голографической решетки при круговой поляризации считывающего света (рис. 7). Показано, что наблюдаемая зависимость дифракционной эффективности голограммы от

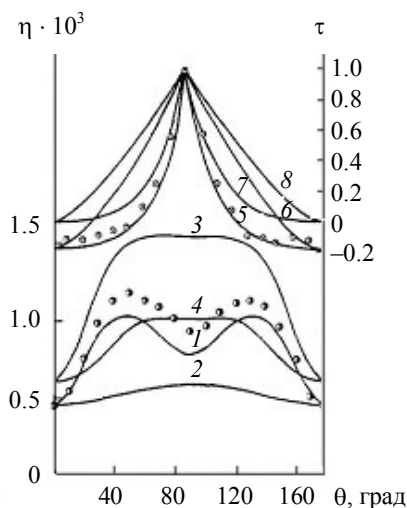


Рис. 7. Зависимость дифракционной эффективности голограммы (1—4) и эллиптичности дифрагированной световой волны (5—8) от ориентации голографической решетки при круговой поляризации считывающего света; 1, 5 — с учетом пьезоэлектрического эффекта и оптической активности; 2, 6 — без учета пьезоэлектрического эффекта, но с учетом оптической активности; 3, 7 — с учетом пьезоэффекта, но без учета оптической активности; 4, 9 — без учета пьезоэлектрического эффекта и оптической активности; точки — эксперимент

ориентации голографической решетки (кривая 1) имеет место только при одновременном учете пьезоэлектрического эффекта и оптической активности кристалла. Эллиптичность дифрагированного света τ измерялась с помощью компенсатора на основе кварцевой пластинки (компенсатор Сенармона) и поляроида. Круговая поляризация дифрагированного света достигалась лишь при $\theta = 90^\circ$, причем направление вращения вектора напряженности электрического поля световой волны было противоположным направлению вращения этого вектора в считывающей волне. Расчеты показывают, что в случае пренебрежения оптической активностью (кривые 7, 8) дифрагированный свет линейно поляризован при $\theta = 0$, а в оптически активном кристалле при этом же значении θ он поляризован эллиптически (кривые 5, 6). Линейная поляризация дифрагированного света при наличии оптической активности также возможна, но достигается только при $\theta \neq 0$ ($\theta = 26$ и 154° (кривая 6) в отсутствие пьезоэлектрического эффекта и $\theta = 56$ и 124° (кривая 5) при учете пьезоэлектрического эффекта). Измеренный набор значений эллиптичности в зависимости от угла θ лучше всего соответствует кривой 5.

В работе [38] получены явные выражения для компонент изменения обратного тензора диэлектрической проницаемости ΔB_{ij} для кубических кристаллов произвольного среза (использованные позже [39] для расчетов), изучена зависимость этих компонент от ориентации вектора голографической решетки в плоскости среза. Использовано представление

$$\Delta B_{mn} = b_{mn} E_{SC},$$

где E_{SC} — модуль вектора напряженности электрического поля пространственного заряда внутри кристалла, и для величин b_{mn} получены следующие выражения:

$$b_{11} = p_1 n_1 R_1 + p_2 n_2 R_2 + p_3 n_3 R_3, b_{22} = p_1 n_2 R_2 + p_2 n_3 R_3 + p_3 n_1 R_1, b_{33} = p_1 n_3 R_3 + p_2 n_1 R_1 + p_3 n_2 R_2,$$

$$b_{12} = p_4 (n_1 R_2 + n_2 R_1) + r n_3, b_{13} = p_4 (n_1 R_3 + n_3 R_1) + r n_2, b_{23} = p_4 (n_2 R_3 + n_3 R_2) + r n_1,$$

где $R_1 = \gamma_{11} Q_1 + \gamma_{12} Q_2 + \gamma_{13} Q_3$, $R_2 = \gamma_{21} Q_1 + \gamma_{22} Q_2 + \gamma_{23} Q_3$, $R_3 = \gamma_{31} Q_1 + \gamma_{32} Q_2 + \gamma_{33} Q_3$,

$$\gamma_{11} = (\Gamma_{22} \Gamma_{33} - \Gamma_{23}^2) / D, \gamma_{22} = (\Gamma_{11} \Gamma_{33} - \Gamma_{13}^2) / D, \gamma_{33} = (\Gamma_{11} \Gamma_{22} - \Gamma_{12}^2) / D,$$

$$\gamma_{12} = \gamma_{21} = (\Gamma_{13} \Gamma_{23} - \Gamma_{12} \Gamma_{33}) / D, \gamma_{13} = \gamma_{31} = (\Gamma_{12} \Gamma_{23} - \Gamma_{13} \Gamma_{22}) / D,$$

$$\gamma_{23} = \gamma_{32} = (\Gamma_{12} \Gamma_{13} - \Gamma_{11} \Gamma_{23}) / D, D = \Gamma_{11} (\Gamma_{22} \Gamma_{33} - \Gamma_{23}^2) - \Gamma_{22} \Gamma_{13}^2 - \Gamma_{33} \Gamma_{12}^2 + 2 \Gamma_{12} \Gamma_{13} \Gamma_{23},$$

$$\Gamma_{11} = c_1 n_1^2 + c_3 (n_2^2 + n_3^2), \Gamma_{22} = c_1 n_2^2 + c_3 (n_1^2 + n_3^2), \Gamma_{33} = c_1 n_3^2 + c_3 (n_1^2 + n_2^2),$$

$$\Gamma_{12} = \Gamma_{21} = n_1 n_2 (c_2 + c_3), \Gamma_{13} = \Gamma_{31} = n_1 n_3 (c_2 + c_3), \Gamma_{23} = \Gamma_{32} = n_2 n_3 (c_2 + c_3),$$

$$Q_1 = 2e_{14} n_2 n_3, Q_2 = 2e_{14} n_1 n_3, Q_3 = 2e_{14} n_1 n_2,$$

n_i — направляющие косинусы вектора напряженности электрического поля \mathbf{E}_{SC} пространственного заряда в кристаллографической системе координат. Здесь использованы следующие обозначения для электрооптического, пьезоэлектрического, фотоупругого тензоров и тензора упругости (см. комментарии к формуле (1)):

$$r_{123}^S = r_{132}^S = r_{213}^S = r_{231}^S = r_{312}^S = r_{321}^S = r_{41}, \quad e_{123} = e_{132} = e_{213} = e_{231} = e_{312} = e_{321} = e_{14},$$

$$c_{11}^E = c_{22}^E = c_{33}^E \equiv c_1, \quad c_{12}^E = c_{13}^E = c_{23}^E = c_{21}^E = c_{31}^E = c_{32}^E \equiv c_2, \quad c_{44}^E = c_{55}^E = c_{66}^E \equiv c_4,$$

$$p_{11}^E = p_{22}^E = p_{33}^E \equiv p_1, \quad p_{12}^E = p_{23}^E = p_{31}^E \equiv p_2, \quad p_{13}^E = p_{21}^E = p_{32}^E \equiv p_3, \quad p_{44}^E = p_{55}^E = p_{66}^E \equiv p_4.$$

Для часто используемого в экспериментах семейства срезов $\{110\}$ кубического фоторефрактивного кристалла практический интерес представляют явные выражения тензора обратной диэлектрической проницаемости. В случае записи в кристалле со срезом $(\bar{1}10)$ ненаклонной пропускающей голографической решетки с вектором \mathbf{K} , произвольно ориентированным в плоскости среза под углом θ к оси $[001]$, имеем:

$$n_1 = \frac{\sqrt{2}}{2} \sin \theta, \quad n_2 = -\frac{\sqrt{2}}{2} \sin \theta, \quad n_3 = \cos \theta,$$

и компоненты изменения обратного тензора диэлектрической проницаемости можно представить в виде

$$\begin{aligned} \Delta B_{11} &= e_{14} E_{sc} \cos \theta \sin^2 \theta \frac{(p_1 + p_2)A + p_3 B}{C}, \quad \Delta B_{22} = e_{14} E_{sc} \cos \theta \sin^2 \theta \frac{(p_1 + p_3)A + p_2 B}{C}, \\ \Delta B_{33} &= e_{14} E_{sc} \cos \theta \sin^2 \theta \frac{(p_2 + p_3)A + p_1 B}{C}, \quad \Delta B_{12} = E_{sc} \cos \theta \left(r_{41} - 2e_{14} p_4 \frac{A}{C} \sin^2 \theta \right), \\ \Delta B_{23} &= \frac{E_{sc}}{\sqrt{2}} \sin \theta \left(r_{41} - e_{14} p_4 \frac{2A \cos^2 \theta + B \sin^2 \theta}{C} \sin^2 \theta \right), \quad \Delta B_{21} = \Delta B_{12}, \quad \Delta B_{32} = \Delta B_{23} = -\Delta B_{31} = -\Delta B_{13}, \end{aligned} \quad (6)$$

где
$$A = (c_2 - c_3) \sin^2 \theta - 2c_1 \cos^2 \theta, \quad B = 4(c_2 + c_3) \cos^2 \theta - 2c_3 - (c_1 + c_2) \sin^2 \theta,$$

$$C = \frac{1}{4} \left[c_1 (c_1 + c_2) - 2(c_2 + c_3)^2 \right] \sin^2 2\theta + c_3 (c_1 + c_2) \sin^4 \theta + 2c_3 (c_1 \cos^2 \theta + c_3 \sin^2 \theta).$$

Следует отметить, что для кристаллов класса $\bar{4}3m$ в силу совпадения величин p_2 и p_3 выполняется равенство $\Delta B_{11} = \Delta B_{22}$. Из (6) видно, что в отсутствие пьезоэлектрического эффекта ($e_{14} = 0$) $\Delta B_{11} = \Delta B_{22} = \Delta B_{33} = 0$, а компоненты $\Delta B_{12}, \Delta B_{13}, \Delta B_{23}$ определяются только электрооптическим коэффициентом r_{41} , модулем E_{sc} вектора напряженности электрического поля решетки пространственного заряда и ориентационным углом θ . В [38] также показано, что под действием пьезоэлектрического эффекта компоненты $\Delta B_{12}, \Delta B_{13}, \Delta B_{23}$ приобретают лишь небольшие добавки, а значения компонент $\Delta B_{11}, \Delta B_{22}, \Delta B_{33}$ полностью определяются наличием пьезоэлектрического эффекта (рис. 8).

В [40] описана предыстория появления работы [6]. В 1979 г. было обнаружено [41], что при освещении кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ световым пучком в нем возникают значительные упругие деформации. В [42] предложено теоретическое объяснение этого явления, а в [43] экспериментально обнаружен поверхностный рельеф, обусловленный пьезоэлектрическим эффектом, в процессе записи голографической решетки в кристалле BSO. Если в [6] получено выражение для дополнительного пьезоэлектрического вклада в тензор диэлектрической проницаемости, возникающего в случае пространственно-гармонического распределения интенсивности света в кристалле, то в [40] приведен вывод аналогичного выражения для произвольного одномерного распределения интенсивности светового поля.

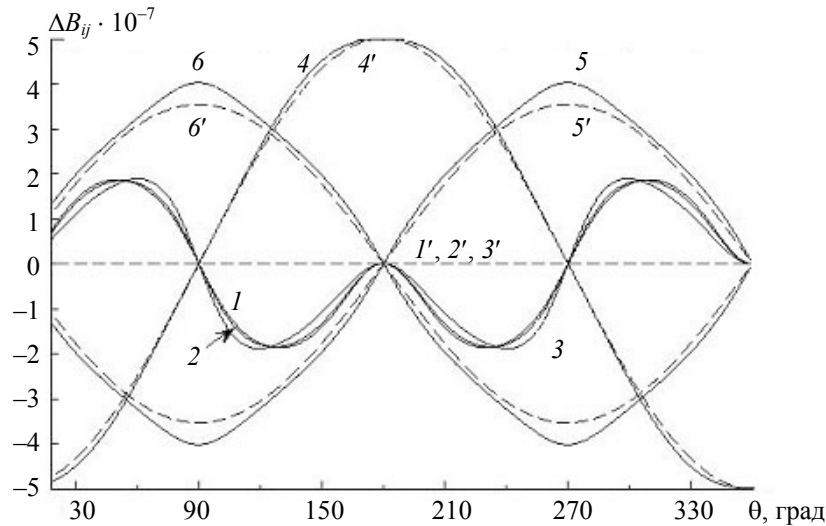


Рис. 8. Зависимость изменения компонент ΔB_{11} (1, 1'), ΔB_{22} (2, 2'), ΔB_{33} (3, 3'), ΔB_{12} (4, 4'), ΔB_{13} (5, 5'), ΔB_{23} (6, 6') обратного тензора диэлектрической проницаемости от ориентационного угла θ в кристалле BSO среза $(\bar{1}\bar{1}0)$; $E_{sc} = 1$ кВ/см, $p_1 = -0.16$, $p_2 = -0.13$, $p_3 = -0.12$, $p_4 = -0.015$, $r_{41} = -5.0 \cdot 10^{-12}$ м/В, $c_1 = 12.96 \cdot 10^{10}$ Н/м², $c_2 = 2.99 \cdot 10^{10}$ Н/м², $c_3 = 2.45 \cdot 10^{10}$ Н/м² [7]; 1'—6' — без учета пьезоэлектрического эффекта ($e_{14} = 0$), 1—6 — с учетом пьезоэлектрического эффекта ($e_{14} = 1.12$ Кл/м²) [7]

В работе [44] теоретически и экспериментально изучены ориентационные зависимости относительной интенсивности одной из световых волн при двухволновом взаимодействии в кристалле BSO толщиной 2.19 мм для четырех азимутов поляризации. В работе [45] предложена гипотеза о дополнительных соотношениях симметрии, которые налагаются на компоненты тензора фотоупругости в кристаллах класса симметрии 23. Автор отмечает, что его гипотеза требует экспериментальной проверки. В [46] рассмотрено формирование решетки в фоторефрактивном пьезокристалле короткими импульсами. Проведены подробные теоретические расчеты, результаты которых сравниваются с результатами экспериментов в кубических кристаллах GaAs и BSO. Показано, что в процессе записи голографических решеток в импульсном режиме формированием акустических волн в BSO можно пренебречь.

В [47] детально рассмотрены пьезоэлектрические свойства и оптическая активность кубических кристаллов в процессе оптимизации энергетических характеристик двухволнового взаимодействия. Получены выражения для азимутов взаимодействующих линейно поляризованных волн, при которых достигается максимальный энергообмен. Найдены также выражения для максимальной интенсивности одной из волн при каждом фиксированном угле, характеризующем ориентацию вектора голографической решетки. Показано, что при каждом азимуте световых волн существуют три локальных максимума энергетического обмена, соответствующих трем различным ориентациям вектора пропускающей решетки в плоскости среза (110).

В [48] предложен голографический метод определения зависимости энергетического обмена световых волн в кубическом оптически активном пьезокристалле от фотоупругих параметров. Такой подход позволяет определять фотоупругие параметры пьезокристаллов с помощью измерения относительных интенсивностей световых волн при их взаимодействии на записанной

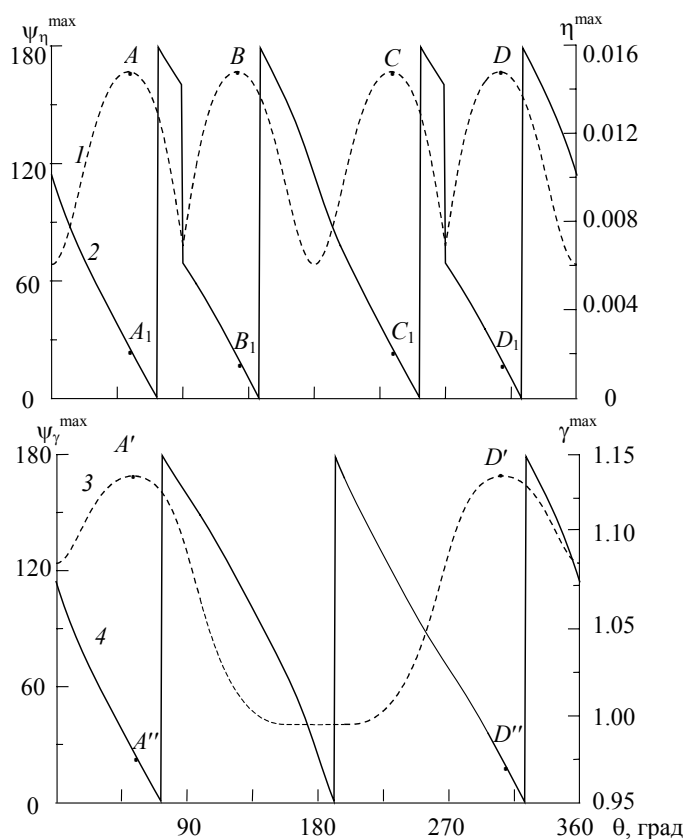


Рис. 9. Зависимости максимальной дифракционной эффективности η^{\max} (1), максимального эффективного усиления γ^{\max} (3) и азимутов поляризации линейно поляризованных световых волн $\Psi_{\eta, \gamma}^{\max}$ (2, 4), при которых достигаются η^{\max} и γ^{\max} , от ориентационного угла θ ; толщина кристалла $d = 2.1$ мм; угол Брэгга в кристалле 7° ; удельное вращение плоскости поляризации $\alpha = 0.4$ рад/мм; остальные физические параметры BSO взяты из [49]

решетке показателя преломления. Следует отметить, что проблема определения фотоупругих параметров фотоакустическими методами рассматривалась ранее в ряде работ (см., например, [49—54]).

Обычно голографическую решетку в оптически активном кристалле в статическом приближении рассматривают как заданную, однако при больших углах падения записывающих волн за счет вращения плоскости поляризации видность интерференционной картины будет пространственно модулирована. В [55] показано, что это приводит к снижению выходных энергетических характеристик записанных голограмм.

Взаимодействие двух эллиптически поляризованных световых волн в кубическом гиротропном фоторефрактивном пьезокристалле в приближении заданной решетки рассмотрено в [56]. Найдены аналитические выражения для напряженностей электрических полей световых волн на выходе из кристалла, интенсивностей этих волн, а также дифракционных эффективностей записанных в кристалле голографических решеток (см. также [57]).

В [58, 59] обращено внимание на различную ориентационную зависимость азимутов поляризации считывающего света, при которых достигаются максимальные значения дифракционной эффективности голограммы и коэффициента усиления предметной волны при двухволновом взаимодействии. Для кристалла BSO теоретически установлено и экспериментально подтверждено, что для ориентационных углов θ в диапазонах $0^\circ < \theta < 90^\circ$ и $270^\circ < \theta < 360^\circ$ азимуты поляризации, при которых достигаются максимальные дифракционная эффективность и коэффициент усиления, совпадают, а при $90^\circ < \theta < 270^\circ$ отличаются на 90° (рис. 9). Теоретически установлены зависимости максимальных и минимальных значений дифракционной эффективности η и эффективного усиления γ от ориентационного угла θ . Показано, что кривые $\eta^{\max}(\theta)$, $\eta^{\min}(\theta)$ и $\gamma^{\max}(\theta)$, $\gamma^{\min}(\theta)$ являются огибающими соответствующих кривых $\eta(\theta)$ и $\gamma(\theta)$, построенных при различных фиксированных азимутах поляризации считывающих волн Ψ_0 (рис. 10).

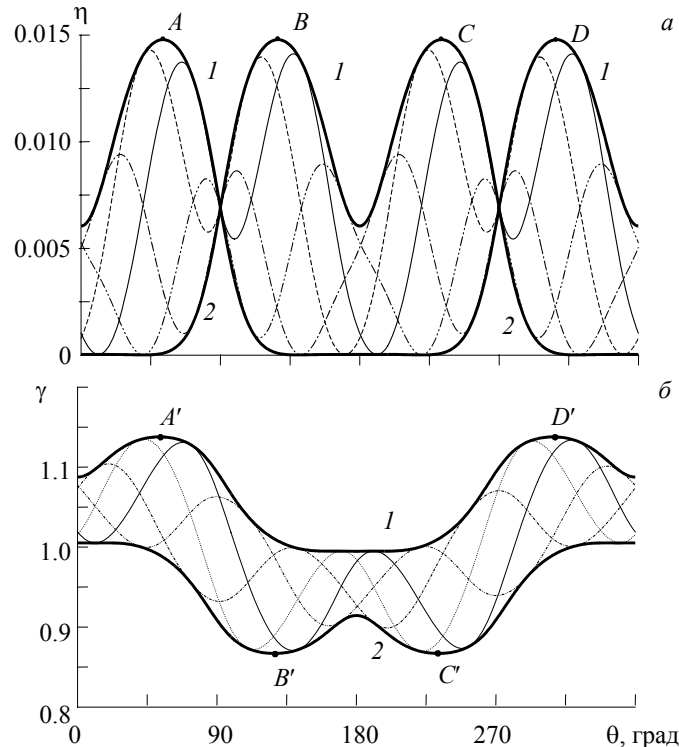


Рис. 10. Зависимости максимальной (1) и минимальной (2) дифракционной эффективности η (а) и эффективного усиления γ (б) от ориентационного угла θ для различных азимутов Ψ_0 линейно поляризованных световых волн; $d = 2.1$ мм; угол Брэгга 7° . Сплошная тонкая линия — $\Psi_0 = 0^\circ$; пунктир — $\Psi_0 = 45^\circ$; штрихпунктир — $\Psi_0 = 90^\circ$; штрих-штрихпунктир — $\Psi_0 = 135^\circ$

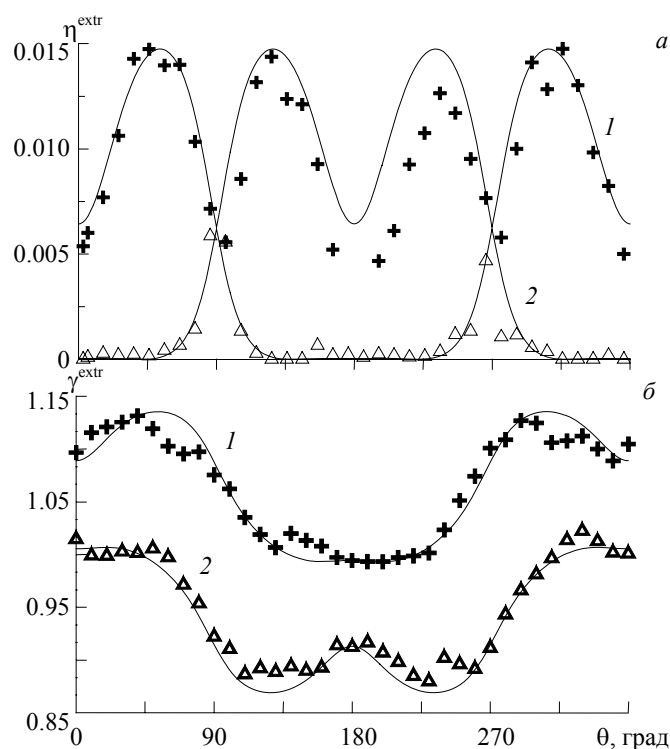


Рис. 11. Зависимость экстремальных (максимальных (1) и минимальных (2)) значений дифракционной эффективности (а) и эффективного усиления (б) от ориентационного угла для кристалла BSO; теоретические зависимости построены при $E = 1.93$ (а) и 0.76 кВ/см (б); точки — эксперимент, линии — расчет

На рис. 11 представлены результаты экспериментального подтверждения используемой теоретической модели фоторефрактивного эффекта в кубических оптически активных фоторефрактивных пьезокристаллах. Отметим, что параметры фоторефрактивных кристаллов (электрооптические, фотоупругие, пьезоэлектрические и др.), необходимые для расчетов выходных характеристик голограмм, записанных в этих средах, можно найти, например, в [4, 39, 51, 60—63].

В работе [64] представлена технология выращивания чистых и допированных кристаллов силленитов, а также приведены результаты применения модели фоторефрактивного эффекта с мелкими и глубокими ловушками (см., например, [65—71]) для интерпретации результатов экспериментального исследования двухволнового взаимодействия. Эта модель используется в [72] с дополнительным включением в рассмотрение светоиндуцированного поглощения. Следует отметить, что динамике фотоиндуцированного поглощения света в титанате висмута посвящено очень большое количество публикаций, с которыми можно ознакомиться в монографии [7].

Вклад нелинейного поглощения и упруго-оптического эффекта в фоторефрактивных решетках, записанных в кубическом кристалле GaAs класса симметрии $\bar{4}3m$, экспериментально и теоретически изучен в [73]. Показано, что результаты экспериментов можно объяснить влиянием пьезоэлектрического эффекта и фотоупругости, а также предположением о записи в кристалле фазовых и амплитудных решеток одновременно (см. подробный обзор в [74]).

В работе [75] проведен теоретический анализ зависимости максимальной относительной интенсивности предметной волны γ_S^{max} на выходе из кристалла BSO от ориентационного угла θ и толщины кристалла d при двухволновом взаимодействии. Поверхности $\gamma_S^{\text{max}}(\theta, d)$, построенные при учете оптической активности (рис. 12, в, з), имеют гофрированный характер, причем пространственный период гофра соответствует повороту плоскости поляризации на 180° . Аналогичное исследование для кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (ВТО) выполнено в [76].

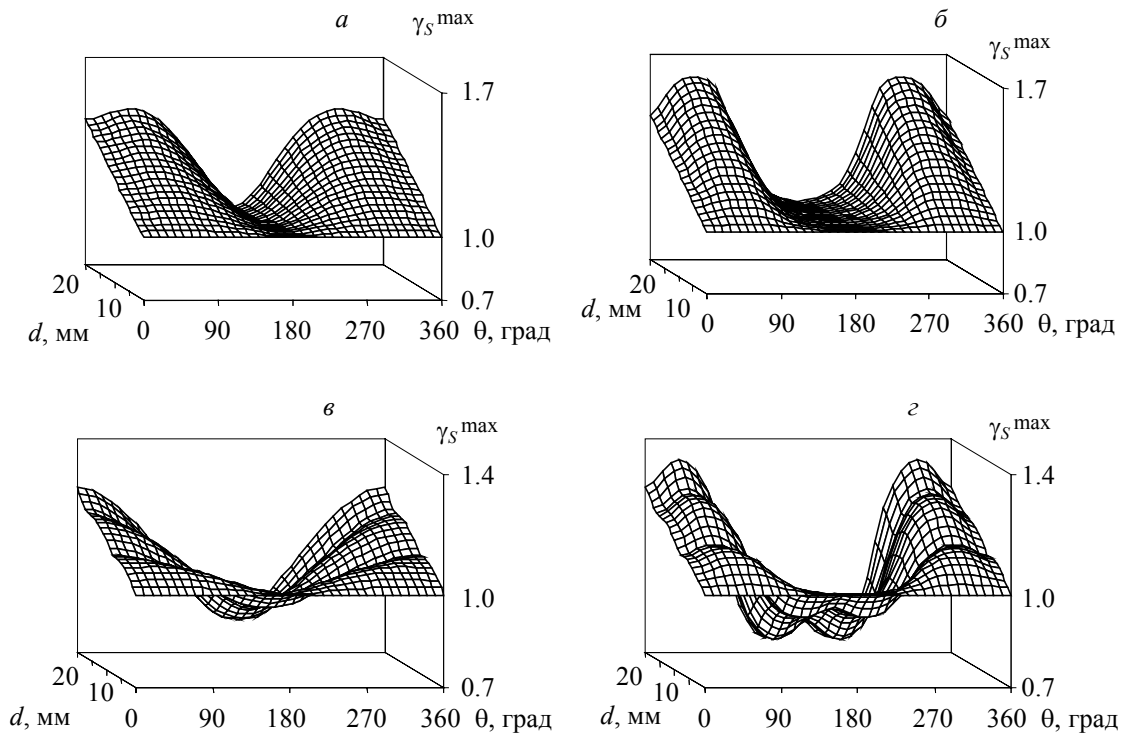


Рис. 12. Зависимость γ_S^{\max} от ориентационного угла θ и толщины d кристалла BSO: *a* — без учета пьезоэлектрического эффекта и оптической активности; *b* — с учетом пьезоэлектрического эффекта; *v* — с учетом оптической активности; *z* — с учетом пьезоэлектрического эффекта и оптической активности

В [77, 78] изучена зависимость максимальной дифракционной эффективности η^{\max} голограмм, записанных в кристалле BSO среза $(\bar{1}\bar{1}0)$, от ориентационного угла θ и толщины кристалла d (рис. 13). Показано, что оптимальная ориентация объемной фазовой решетки при учете пьезоэлектрического эффекта и оптической активности отличается от направления $[1\bar{1}1]$ ($\theta \approx 53^\circ$) и изменяется при различной толщине кристалла. В [78] теоретически найдена зависимость ориентаций кристалла (θ^{\max}), соответствующих η^{\max} , от d . Аналогично соответствующим зависимостям максимальной интенсивности (рис. 12) учет оптической активности приводит к появлению периодического гофрирования поверхности $\eta^{\max}(\theta, d)$ (рис. 13, *v, z*), причем учет пьезоэлектрического эффекта обуславливает удвоение количества максимумов на такой поверхности (рис. 13, *z*).

На основе разработанного в [79, 80] метода описания взаимодействия световых волн в оптически активных фоторефрактивных кристаллах в [81] также рассматривается двухволновое взаимодействие в кристаллах ВТО и BSO с учетом пьезоэлектрического эффекта, фотоупругости и оптической активности одновременно. Здесь исследована зависимость максимального коэффициента усиления предметной волны от ориентационного угла и толщины кристалла и представлен подробный обзор публикаций по рассматриваемой проблеме. Основные выводы этой работы согласуются с результатами [75—78]. Оптимизация эффективности двухволнового взаимодействия в кубических фоторефрактивных оптически активных кубических пьезокристаллах среза (110) рассматривалась также в [82—87].

К концу 90-х гг. XX столетия активизировались исследования пьезоэлектрических и фотоупругих свойств одноосных фоторефрактивных кристаллов (см., например, [88, 89]), а также влияния этих свойств на усиление [90] и рассеяние световых пучков в таких средах [91]. Влияние пьезоэлектрического эффекта на рассеяние световых пучков в кубических кристаллах изучалось также в [92—94]. Цикл работ [95—98] посвящен исследованию неоднаправленного энергообмена в кубических фоторефрактивных кристаллах.

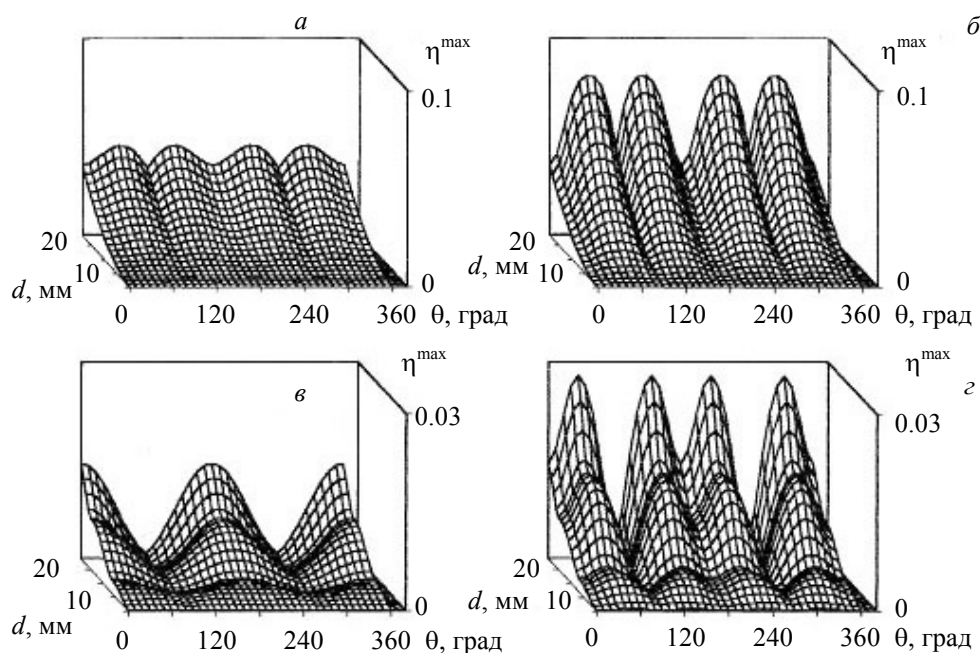


Рис. 13. Зависимость η^{\max} от ориентационного угла θ и толщины d кристалла BSO: a — без учета пьезоэлектрического эффекта и оптической активности, b — с учетом пьезоэлектрического эффекта, c — с учетом оптической активности; d — с учетом пьезоэлектрического эффекта и оптической активности

Одно из самых интересных и перспективных явлений в объемной голографии — обращение волнового фронта. В рамках динамической голографии оно впервые наблюдалось авторами [99] в экспериментах, выполненных по схеме вырожденного четырехволнового параметрического взаимодействия в просветляющихся растворах органических красителей. В то же время обращение волнового фронта наблюдалось в кристаллах кремния [100]. Обращение волнового фронта методами динамической голографии описано в обзорной статье [101]. Изучению этого явления в фоторефрактивных кристаллах посвящены многие работы, обзор которых можно найти в монографиях [39, 60, 102], а также в статьях [4, 103]. Вместе с тем первая попытка изучить влияние обратного пьезоэлектрического эффекта и фотоупругости на обращение волнового фронта при четырехволновом смешении в кристалле BSO, по нашим данным, была сделана в работе [104]. В ней экспериментально изучена зависимость эффективности обращения R/R_{\max} от ориентационного угла θ .

На рис. 14, a приведена схема эксперимента. Пластика из кристалла BSO толщиной 2.19 мм (срез $(\bar{1}\bar{1}0)$) выполняла роль обрабатываемого элемента. Полупрозрачное зеркало разделяло лазерный пучок на два: первый пучок (пучок накачки I_1) проходил через фоторефрактивный пьезокристалл BSO и отражался от зеркала 3, выполняя функцию сигнального пучка; второй пучок с помощью вспомогательного зеркала также направлялся на кристалл, создавая в кристалле пропускающую голографическую решетку за счет интерференции с пучком I_1 . Сигнальный пучок I_2 считывал записанную в кристалле пропускающую голограмму и создавал в результате дифракции пучок I_4 , который можно считать обращенным по отношению к пучку I_3 . Отражательными голограммами, которые могут формироваться в кристалле благодаря интерференции пучков I_1, I_3 с пучком I_2 , пренебрегаем, поскольку известно, что в используемом срезе кристалла такие голограммы не записываются. Поэтому приближенно можно найти коэффициент обращения с помощью формулы (5). Экспериментально этот коэффициент измерялся с помощью фотоприемника $F1$, а фотоприемник $F2$ применялся для контроля стабильности интенсивности лазерного излу-

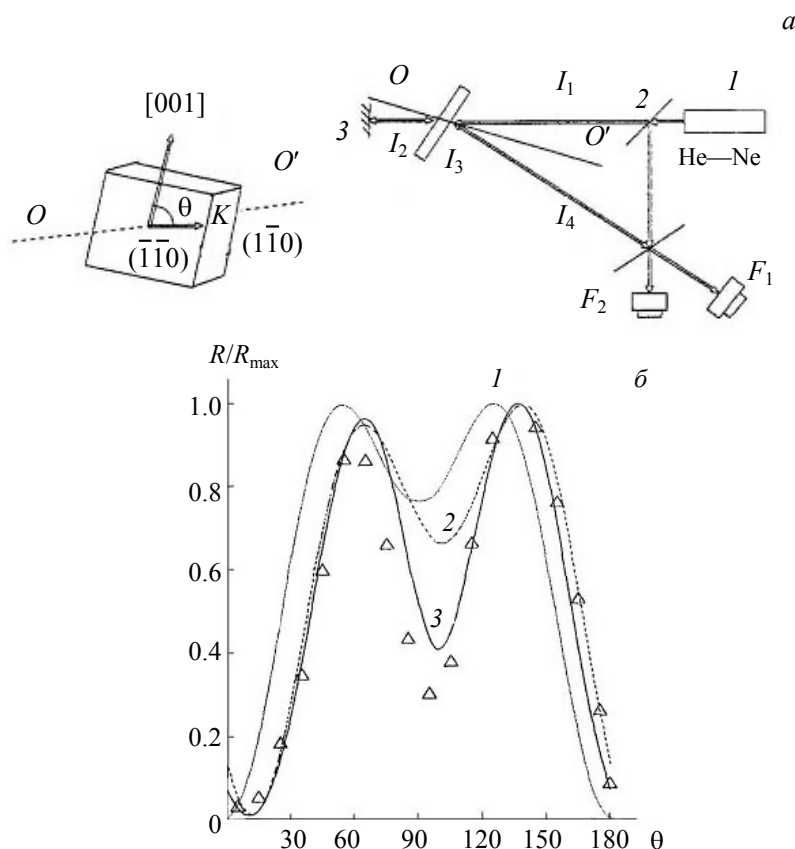


Рис. 14. Обращение волнового фронта в кристалле BSO: *a* — схема эксперимента и ориентация кристалла; *б* — зависимость нормированного коэффициента отражения обращенной волны от ориентационного угла θ : Δ — экспериментальные точки; 1 — теоретическая зависимость, полученная без учета пьезоэлектрического эффекта и оптической активности; 2 — с учетом оптической активности; 3 — с учетом оптической активности и пьезоэлектрического эффекта

чения. Пучки I_1, I_3 были линейно поляризованными в плоскости схождения. Результаты измерений показывают (рис. 14, б), что учет пьезоэлектрического эффекта улучшает согласие теоретических и экспериментальных значений коэффициента обращения.

В работе [105] теоретически изучено влияние пьезоэлектрического эффекта на время максвелловской релаксации динамических решеток в кубических фоторефрактивных пьезокристаллах. Большое внимание изучению структуры фоторефрактивной динамической решетки вблизи поверхности пьезокристалла уделялось в [7, 106—108]. Следует отметить также работу [109], где исследованы разнообразные типы поверхностных волн, которые могут существовать на границе фоторефрактивного одноосного кристалла с диффузионно-дрейфовым механизмом нелинейности.

В 90-е гг. XX столетия появляется интерес к исследованию взаимодействия световых волн в кубических фоторефрактивных кристаллах среза (111). Так, например, в [110] изучено четырех- и двухволновое взаимодействие в кристаллах InP и GaAs среза (111) (класс симметрии $\bar{4}3m$), в [111] — двухволновое взаимодействие в кристаллах этого же класса для случая произвольного среза. В результате теоретических и экспериментальных исследований на примере кристалла GaAs авторы работы [112] пришли к заключению, что в кристаллах класса $\bar{4}3m$ среза (111) для поляризации регистрирующих волн, перпендикулярной плоскости падения, дифракционная эффективность голограммы не зависит от ориентации вектора голографической решетки в плоскости среза. Исследованию дифракционной эффективности отражательных голографических решеток в кристалле ВТО (класс симметрии 23) среза (111) с целью использования этих кристал-

лов в интерферометрии посвящена работа [113]. Во всех перечисленных выше работах пьезоэлектрический эффект игнорировался. Впервые влияние пьезоэлектрического эффекта и фотоупругости на свойства пропускающих голограмм в кубических фоторефрактивных кристаллах среза (111) теоретически и экспериментально изучено в [114]. Дальнейшему развитию этого направления исследований посвящены работы [115—119]. Итоги этого цикла работ могут быть сформулированы следующим образом:

1) в кристаллах среза (111) влияние пьезоэлектрического эффекта проявляется при всех ориентациях вектора голографической решетки в плоскости среза в отличие от кристаллов среза (110), для которых при ориентации вектора решетки параллельно направлению [001] пьезоэлектрический эффект отсутствует;

2) пьезоэлектрический эффект “включает” поляризационную зависимость дифракционной эффективности и максимального эффективного усиления при двухволновом взаимодействии как для кристаллов класса 23, так и для кристаллов класса $\bar{4}3m$;

3) азимуты поляризации, при которых достигаются максимальные дифракционная эффективность и эффективное усиление, совпадают в некоторых интервалах изменения ориентационного угла и отличаются на 90° в остальных случаях (рис. 15, кривая 3);

4) оптическая активность кристаллов приводит к сдвигу экстремумов ориентационных зависимостей дифракционной эффективности и эффективного усиления при фиксированных азимутах поляризации считывающих волн, однако не изменяют положения экстремумов ориентационных зависимостей максимальных дифракционной эффективности и эффективного усиления;

5) пренебрежение пьезоэлектрическим эффектом в типичном кубическом фоторефрактивном кристалле BSO может привести к ошибкам, достигающим 70 %;

6) для кристаллов BSO толщиной 8.2 мм дифракционная эффективность и эффективное усиление не зависят от поляризации световых волн;

7) период зависимости максимальной дифракционной эффективности от ориентационного угла равен 60° , а период зависимости максимальной относительной интенсивности предметной волны при двухволновом взаимодействии от ориентационного угла равен 120° (рис. 15, кривые 1 и 2).

Результаты, полученные для диффузионного режима, обобщены на случай дрейфового механизма записи голограмм в цикле работ [120—123]. Так, в [122] найдены ориентации вектора решетки, для которых достигается максимальная дифракционная эффективность, и вдоль этих направлений было приложено внешнее электрическое поле. Проведено сравнение теоретических результатов для срезов (111) и (111) кристалла $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ (BGO) с экспериментальными. В работе [123] полученные ранее результаты обобщены на случай произвольного среза кристалла.

В последние годы значительное внимание уделяется изучению влияния пьезоэлектрического эффекта и фотоупругости на свойства отражательных голограмм в кубических фоторефрактивных кристаллах. Многие из работ, посвященных этой тематике, процитированы в [7, 124], поэтому ограничимся лишь кратким описанием некоторых из них.

Отметим, что в отражательных голограммах пространственный период голографических решеток минимальный (меньше, чем в пропускающих голограммах). В связи с этим амплитуда электрического поля в отражательных решетках в диффузионном режиме больше, чем в пропускающих. Например, в [125] сообщается, что дифракционная эффективность отражательных голограмм в кристалле BGO, допированном медью и железом, превышала 60 %.

Во многих работах (см., например, [113, 126—128]) отражательные голограммы в оптически активных кубических кристаллах рассматривались в рамках только электрооптического механизма фоторефрактивного эффекта, а в [70, 129—138] они исследовались уже с учетом пьезоэлектрического эффекта.

Особенно интересные эффекты обнаружены при изучении зависимости выходных энергетических характеристик фазовых отражательных голограмм в кубических оптически активных фоторефрактивных пьезокристаллах от толщины кристалла [130, 133, 135—138]. Исследование этих эффектов показало, что срез (001) является оптимальным срезом для отражательных голограмм только до определенной толщины кристалла. При большей толщине выходные энергетиче-

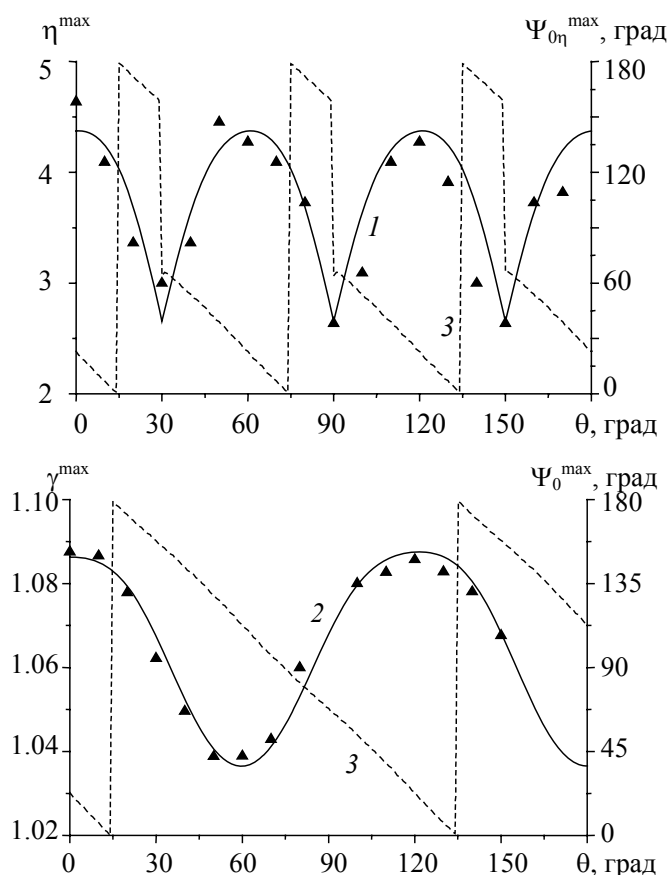


Рис. 15. Экспериментальные (точки) и теоретические (линии) зависимости максимальной дифракционной эффективности η^{\max} (1) и максимальной относительной интенсивности γ^{\max} (2) линейно поляризованного считывающего света от ориентационного угла θ ; 3 — теоретические зависимости азимутов поляризации Ψ_0^{\max} считывающего света от θ , при которых достигаются η^{\max} или γ^{\max}

ческие характеристики отражательных голограмм в кристалле среза (111) становятся выше, чем для среза (001). В работах [137, 138] найдены срезы пьезокристалла, для которых выходные характеристики отражательной голограммы достигают максимальных значений при заданной фиксированной толщине кристалла, а также изучено влияние симметрии кристалла на свойства отражательных голограмм.

В представленном обзоре показаны место и роль пьезоэлектрического эффекта при записи и считывании голограмм в кубических гиротропных фоторефрактивных кристаллах. Здесь почти не отражены работы, связанные с развитием динамической голографии без учета влияния на голографические процессы пьезоэлектрического эффекта, не рассматривается подробно применение фоторефрактивных кристаллов в разных областях науки и техники. Достаточно полную информацию по этим проблемам можно найти, например, в [39, 60, 139, 140].

Заключение. Кубические фоторефрактивные пьезокристаллы класса симметрии 23, проявляющие гиротропные свойства, характеризуются максимальной светочувствительностью и достаточно быстрым фоторефрактивным откликом по сравнению с кристаллами других классов симметрии. Однако наличие гиротропии, а также пьезоэлектрического эффекта и фотоупругости наряду с электрооптическим эффектом в этих кристаллах значительно усложняет теоретическое описание протекающих в них фоторефрактивных процессов. В связи с отсутствием в течение длительного времени теории, одновременно учитывающей гиротропию, пьезоэлектрические и фотоупругие свойства этих кристаллов, ранние экспериментальные исследования проводились только для тех геометрий взаимодействия световых волн с кристаллом, для которых пьезоэлектрический эффект либо не проявлялся (волновой вектор голографической решетки параллелен

кристаллографическому направлению [001]), либо проявлялся достаточно слабо (волновой вектор голографической решетки ортогонален направлению [001]). Таким образом, долгое время оптимизация голографических схем для записи и считывания голограмм в таких кристаллах фактически не проводилась. Только после открытия в работе [6] физического механизма, который обеспечивает дополнительное изменение тензора диэлектрической проницаемости кубического фоторефрактивного пьезокристалла за счет обратного пьезоэлектрического эффекта и фотоупругости, а также учета гиротропии кристалла и построения соответствующей теории (см., например, [29]) стало возможным экспериментальное получение более высоких значений выходных характеристик голограмм. Такое развитие теории фоторефрактивного эффекта привело к модернизации экспериментальных схем записи и считывания голограмм, позволяющей изменять ориентационный и поляризационный углы в соответствии с теоретическими расчетами и значительно (в несколько раз) увеличивать выходные характеристики голограмм. Если пренебречь гиротропией кубических кристаллов класса 23, то полученные аналитические результаты можно применять к кубическим кристаллам класса симметрии $\bar{4}3m$.

Обзор посвящен памяти выдающегося белорусского физика, академика НАН Беларуси Федора Ивановича Федорова (19.06.1911—13.10.1994).

Выражаю глубокую благодарность С. М. Шандарову, Л. М. Барковскому, сотрудникам лаборатории когерентной оптики и голографии Мозырского государственного педагогического университета им. И. П. Шамякина за полезные обсуждения работы, особо благодарен В. В. Кабанову за ценные замечания.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования Республики Беларусь (государственная комплексная программа научных исследований “Фотоника 1.07”), а также Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект Ф10-202).

- [1] **A.Ashkin, G.D.Boyd, J.M.Dziedzic, R.G.Smith, A.A.Ballman, J.J.Levinstein, K.Nassau.** Appl. Phys Lett., **9**, N 1 (1966) 72—74
- [2] **F.S.Chen.** J. Appl. Phys., **38** (1967) 3418—3420
- [3] **F.S.Chen, J.T.LaMacchia, D.V.Fraser.** Appl. Phys. Lett., **13**, N 7 (1968) 223—225
- [4] **S.I.Stepanov.** Rep. Prog. Phys. (1994) 39—116
- [5] Photorefractive Materials and Their Applications. Pt 3. Applications, Eds. P.Günter, J.-P.Huignard, New York, Springer (2007)
- [6] **А.А.Изванов, А.Е.Мандель, Н.Д.Хатьков, С.М.Шандаров.** Автометрия, № 2 (1982) 79—84
- [7] **С.М.Шандаров, В.М.Шандаров, А.Е.Мандель, Н.И.Буримов.** Фоторефрактивные эффекты в электрооптических кристаллах, Томск, Томск. гос. ун-т систем управления и радиоэлектроники (2007)
- [8] **Ю.И.Сиротин, М. П.Шаскольская.** Основы кристаллофизики, Москва, Наука (1975)
- [9] **С.И.Степанов, С. М. Шандаров, Н.Д.Хатьков.** ФТТ, **29**, № 10 (1987) 3054—3058
- [10] **Ф.И.Федоров.** Теория упругих волн в кристаллах, Москва, Наука (1965)
- [11] **Ф.И.Федоров.** Оптика анизотропных сред, Минск, изд-во АН БССР (1958)
- [12] **Ф.И.Федоров.** Теория гиротропии, Минск, Наука и техника (1976)
- [13] **Ф.И.Федоров.** Группа Лоренца, Москва, Наука (1979)
- [14] **Б.В.Бокуть, А.Н.Сердюков.** Основы теоретической кристаллооптики, ч. 2, Гомель, Гомельск. гос. ун-т (1977)
- [15] **А.Ф.Константинова, Б.Н.Гречушников, Б.В.Бокуть, Е.Г.Валяшко.** Оптические свойства кристаллов, Минск, Наука і тэхніка (1995)
- [16] **В.В.Шепелевич.** ЖТФ, **55**, № 6 (1985) 1201—1203
- [17] **В.В.Шепелевич.** ЖТФ, **56**, № 3 (1986) 618—619
- [18] **Л.М.Барковский, Ф.И.Федоров.** Кристаллография, **10**, № 2 (1965) 174—180
- [19] **М.Р.Petrov, T.G.Pencheva, S.I.Stepanov.** J. Opt., **12**, N 15 (1981) 287—292
- [20] **F.Vachss, L.Hesselink.** J. Opt. Soc. Am., **A4**, N 2 (1987) 325—339
- [21] **S.Mallick, D.Rouede.** Appl. Phys., **B43**, N 4 (1987) 239—245
- [22] **S.Mallick, D.Rouede, A.G.Apostolidis.** J. Opt. Soc. Am., **B4** (1987) 1247—1259
- [23] **G.Pauliat, G.Roosen.** Ferroelectrics, **75** (1987) 281—294
- [24] **A.Marrakchi, R.V.Johnson, A.R.Tanguay.** J. Opt. Soc. Am., **B3**, N 2 (1986) 321—336
- [25] **A.Marrakchi, R.V.Johnson, A.R.Tanguay.** IEE J. Quantum Electron., **QE23**, N 12 (1987) 2142—2151

- [26] А.Е.Мандель, С.М.Шандаров, В.В.Шепелевич. Письма в ЖТФ, **14**, № 23 (1988) 2147—2151
- [27] С.Г.Одулов, С.С.Слюсаренко, К.В.Щербин. Письма в ЖТФ, **15**, № 11 (1989) 10—14
- [28] А.Е.Мандель, С.М.Шандаров, В.В.Шепелевич. Опт. и спектр., **67**, № 4 (1989) 819—822
- [29] V.V.Shepelevich, S.M.Shandarov, A.E.Mandel. Ferroelectrics, **110** (1990) 235—249
- [30] A.E.Mandel, S.M.Shandarov, V.V.Shepelevich. Topical Meeting on Photorefractive Materials, Effects, and Devices II. Technical Digest, January 17—19, 1990, Aussous, France (1990) 105—108
- [31] В.И.Волков, Ю.Ф.Каргин, Н.В.Кухтарев, А.В.Привалко, Т.И.Семенец, С.М.Шандаров, В.В.Шепелевич. Квант. электрон., **18**, № 10 (1991) 1237—1240
- [32] P.Günter, M.Zgonik. Opt. Lett., **16** (1991) 1826—1828
- [33] G.Pauliat, P.Mathey, G.J.Roosen. J. Opt. Soc. Am., **B8** (1991) 1942—1946
- [34] N.V.Kukhtarev, T.I.Semenets, P.Hribek. Ferroelectrics Lett., **13** (1991) 29—35
- [35] В.В.Шепелевич, Н.Н.Егоров. Письма в ЖТФ, **17**, № 8 (1991) 81—84
- [36] В.В.Шепелевич, Н.Н.Егоров. Опт. и спектр., **71**, № 6 (1991) 1044—1049
- [37] А.Е.Мандель, С.М.Шандаров, В.В.Шепелевич. Письма в ЖТФ, **17**, № 22 (1991) 36—40
- [38] С.М.Шандаров, В.В.Шепелевич, Н.Д.Хатьков. Опт. и спектр., **70**, № 5 (1991) 1068—1073
- [39] L.Solymar, D.J.Webb, A.Grunnet-Jepsen. The Physics and Applications of Photorefractive Materials, Oxford, Clarendon Press (1996) 226—230
- [40] S.M.Shandarov. Appl. Phys., **A55** (1992) 91—96
- [41] Н.А.Абрамов, М.М.Воронов. ФТТ, **21**, № 4 (1979) 1234—1236
- [42] А.А.Изванов, А.Е.Мандель, Н.Д.Хатьков, С.М.Шандаров. Тез. докл. V Всесоюз. школы по оптической обработке информации, Киев, 1984 г., Киев, ККТНК (1984) 53—54
- [43] А.В.Близнецов, М.П.Петров, А.В.Хоменко. ФТТ, **10**, № 6 (1984) 1234—1236
- [44] V.V.Shepelevich, N.N.Egorov, A.E.Mandel, S.M.Shandarov. Proc. SPIE, **1807** (1993) 94—104
- [45] E.Anastassakis. IEEE J. Quantum Electron., **29**, N 7 (1993) 2239—2244
- [46] R.Litvinov, S.Shandarov. J. Opt. Soc. Am., **B11**, N 7 (1994) 1204—1210
- [47] V.V.Shepelevich, N.N.Egorov, Vic.Shepelevich. J. Opt. Soc. Am., **B11**, N 8 (1994) 1394—1402
- [48] В.В.Шепелевич. Proc. SPIE, **2778** (1996) 389—390
- [49] В.Н.Белый, В.В.Шепелевич. Тез. докл. Всесоюз. конф. “Исследование и разработка прецизионных измерительных комплексов и систем с использованием волновых и оптических каналов связи”, 22—24 ноября 1981 г., ч. II, Томск, ТИАСУР (1981) 49—50
- [50] В.Н.Белый, В.В.Шепелевич. Опт. и спектр., **52**, № 5 (1982) 842—846
- [51] А.Реза, Г.Бабонас, Д.Сенулене. Лит. физ. сб., № 1 (1986) 41—46
- [52] В.В.Шепелевич. Опт. и спектр., **62**, № 6 (1987) 1356—1360
- [53] В.Н.Белый, Г.В.Кулак, В.В.Шепелевич. Опт. и спектр., **65**, № 3 (1988) 636—640
- [54] В.Н.Белый, Г.А.Пашкевич, П.И.Ропот, В.В.Шепелевич. Способ определения фотоупругих постоянных гиротропных кубических кристаллов, а. с. СССР № 1753375 (1993)
- [55] А.А.Фирсов, В.В.Шепелевич. Письма в ЖТФ, **23**, № 17 (1997) 41—47
- [56] В.В.Шепелевич. Опт. и спектр., **83**, № 1 (1997) 172—176
- [57] В.В.Шепелевич. Опт. и спектр., **69**, № 2 (1990) 467—469
- [58] V.V.Shepelevich, N.N.Egorov, P.I.Ropot, P.P.Khomutovskii. Proc. SPIE, **2968** (1997) 301—306
- [59] В.В.Шепелевич, Н.Н.Егоров, П.И.Ропот, А.А.Фирсов. Квант. электрон., **32**, № 1 (2002) 87—90
- [60] М.П.Петров, С.И.Степанов, А.В.Хоменко. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике, Санкт-Петербург, Наука (1992)
- [61] Акустические кристаллы, под ред. М.П.Шаскольской, Москва, Наука (1982)
- [62] К.С.Александров, В.С.Бондаренко, М.П.Зайцева. ФТТ, **26**, № 12 (1984) 636—640
- [63] Г.А.Бабонас, А.А.Реза, Е.И.Леонов, В.И.Шандерис. ЖТФ, **55**, № 6 (1985) 1203—1205
- [64] S.Shandarov, A.Emelyanov, O.Kobozev, A.Reshet'ko, V.Volkov, Yu.Kargin. Proc. SPIE, **2801** (1996) 221—230
- [65] S.M.Shandarov, A.A.Kamshilin, V.V.Prokofiev. J. Appl., Pure Appl. Opt., **1** (1999) 442—447
- [66] E.P.Strohkendl. Appl. Phys., **65** (1989) 3773—3780
- [67] А.А.Камшилин, J.Frejlich, P.M.Garcia. Appl. Opt., **31**, N 11 (1992) 1787—1793
- [68] А.А.Камшилин. Opt. Commun., **93** (1992) 350—358
- [69] K.Buse. Appl. Phys. B, **64** (1997) 391—407
- [70] Е.Ю.Агеев, С.М.Шандаров, С.Ю.Веретенников, А.Г.Мартьянов, В.А.Карташов, А.А.Камшилин, В.В.Прокофьев, В.В.Шепелевич. Квант. электрон., **31**, № 4 (2001) 343—345
- [71] А.Е.Мандель, А.М.Плесовских, С.М.Шандаров, М.И.Цуркан, К.С.Планта, Ю.Ф.Каргин, В.В.Волков, А.В.Егорышева, В.В.Шепелевич, В.Н.Навныко. Изв. вузов. Физика, № 12 (2003) 48—54

- [72] S.M.Shandarov, A.Reshet'ko, A.Emelyanov, O.Kobozev, M.Krause, Yu.Kargin, V.Volkov. Proc. SPIE, **2969** (1996) 202—210
- [73] K.Shcherbin, S.Odoulov, R.Litvinov, E.Shandarov, S.Shandarov. J. Opt. Soc. Am. B, **13**, N 10 (1996) 2268—2277
- [74] K.Shcherbin. In “Photorefractive Materials and Their Applications”, Pt 2. Materials, Eds. P.Günter, J.-P.Huignard, New York, Springer (2007) 391—418
- [75] V.V.Shepelevich. Topical Meeting on Photorefractive Materials, Effects, and Devices PRM'93. Technical Digest, Kiev, In-te Phys. (1993) 128—131
- [76] V.V.Shepelevich, N.N.Egorov, G.von Bally, S.G.Odoulov, P.P.Khomutovski. Proc. Topical Meeting on Photorefractive Materials, Effects and Devices (PRM'97), 1997, June 11—13, Chiba, Jpn (1997) 594—596
- [77] V.V.Shepelevich, P.P.Khomutovskii. Proc. SPIE, **3488** (1998) 235—240
- [78] В.В.Шепелевич, П.П.Хомутовский. Письма в ЖТФ, **24**, № 24 (1998) 55—60
- [79] B.I.Sturman, D.J.Webb, R.Kowarschik, E.Shamonina, K.H.Ringhofer. J. Opt. Soc. Am. B, **11**, № 9 (1994) 1813—1819
- [80] D.J.Webb, A.Kiessling, B.I.Sturman, E.Shamonina, K.H.Ringhofer. Opt. Commun., **108** (1994) 31—36
- [81] E.Shamonina, V.P.Kamenov, K.H.Ringhofer, G.Cedilnik, A.Kiessling, R.Kowarschik. J. Opt. Soc. Am. B, **15**, N 10 (1998) 2552—2559
- [82] V.V.Shepelevich, N.N.Egorov, P.P.Khomutovskiy, G. von Bally, N.Weber, A.A.Firsov. Ferroelectrics, **75** (1999) 289—309
- [83] В.В.Шепелевич, Н.Н.Егоров, П.П.Хомутовский, Г. фон Балли, М.Вебер. Вестн. Мозырк. гос. пед. ин-та им. Н.К. Крупской, № 1 (1999) 19—22
- [84] V.V.Shepelevich, Y.Hu, A.Firsov, E.Shamonina, K.H.Ringhofer. Appl. Phys. B, **68** (1999) 923—929
- [85] Y.Hu, K.H.Ringhofer, E.Shamonina, A.Firsov, V.V.Shepelevich. Proc. SPIE, **4358** (2001) 129—138
- [86] S.F.Nichiporko, A.E.Zagorskiy, V.V.Shepelevich, N.N.Egorov, K.H.Ringhofer, Yi.Hu, E.F.Shamonina. Proc. SPIE, **4358** (2001) 117—128
- [87] A.E.Zagorskiy, V.V.Shepelevich, S.F.Nichiporko, N.N.Egorov, Yi.Hu, K.H.Ringhofer, E.Shamonina. Opt. Mater., **18**, N 1 (2001) 131—134
- [88] M.Zgonik, P.Bernasconi, M.Duelli, M.Schlesser, P.Günter, M.N.Garret, D.Rutz, Y.Zgu, X.Wu. Phys. Rev. B, **50**, N 9 (1994) 5941—5949
- [89] S.Bernhardt, Ph.Delaue, H.Veenhuis, D.Rytz, G.Roosen. Appl. Phys. B, **70** (2000) 789—795
- [90] P.Mathey. Phys. Rev. E, **55** (1997) 7782—7784
- [91] G.Montemezzani, A.A.Zozuluya, L.Czaia, D.Z.Anderson, M.Zgonik, P.Günter. Phys. Rev. A, **52**, N 2 (1995) 1791—1794
- [92] H.Tuovinen, A.A.Kamshilin, T.Jaaskelainen. J. Opt. Soc. Am. B, **14**, N 12 (1997) 3383—3392
- [93] B.I.Sturman, E.V.Podivilov, K.H.Ringhofer, E.Shamonina, V.P.Kamenov, E.Nipollainen, V.V.Prokofiev, A.A.Kamshilin. Phys. Rev. E, **60**, N 3 (1999) 3332—3352
- [94] B.I.Sturman, E.V.Podivilov, V.P.Kamenov, E.Nipollainen, A.A.Kamshilin. ЖЭТФ, **23**, N 1 (1997) 41—47
- [95] Р.В.Литвинов, С.М.Шандаров. Опт. и спектр., **83**, № 2 (1997) 334—340
- [96] В.Ю.Красноперов, Р.В.Литвинов, С.М.Шандаров. Квант. электрон., **31**, № 11 (2001) 973—980
- [97] В.Ю.Красноперов, Р.В.Литвинов, С.М.Шандаров. ФТТ, **41**, № 4 (1999) 632—637
- [98] Р.В.Литвинов, С.М.Шандаров, С.Г.Чистяков. ФТТ, **42**, № 8 (2000) 1397—1403
- [99] Б.И.Степанов, Е.В.Ивакин, А.С.Рубанов. Докл. АН СССР, **196**, № 3 (1971) 567—569
- [100] J.P.Woerdman. Opt. Commun., **2** (1970) 212—214
- [101] Е.В.Ивакин, С.Г.Одулов, А.С.Рубанов, М.С.Соскин. Изв. АН СССР, **45**, № 8 (1981) 1403—1411
- [102] С.Г.Одулов, М.С.Соскин, А.И.Хижняк. Лазеры на динамических решетках: оптические генераторы на четырехволновом смешении, Москва, Наука (1990)
- [103] Р.В.Литвинов, С.И.Полковников, С.М.Шандаров. Квант. электрон., **31**, № 2 (2001) 167—172
- [104] Вик.В.Шепелевич. Вестн. Бел. гос. ун-та. Сер. 1. Физ. мат. мех., № 3 (1992) 21—23
- [105] С.Ф.Ничипорко, В.В.Шепелевич, Н.Н.Егоров, С.М.Шандаров. Изв. вузов. Физика, № 10 (2001) 33—37
- [106] С.М.Шандаров, Н.И. Буримов. Изв. вузов. Физика, № 9 (1997) 75—79
- [107] А.М.Кириллов, С.М.Шандаров. Квант. электрон., **26**, № 2 (1999) 185—188
- [108] А.М.Кириллов, С.М.Шандаров, Н.И.Буримов. Письма в ЖТФ, **25**, № 17 (1999) 74—77
- [109] В.Н.Белый, Н.А.Хило. Письма в ЖТФ, **23**, № 12 (1997) 31—36
- [110] Y.Ding, H.J.Eichler. Opt. Commun., **110** (1994) 446—464
- [111] H.J.Eichler, Y.Ding, B.Smandek. Phys. Rev. A, **52** (1995) 2411—2418
- [112] B.Sugg, F.Kahman, R.A.Rupp, Ph.Delaue, G.Roosen. Opt. Commun., **106** (1993) 6—12

- [113] N.Kukhtarev, B.S.Chen, P.Venkateswarlu, G.Salamo, M.Klein. *Opt. Commun.*, **104** (1993) 23—28
- [114] V.V.Shepelevich, S.F.Nichiporko, A.E.Zagorskiy, N.N.Egorov, Yi.Hu, K.H.Ringhofer, E.Shamonina. *OSA Trends in Optics and Photonics*, **27** (1999) 353—358
- [115] В.В.Шепелевич, С.Ф.Ничипорко, А.Е.Загорский, И.Ху, К.Х.Рингхофер, Е.А.Шамонина. *Письма в ЖТФ*, **26**, № 3 (2000) 44—49
- [116] E.F.Shamonina, Y.Hu, V.P.Kamenov, K.H.Ringhofer, V.Y.Gayvoronsky, S.F.Nichiporko, A.E.Zagorskiy, N.N.Egorov, V.V.Shepelevich. *Opt. Commun.*, **180**, N 1 (2000) 183—190
- [117] V.V.Shepelevich, S.F.Nichiporko, A.E.Zagorskiy, N.N.Egorov, Yi.Hu, K.H.Ringhofer, E.Shamonina, V.Ya.Gayvoronsky. *Opt. Mater.*, **18**, N 1 (2001) 135—138
- [118] Yi.Hu, E.Shamonina, V.P.Kamenov, K.H.Ringhofer, V.Ya.Gayvoronsky, V.V.Shepelevich. *Opt. Mater.*, **18**, N 1 (2001) 139—142
- [119] V.V.Shepelevich, S.F.Nichiporko, A.E.Zagorskiy, N.N.Egorov, Yi.Hu, K.H.Ringhofer, E.F.Shamonina, V.Ya.Gayvoronsky. *Ferroelectrics*, **266** (2002) 305—333
- [120] D.G.Papazoglou, A.G.Apostolidis, E.D.Vanidhis. *Ferroelectrics*, **205** (1998) 87—106
- [121] D.G.Papazoglou, N.C.Deliolanis, A.G.Apostolidis, E.D.Vanidhis. *Appl. Phys. B*, **71** (2000) 841—848
- [122] N.C.Deliolanis, A.G.Apostolidis, E.D.Vanidhis, D.G.Papazoglou. *Appl. Phys. B*, **75** (2002) 67—73
- [123] N.C.Deliolanis, I.M.Kourmoulis, A.G.Apostolidis, E.D.Vanidhis, D.G.Papazoglou. *Phys. Rev. E*, **68** (2003) 056602-1—056602-17
- [124] С.М.Шандаров, Н.И.Буримов, Ю.Н.Кульчин, Р.В.Ромашко, А.Л.Толстик, В.В.Шепелевич. *Квант. электрон.*, **38**, № 11 (2008) 1059—1069
- [125] G.Dovgalenko, G.Salamo, G.Duree. *Digest of Topical Meeting on Photorefractive Materials, Effects, and Devices (PRM'95)*, Washington, OSA (1995) 295—298
- [126] Е.М.Храмович, В.В.Шепелевич. *Изв. АН БССР. Сер. физ.-мат. наук*, № 2 (1987) 106—112
- [127] S.Mallick, M.Miteva, L.Nikolova. *J. Opt. Soc. Am. B*, **14**, N 5 (1997) 1179—1186
- [128] Г.Мартьянов, С.М.Шандаров, С.Ю.Веретенников, Е.Ю.Агеев, В.А.Карташов, Ю.Ф.Каргин, А.В.Егорышева, В.В.Шепелевич. *Изв. Гомельск. гос. ун-та им. Ф. Скорины*, № 6 (2001) 4—8
- [129] А.Г.Мартьянов, С.М.Шандаров, Р.В. Литвинов. *ФТТ*, **44**, № 6 (2002) 1006—1010
- [130] В.В.Шепелевич, В.Н.Навныко, С.Ф.Ничипорко, С.М.Шандаров, А.Е.Мандель. *Письма в ЖТФ*, **29**, № 18 (2003) 22—28
- [131] В.В.Шепелевич, В.Н.Навныко, С.М.Шандаров, А.Е.Мандель. *Тез. докл. Всерос. науч.-практ. конф. “Электронные средства и системы управления”*, Томск, 21—23 октября 2003 г., Томск, ТУСУР (2003) 167—168
- [132] V.V.Shepelevich, V.N.Navnyka, S.F.Nichiporko, S.M.Shandarov, A.E.Mandel. *OSA Trends in Optics and Photonics*, **99** (2005) 233—238
- [133] В.Н.Навныко, В.В.Шепелевич, С.Ф.Ничипорко, С.М.Шандаров, А.Е.Мандель. *Двухволновое взаимодействие света в отражательных голограммах*, препринт Мозыр. гос. пед. ун-та, № 3, Мозырь (2005)
- [134] А.М.Плесовских, С.М.Шандаров, А.Г.Мартьянов, А.Е.Мандель, Н.И.Буримов, Е.А.Шаганова, Ю.Ф.Каргин, В.В.Волков, А.В.Егорышева. *Квант. электрон.*, **35**, № 2 (2005) 163—168
- [135] В.Н.Навныко, В.В.Шепелевич. *Вестн. Мозырск. гос. пед. ун-та*, № 1 (2006) 21—25
- [136] В.Н.Навныко, В.В.Шепелевич. *Изв. Гомельск. гос. ун-та им. Ф. Скорины*, **6**, ч. 2 (2006) 143—146
- [137] В.Н.Навныко, В.В.Шепелевич. *Письма в ЖТФ*, **33**, № 17 (2007) 16—23
- [138] V.V.Shepelevich, V.N.Navnyka. *Appl. Phys. B*, **95** (2009) 459—466
- [139] *Photorefractive Materials and Their Applications. Pt 1. Basic effect*, Eds. P.Günter, J.-P.Huignard, New York, Springer (2006)
- [140] *Photorefractive Materials and Their Applications. Pt 2. Materials*, Eds. P.Günter, J.-P.Huignard, New York, Springer (2007)

УДК 535.4

Ф.И. ФЁДОРОВ И РАЗВИТИЕ ОПТИКИ ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ КРИСТАЛЛОВ

В.В. Шепелевич

Мозырский государственный педагогический университет им. И.П. Шамякина, Мозырь

F.I. FEDOROV AND DEVELOPMENT OF THE OPTICS OF PHOTOREFRACTIVE CRYSTALS

V.V. Shepelevich

I.P. Shamyakin Mzyr State Pedagogical University, Mzyr

Рассмотрено влияние трудов Ф.И. Фёдорова и его научной школы на прогресс в оптике фоторефрактивных кристаллов. Показано, что созданные Ф.И. Фёдоровым ковариантные методы способствовали разработке строгой теории фоторефрактивного эффекта в кристаллах. Особое внимание уделено развитию в Беларуси голографии на базе фоторефрактивных кристаллов.

Ключевые слова: пьезоэлектрический эффект, фотоупругость, пьезокристалл, гиротропия, дифракционная эффективность.

The influence of works of F.I. Fedorov and his scientific school on the progress in the optics of photorefractive crystals is considered. It is shown that the covariant methods created by F.I. Fedorov promoted the elaboration of the strict theory of the photorefractive effect in crystals. Special attention is given to the development of holography on the base of photorefractive crystals in Belarus.

Keywords: piezoelectric effect, photoelasticity, piezocrystal, gyrotropy, diffraction efficiency.

Академика Ф.И. Фёдорова можно без сомнений назвать отцом теоретической физики в Беларуси. Созданная Ф.И. Фёдоровым научная школа и сегодня оказывает заметное влияние на развитие науки в нашей стране, а разработанные им ковариантные методы расчетов позволяют изящно решать сложные проблемы в различных областях физики. Написанные Ф.И. Фёдоровым монографии [1]–[4] являются настольными книгами каждого физика-теоретика в Беларуси, весьма популярны они и у зарубежных учёных.

В настоящем обзоре раскрывается влияние Ф.И. Фёдорова и его школы на одну из ветвей современной физики – оптику фоторефрактивных кристаллов.

Фоторефрактивный эффект, состоящий в изменении тензора диэлектрической проницаемости кристалла под действием света, был открыт в 1966 году [5]. Наиболее чувствительными к свету оказались кристаллы типа силленита, в частности кристалл кубической сингонии $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO), проявляющий значительную оптическую активность (естественную гиротропию [3]). На первой стадии изучения фоторефрактивного эффекта в таких кристаллах предполагалось, что только электрооптический эффект определяет механизм изменения тензора диэлектрической проницаемости под действием переменного в пространстве электрического поля заряда, создаваемого светом. Под влиянием электрического поля пространственного заряда,

как известно [6], кубический кристалл в общем случае становится двуосным. В связи со сложностью расчетов при вычислении энергетических и поляризационных характеристик света, дифрагированного на голограммах, записанных в фоторефрактивных кристаллах, гиротропией этих кристаллов пренебрегали или учитывали её только в некоторых частных случаях.

Приблизительно в это же время, благодаря применению ковариантных методов Ф.И. Фёдорова, был достигнут значительный прогресс в развитии оптики анизотропных сред и теории гиротропии. Ф.И. Фёдоровым и его учениками Б.В. Бокутем и А.Н. Сердюковым были развиты основы электродинамики гиротропных сред [3], [7]. Ковариантные методы Ф.И. Фёдорова были плодотворно использованы для описания оптических свойств кристаллов в монографии [8], значительная часть которой посвящена теоретическим и экспериментальным исследованиям гиротропных кристаллов и параметрической кристаллооптике.

Автор настоящего сообщения имел возможность изучить ковариантные методы, их применение в оптике и теорию гиротропии: под руководством Б.В. Бокутя и А.Н. Сердюкова он выполнил диссертационное исследование и защитил кандидатскую диссертацию. Поэтому было естественным применить знания по теории гиротропии и ковариантным методам в области голографии, и в [9] было изучено влияние

гиротропии регистрирующей среды на дифракционную эффективность голограмм. В 1986 г. опубликована работа [10], в которой в рамках электрооптического механизма фоторефракции с использованием ковариантных методов, описанных в частности в статье Л.М. Барковского и Ф.И. Фёдорова [6], были рассчитаны выходные характеристики голографической решетки, записанной в оптически активном кубическом кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO) среза (110). В [10] принято, что вектор голографической решетки ориентирован вдоль направления [001]. В таких условиях пьезоэлектрический эффект в кубических кристаллах не проявляется, поэтому результаты теоретических расчётов практически совпадали с экспериментальными данными, приведенными в [11].

Однако постепенно стало понятным, что учёта только электрооптического механизма фоторефрактивного эффекта недостаточно для описания всего комплекса экспериментов, проводимых с фоторефрактивными кристаллами.

В 1982 году в работе томских физиков [12] высказана идея о дополнительном механизме фоторефракции – предполагалось, что электрическое поле пространственного заряда \mathbf{E} опосредованно, через обратный пьезоэлектрический эффект, индуцирует в кристалле деформации, и вследствие фотоупругого эффекта имеет место дополнительное изменение ΔB обратного тензора диэлектрической проницаемости кристалла. Влияние электрического поля пространственного заряда на тензор обратной диэлектрической проницаемости можно учесть, представляя ΔB в следующей ковариантной форме [12]:

$$\Delta B = r^S \cdot \mathbf{E} + p^E : \mathbf{n} \gamma \cdot (\mathbf{E} \cdot \mathbf{e} \cdot \mathbf{n}) = r^{\text{эфф}} \cdot \mathbf{E}, \quad (1)$$

где r^S – тензор электрооптических постоянных механически зажатого кристалла; p^E – тензор фотоупругих постоянных, определённый при условии постоянного электрического поля; \mathbf{e} – тензор пьезоэлектрических постоянных; γ – тензор, обратный тензору $\Gamma^E = \mathbf{n} \cdot \mathbf{c}^E \cdot \mathbf{n}$; \mathbf{c}^E – тензор коэффициентов упругости кристалла [13], единичный вектор \mathbf{n} определяется в соответствии с равенством $\mathbf{n} = \frac{\mathbf{E}}{|\mathbf{E}|}$, $r^{\text{эфф}}$ – эффективный тензор, в

котором учтены как электрооптический, так и пьезоэлектрический механизмы фоторефракции; точка означает свёртку по двум соседним индексам [2], двоеточие – свёртку по двум парам соседних индексов [13]. Первое слагаемое в (1) – это изменение обратного тензора диэлектрической проницаемости ΔB , обусловленное электрооптическим эффектом. Второе слагаемое является следствием учёта дополнительного изменения тензора ΔB , индуцированного обратным пьезоэлектрическим эффектом и фотоупругостью.

Применение матричного метода [9], [10] решения уравнений связанных волн для гиротропных сред с использованием выражения (1) позволило впервые непротиворечиво описать свойства голографических решеток, записанных в кубических фоторефрактивных пьезокристаллах силленитов. Результаты теоретических и экспериментальных исследований свойств голограмм, зарегистрированных в кристалле BSO, полученные совместно с томской научной группой, были опубликованы в работах [14, 15].

После Международной конференции по фоторефракции в Асуа (Франция, 1990), на которой были представлены полученные результаты, новое направление в теории фоторефракции, заложенное в работе [12] и примененное к гиротропным средам в [14], [15], было признано всеми научными школами, исследующими фоторефрактивные материалы

Таким образом, в результате развития ковариантных методов Ф.И. Фёдорова применительно к голографии и использования непротиворечивой теории гиротропии [3], [7] для изучения оптически активных фоторефрактивных кристаллов, было основано новое научное направление в голографии фоторефрактивных кристаллов. В рамках этого направления пьезоэлектрический механизм фоторефракции в гиротропных кристаллах исследуется в целях адекватного описания экспериментальных данных и улучшения выходных энергетических характеристик голограмм.

Среди более поздних публикаций по рассматриваемой проблеме следует отметить работы [16] и [17]. В [16] на основе развитого в [14], [15] подхода объяснены результаты экспериментов по двухволновому смешению световых импульсов в фоторефрактивных кристаллах. В [17] получены явные выражения изменения компонент обратного тензора диэлектрической проницаемости ΔB_{ij} для кубических кристаллов произвольного среза. Отметим, что такие же выражения приведены под номером (6.78) и использованы для вычислений в известной монографии [18].

Насколько нам известно, впервые зависимость энергетических характеристик голограмм, записанных в кубических оптически активных пьезокристаллах, от толщины слоя была исследована в 1993 году в [19]. В этой статье проведен анализ зависимости максимальной относительной интенсивности предметной волны на выходе из кристалла BSO от ориентационного угла и толщины кристалла при двухволновом взаимодействии. Аналогичное исследование для кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ выполнено в [20] в 1997 году.

В работе [21] углублено теоретическое исследование зависимости максимальной дифракционной эффективности и ориентационного угла

в кристалле BSO среза $(\bar{1}\bar{1}0)$ от толщины кристалла; выявлено, при каких условиях посредством специального выбора азимута поляризации считывающей волны достижима максимальная дифракционная эффективность.

Возможность оптимизации эффективности двухволнового взаимодействия в кубических фоторефрактивных оптически активных кубических пьезокристаллах среза (110) оценивалась в статье [22].

Впервые влияние пьезоэлектрического эффекта и фотоупругости на свойства пропускающих голограмм, записанных в кубических фоторефрактивных кристаллах среза (111), было изучено теоретически и экспериментально в [23], [24].

Дальнейшие исследования мозырской научной группы по оптике фоторефрактивных сред были связаны с изучением свойств отражательных голограмм (см., напр. [25]–[29]), записанных в таких средах, а также с распространением и взаимодействием световых пучков в фоторефрактивных кристаллах (напр. [30]–[34]). В настоящее время исследование процессов записи и считывания информации в фоторефрактивных средах и разработка чувствительных оптических устройств на основе выявленных эффектов и закономерностей продолжают.

Данная работа посвящается светлой памяти академика Ф.И. Фёдорова (19.06.1911 – 13.10.1994), столетие со дня рождения которого отмечается в нашей стране и за рубежом.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования Республики Беларусь (Государственная комплексная программа научных исследований «Фотоника 1.07»), а также Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект Ф10-202).

Автор благодарен А.Н. Годлевской за полезное обсуждение работы и конструктивные замечания, учёт которых позволил улучшить научный стиль этой статьи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фёдоров, Ф.И. Теория упругих волн в кристаллах / Ф.И. Фёдоров. – М. : Наука, 1965. – 386 с.
2. Фёдоров, Ф.И. Оптика анизотропных сред / Ф.И. Фёдоров. – Минск : Изд. АН БССР, 1958. – 380 с.
3. Фёдоров, Ф.И. Теория гиротропии / Ф.И. Фёдоров. – Минск : Наука и техника, 1976. – 456 с.
4. Фёдоров, Ф.И. Группа Лоренца / Ф.И. Фёдоров. – М. : Наука, 1979. – 384 с.
5. *Optically-induced refractive index inhomogeneities in LiNbO₃ and LiTaO₃* / A. Ashkin [et al.] // *Appl. Phys Lett.* – 1966. – Vol. 9, № 1. – P. 72–74.

6. Барковский, Л.М. Ковариантная форма электрооптического тензора в кристаллах высшей и средних сингоний при векторном взаимодействии / Л.М. Барковский, Ф.И. Фёдоров // *Кристаллография.* – 1965. – Т. 10, № 2. – С. 174–180.

7. Бокуть, Б.В. Основы теоретической кристаллооптики. Ч. 2. / Б.В. Бокуть, А.Н. Сердюков. – Гомель: ГГУ, 1977. – 70 с.

8. *Оптические свойства кристаллов* / А.Ф. Константинова [и др.]. – Минск : Навука і тэхніка, 1995. – 302 с.

9. Шепелевич, В.В. Дифракция света на объемных голографических решётках, считываемых при включённой гиротропии / В.В. Шепелевич // *ЖТФ.* – 1985. – Т. 55, № 6. – С. 1201–1203.

10. Шепелевич, В.В. Влияние оптической активности на дифракционную эффективность голограмм и поляризацию дифрагированного света в фоторефрактивных кубических кристаллах / В.В. Шепелевич // *ЖТФ.* – 1986. – Т. 56, № 3. – С. 618–619.

11. Petrov, M.P. Light diffraction from volume phase holograms in electrooptic photorefractive crystals / M. P. Petrov, T. G. Pencheva, S. I. Stepanov // *J. Optics.* – 1981. – Vol. 12, № 15 – P. 287–292.

12. Влияние пьезоэффекта на процессы записи и восстановления голограмм в фоторефрактивных кристаллах / А.А. Изванов [и др.] // *Автоматрия.* – 1982. – № 2. – С. 79–84.

13. Сиротин, Ю.И. Основы кристаллофизики / Ю.И. Сиротин, М.П. Шаскольская. – М. : Наука, 1975. – 680 с.

14. Мандель, А.Е. Влияние пьезоэлектрического эффекта и гиротропии на дифракцию света в кубических фоторефрактивных кристаллах / А.Е. Мандель, С.М. Шандаров, В.В. Шепелевич // *Опт. и спектр.* – 1989. – Т. 67, № 4. – С. 819–822.

15. Shepelevich, V.V. Light diffraction by holographic gratings in optically active photorefractive piezocrystals / V.V. Shepelevich, S.M. Shandarov, A.E. Mandel // *Ferroelectrics.* – 1990. – V. 110. – P. 235–249.

16. Влияние фотоупругости на самодифракцию света в электрооптических кристаллах / В.И. Волков [и др.] // *Квантовая электроника.* – 1991. – Т. 18, № 10. – С. 1237–1240.

17. Шандаров, С.М. Изменение тензора диэлектрической проницаемости в кубических фоторефрактивных кристаллах под действием электрического поля голографической решетки / С.М. Шандаров, В.В. Шепелевич, Н.Д. Хатьков // *Опт. и спектр.* – 1991. – Т. 70, № 5. – С. 1068–1073.

18. Solyman, L. The physics and applications of photorefractive materials / L. Solyman, D.J. Webb, A. Grunnet-Jepsen, Oxford: Clarendon Press, 1996. – P. 226–230.

19. *Shepelevich, V.V.* Optimization of the energy transfer in cubic photorefractive piezocrystals / V.V. Shepelevich // Topical meeting on photorefractive materials, effects, and devices PRM' 93/. Technical digest. – Kiev (Ukraine), Inst. Phys., 1993. – P. 128–131.
20. *Optimization of energy exchange of light waves in crystal BTO by selection of grating vector orientation and thickness of crystal* / V.V. Shepelevich [et al.] // Proceedings of Topical Meeting on Photorefractive Materials, Effects and Devices (PR'97), June 11 – 13, 1997, Chiba, Japan. – P. 594–596.
21. *Шепелевич, В.В.* Оптимизация выходных характеристик голограмм в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ выбором ориентации кристалла и поляризации считывающего света / В.В. Шепелевич, П.П. Хомутовский // Письма в ЖТФ. – 1997. – Т. 24, № 24. – С. 55–60.
22. *Optimization of two-wave interaction efficiency in cubic photorefractive sillenite-type crystals with optical rotary power and piezoeffect in diffusion regime* / V.V. Shepelevich [et al.] // Ferroelectrics. – 1999. – Vol. 75. – P. 289–309.
23. *Optimization at two-wave mixing in cubic photorefractive piezocrystals of (111)-cut* / V.V. Shepelevich [et al.] // OSA Trends in Optics and Photonics. – 1999. – Vol. 27. – P. 353 – 358.
24. *Optimization of diffraction efficiency and gain for two-wave mixing in cubic (111)-cut photorefractive piezocrystals* / V.V. Shepelevich [et al.] // Ferroelectrics. – 2002. – Vol. 266. – P. 305–333.
25. *Дифракция световых волн на отражательных голограммах в кубических пьезокристаллах* / В.В. Шепелевич [и др.] // Письма в ЖТФ. – 2003. – Т. 29, № 18. – С. 22 – 28.
26. *Навныко, В.Н.* Дифракционная эффективность отражательных голограмм в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ произвольного среза / В.Н. Навныко, В.В. Шепелевич // Веснік Мазырсакага дзяржаўнага педагагічнага ўніверсітэта. – 2006. – № 1. – С. 21–25.
27. *Навныко, В.Н.* Процессы энергетического переноса при двухволновом взаимодействии на отражательных решетках в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ произвольного среза / В.Н. Навныко, В.В. Шепелевич // Известия Гомельского государственного университета им. Ф. Скорины. – 2006. – Т. 6. – Ч. 2. – С. 143–146.
28. *Навныко, В.Н.* Встречное двухволновое взаимодействие на отражательных голограммах в кубических фоторефрактивных пьезокристаллах произвольного среза / В.Н. Навныко, В.В. Шепелевич // Письма в ЖТФ. – 2007. – Т. 33, вып. 17. – С. 16–23.
29. *Shepelevich, V.V.* Effect of optical activity and crystal symmetry on maximal diffraction efficiency of reflection holograms in cubic photorefractive piezocrystals / V.V. Shepelevich, V.N. Navnyka // Appl. Phys. – 2009. – В95. – P. 459–466.
30. Взаимодействие экранирующих солитонов в кубических оптически активных фоторефрактивных кристаллах / В.В. Шепелевич [и др.] // Квантовая электроника. – 2005. – Т. 35, № 4. – С. 351–355.
31. *Влияние оптической активности на распространение двумерных пространственных солитонов в кубических фоторефрактивных кристаллах* / В.В. Шепелевич [и др.] // Квантовая электроника. – 2007. – Т. 37, № 4. – С. 353–357.
32. *Incoherent interaction of Gaussian beams in photorefractive optically active crystals* / V.V. Shepelevich [et al.] // Appl. Phys. B. – 2008. – Vol. 90. – P. 149–153.
33. *D. Interaction of two-dimensional rectangular light beams in a photorefractive SBN crystal* / D. Khmelnsky [et al.] // Ferroelectrics. – 2009. – Vol. 390. – P. 116–127.
34. *Взаимодействие двумерных ортогонально поляризованных супергауссовых световых пучков в фоторефрактивном кристалле* / В.В. Давыдовская [и др.] // Квантовая электроника. – 2010. – Т. 40, № 10. – С. 899–906.

Поступила в редакцию 08.06.11.

НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ

PACS 42.70.Ln; 42.65.Hw; 42.40.Eq

Нелинейность фоторефрактивного отклика при двухпучковом взаимодействии в кристалле силиката висмута, находящемся в знакопеременном электрическом поле

О.В.Кобозев*, А.Е.Мандель*, С.М.Шандаров*, С.А.Петров*, Ю.Ф.Каргин**

Проведено экспериментальное и теоретическое исследование нелинейности фоторефрактивного отклика при двухпучковом взаимодействии световых волн в кристалле силиката висмута, помещенном в меандровое внешнее электрическое поле. Показано, что экспериментальные данные хорошо согласуются с моделью, учитывающей влияние второй гармоники поля пространственного заряда на фоторефрактивную решетку. Сопоставление экспериментальных данных с расчетными позволило оценить концентрацию акцепторов в кристалле и произведение подвижности носителей заряда на время их рекомбинации.

Ключевые слова: фоторефрактивный кристалл, голографическая запись, нелинейность фоторефрактивного отклика.

Взаимодействие световых волн в фоторефрактивных кристаллах играет существенную роль при реализации устройств оптической обработки информации [1, 2]. Динамический диапазон таких устройств определяется нелинейностью процессов, имеющих место как при переносе зарядов в кристалле под действием неоднородного светового поля, так и при перераспределении мощности между взаимодействующими световыми пучками [3–5]. Увеличение фоторефрактивного отклика кристаллов, достигаемое за счет приложения к ним внешних электрических полей [3, 6, 7], сопровождается возрастанием роли этих нелинейностей. Это проявляется, в частности, в уменьшении амплитуды основной гармоники при генерации высших пространственных гармоник, а иногда и субгармоник фоторефрактивной решетки [3, 5, 8–10].

Последовательный учет всех нелинейностей для кристаллов силенигов, помещенных в знакопеременное поле, проведен в работе [5] на основе численного анализа материальных уравнений и уравнений связанных волн, в которых учтено влияние нелинейности поля пространственного заряда с помощью некоторой эмпирической корректирующей функции. Более простой, но последовательный подход заключается в учете второй гармоники [8, 10, 11], которая при умеренных контрастах интерференционной картины ($m \leq 0.5$), образуемой взаимодействующими пучками, оказывает наибольшее влияние на амплитуду основной гармоники поля пространственного заряда.

Настоящая работа посвящена экспериментальному и теоретическому исследованию нелинейности фоторефрактивного отклика при двухпучковом взаимодействии световых волн в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, помещенном в меандровое внешнее электрическое поле.

В экспериментах использовалась стандартная схема

симметричного двухпучкового взаимодействия на длине волны $\lambda = 633$ нм (рис.1) в фоторефрактивном кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ с размерами 3.5, 5 и 6 мм вдоль кристаллографических направлений [110], $[\bar{1}11]$ и $[\bar{1}\bar{1}2]$. Образец имел коэффициент поглощения $\alpha = 0.5$ см $^{-1}$ и удельное вращение $\rho = 22$ угл. град/мм. Излучение He–Ne-лазера делилось на два пучка полупрозрачным зеркалом 1. Сигнальный пучок с интенсивностью I_s ослаблялся нейтральными светофильтрами в 10–2500 раз. Зеркала 3 и 4 обеспечивали схождение в исследуемом образце сигнального и опорного пучков с поляризацией вдоль кристаллографического направления $[\bar{1}11]$. Интенсивность сигнального пучка I_s после прохождения кристалла 5 измерялась с помощью калиброванного фотодиода 6.

Пространственный период решетки Λ регулировался изменением угла схождения пучков таким образом, чтобы биссектриса этого угла совпадала с нормалью к входной грани образца [110], а вектор решетки – с осью $[\bar{1}11]$. Высокое напряжение меандровой формы с частотой $f = 2750$ Гц прикладывалось к граням кристалла $(\bar{1}11)$ с помощью медных электродов 7. Амплитуда напряженности внешнего электрического поля в кристалле $E_0 = 10$ кВ/см.

Стационарные интенсивности сигнального пучка на выходе кристалла в присутствии накачки ($I_s^p(d)$) и в ее отсутствие ($I_s^0(d)$) использовались для нахождения коэффициента двухпучкового усиления

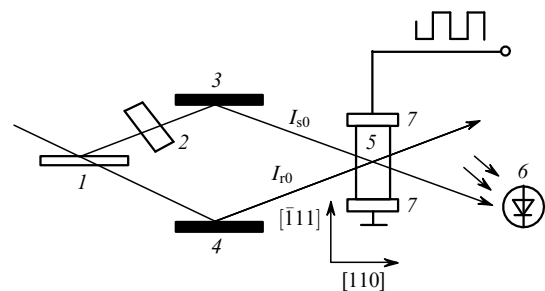


Рис.1. Схема экспериментальной установки: 1 – полупрозрачное зеркало; 2 – светофильтр; 3, 4 – зеркала; 5 – исследуемый кристалл; 6 – фотодиод; 7 – электроды.

*Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Россия, 634050 Томск, просп. Ленина, 40

**Институт общей и неорганической химии РАН, Россия, 117907 Москва, Ленинский просп., 31

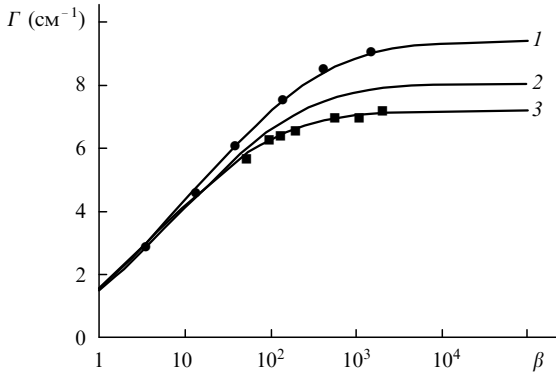


Рис.2. Экспериментальные (точки) и теоретические (кривые) зависимости коэффициента усиления Γ от отношения интенсивностей записывающих световых пучков β в кристалле силиката висмута при периоде фоторефрактивной решетки $L = 15$ (1), 7 (2) и 28 мкм (3). Теоретические кривые соответствуют параметрам кристалла $\mu\tau_r = 5.5 \times 10^{-12} \text{ м}^2/\text{В}$, $N_a = 4.3 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$, $r_{\text{ef}} = 4.25 \cdot 10^{-12} \text{ м/В}$.

$$\Gamma = \frac{1}{d} \ln \left[\frac{I_s^p(d)}{I_s^0(d)} \right]. \quad (1)$$

Экспериментальные зависимости коэффициента двухпучкового усиления от отношения интенсивностей накачки и сигнала на входе кристалла $\beta = I_{r0}/I_{s0}$ для пространственных периодов решетки $L = 15$ и 28 мкм представлены на рис.2 (точки). Характерно, что коэффициенты усиления, близкие к предельным, достигаются в исследуемом образце при $\beta > 10^3$. Отметим также, что в наших экспериментах не наблюдалась генерация пространственных субгармоник фоторефрактивной решетки даже при $\beta \approx 1$. Коэффициент усиления не зависел от полной интенсивности света $I_0 = I_r + I_s$ при ее изменении в диапазоне 1–100 мВт/см². Это свидетельствует о возможности использования при анализе одноуровневой модели зонного переноса [12] и основанных на ней моделей нелинейности фоторефрактивного отклика, учитывающих вклад только основной и второй гармоник в поле пространственного заряда решетки [11].

Для теоретического рассмотрения нелинейности, приводящей к уменьшению эффективности двухпучкового взаимодействия с увеличением мощности сигнального пучка, воспользуемся известными уравнениями связанных волн для интенсивностей I_s и I_r [5]:

$$\frac{dI_s}{dz} = i \left(\frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{\text{ef}} \frac{E_1}{m} \right) \frac{I_r I_s}{I_r + I_s} - \alpha I_s, \quad (2)$$

$$\frac{dI_r}{dz} = -i \left(\frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{\text{ef}} \frac{E_1}{m} \right) \frac{I_r I_s}{I_r + I_s} - \alpha I_r,$$

где n_0 , r_{ef} – показатель преломления и эффективная электрооптическая постоянная кристалла; $m = 2(I_r I_s)^{1/2} \times (I_r + I_s)^{-1}$ – зависящий от координаты z контраст интерференционной картины; $E_1(m)$ – амплитуда первой гармоники поля пространственного заряда. В работе [11] уравнения, связывающие амплитуды первой и второй гармоник E_1 и E_2 и контраст m в кристалле, помещенном в высокочастотное меандровое поле, получены в следующем виде:

$$\frac{m}{4E_0} [K(L_{\text{dr}} + 2L_a) + 2K^3 L_{\text{dr}} L_s^2] E_1^2 - i [1 + K^2(L_{\text{dr}} L_a +$$

$$+ L_s^2 + L_d^2)] E_1 + \frac{1}{E_0} [K(L_{\text{dr}} - L_a) + 5K^3 L_{\text{dr}} L_s^2] E_1 E_2 - i \frac{m}{2} (1 + 6K^2 L_{\text{dr}} L_a + 8K^2 L_s^2) E_2 + m \left(\frac{E_0^2}{E_\mu} + E_d \right) = 0,$$

$$E_2 = \{ -m(1 + 6K^2 L_d^2 - K^2 L_s^2) E_1 - i2[K(L_{\text{dr}} - L_a) + 2K^3 L_{\text{dr}} L_s^2] E_1^2 E_0^{-1} \} \{ 2[1 + 4K^2(L_{\text{dr}} L_a + L_s^2 + L_d^2)] \}^{-1}, \quad (3)$$

где $L_{\text{dr}} = \mu\tau_r E_0$ и $L_d = (\mu\tau_r k_B T/e)^{1/2}$ – дрейфовая и диффузионная длины; $L_s = [k_B T \epsilon / (e^2 N_a)]^{1/2}$ – дебаевская длина экранирования; $L_a = \epsilon E_0 / (e N_a)$; $K = 2\pi/L$; $E_\mu = (K\mu\tau_r)^{-1}$ и $E_d = Kk_B T/e$ – напряженности дрейфового и диффузионного полей; μ и τ_r – подвижность и время рекомбинации носителей заряда; k_B – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура; ϵ – статическая диэлектрическая проницаемость кристалла; N_a – концентрация акцепторов; e – элементарный электрический заряд. При выводе уравнений (3) пренебрегалось вкладом высших гармоник в поле пространственного заряда и считались выполненными условия $E_d \ll E_\mu$ и $E_d \ll E_0$.

Результаты численного анализа зависимости коэффициента двухпучкового усиления от отношения интенсивностей накачки и сигнала на входе кристалла с использованием соотношений (2) и (3) также представлены на рис.2. Наилучшее согласие экспериментальных данных (точки) с расчетными кривыми 1 и 3 наблюдается при следующих параметрах кристалла: $\mu\tau_r = 5.5 \cdot 10^{-12} \text{ м}^2/\text{В}$, $N_a = 4.3 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$, $r_{\text{ef}} = 4.25 \cdot 10^{-12} \text{ м/В}$. Кривая 2 соответствует пространственному периоду решетки $L = 7$ мкм.

Как следует из рис.2, коэффициент двухпучкового усиления в исследованном кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ при длине взаимодействия $d = 3.5$ мм слабо зависит от интенсивности сигнала, если интенсивность накачки превышает последнюю более чем в 10^3 раз. Нелинейность фоторефрактивного отклика искажает и пространственно-частотную характеристику двухпучкового взаимодействия [3, 5]. Зависимости коэффициента двухпучкового усиления от пространственного периода решетки для исследованного кристалла при $E_0 = 10$ кВ/см, рассчитанные из соотношений (2) и (3), представлены на рис.3. Кривая 1 соответствует линейной теории формирования поля пространственного заряда, когда в уравнении (3) можно от-

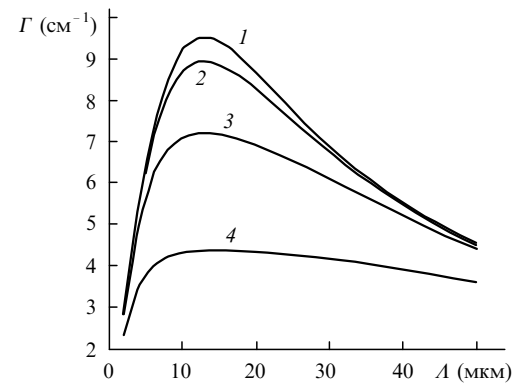


Рис.3. Зависимости коэффициента усиления Γ от периода фоторефрактивной решетки L в кристалле силиката висмута, рассчитанные по линейной теории (1) и для $\beta = 1000$ (2), 100 (3) и 10 (4) при $\mu\tau_r = 5.5 \cdot 10^{-12} \text{ м}^2/\text{В}$, $N_a = 4.3 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$, $r_{\text{ef}} = 4.25 \cdot 10^{-12} \text{ м/В}$.

бросить нелинейные члены, содержащие mE_1^2 , E_1E_2 и mE_2 . Однако даже при $\beta = 10^3$ ($m = 0.006$) коэффициент двухпучкового усиления вблизи оптимального пространственного периода решетки уменьшается более чем на 2 см^{-1} относительно значения, полученного из линейной теории. Увеличение амплитуды сигнального пучка сопровождается не только уменьшением максимального коэффициента усиления Γ_{max} , но и расширением полосы пространственных частот, в которой эффективность усиления двухпучкового взаимодействия не превышает заданной.

Таким образом, в данной работе исследованы экспериментальные зависимости коэффициента двухпучкового усиления от отношения входных интенсивностей сигнала и накачки в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, помещенном в меандровое внешнее поле. Сопоставление экспериментальных данных с теоретической моделью, учитывающей нелинейность двухпучкового взаимодействия и влияние второй гармоники поля пространственного заряда на фоторефрактивную решетку, позволило оценить концентрацию акцепторов в кристалле и произведение подвижности носителей заряда на время их рекомбинации.

Авторы благодарят Н.И.Нажесткину за помощь в работе и полезные обсуждения.

1. Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. *Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике* (С.-Пб., Наука, 1992).
2. Stepanov S.I. *Rep.Prog.Phys.*, **57**, 39 (1994).

3. Refregier P., Solymar L., Rajbenbach H., Huignard J.P. *J. Appl. Phys.*, **58**, 45 (1985).
4. Millerd J.E., Garmire E.M., Klein M.B., Wechsler B.A., Strohkendl F.P., Brost G. *J. Opt.Soc.Amer. B*, **9**, 1449 (1992).
5. Brost G.A. *J. Opt.Soc.Amer. B*, **9**, 1454 (1992).
6. Stepanov S.I., Petrov M.P. *Optics Comms*, **53**, 292 (1985).
7. Зельдович Б.Я., Ильиных П.Н., Нестеркин О.П. *ЖЭТФ*, **90**, 861 (1990).
8. Pedersen H.C., Johansen P.M., Podivilov E.V., Webb J.D. *Optics Comms*, **154**, 93 (1998).
9. Sturman B.I., Mann M., Otten J., Ringhofer K.H. *J. Opt. Soc.Amer. B*, **10**, 1919 (1993).
10. Johansen P.M., Pedersen H.C., Podivilov E.V., Sturman B.I. *J. Opt. Soc.Amer. B*, **16**, 103 (1999).
11. Shandarov S.M., Nazhestkina N.I., Kobozev O.V., Kamshilin A.A. *Appl.Phys. B*, **68**, 1007 (1999).
12. Kukhtarev N.V., Markov V.B., Odulov S.G., Soskin M.S., Vinetskii V.L. *Ferroelectrics*, **22**, 949 (1979).

О.В.Кобозев, А.Е.Мандель, С.М.Шандаров, С.А.Петров, Ю.Ф.Каргин.
Nonlinearity of the photorefractive response upon two-beam interaction in a bismuth silicon oxide crystal in an alternating electric field.

Nonlinearity of the photorefractive response is studied experimentally and theoretically upon two-beam interaction of light waves in a bismuth silicate crystal placed in an external meander electric field. The experimental data are shown to be in good agreement with a model, taking into account the influence of the second harmonic of the space-charge field on a photorefractive grating. The concentration of acceptors in a crystal and a product of the mobility of charge carriers by their recombination time are estimated from a comparison of the experimental and calculated data.

Динамика фоторефрактивного отклика в кристаллах силленитов с двукратно ионизируемыми донорными центрами и мелкими ловушками

© А.М. Плесовских, С.М. Шандаров, Е.Ю. Агеев

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники,
634050 Томск, Россия

E-mail: shand@stack.ru

(Поступила в Редакцию 8 июня 2000 г.)

Проведен анализ динамики фоторефрактивного отклика в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ с двукратно ионизируемыми донорными центрами и мелкими ловушками. Рассмотрены временные зависимости процессов записи фоторефрактивной решетки в отсутствие внешнего электрического поля, ее хранения в темноте и проявления при приложении внешнего поля и включении считывающего светового пучка.

При записи голографических решеток в фоторефрактивных кристаллах силленитов наблюдаются эффекты немонотонной динамики дифракционной эффективности [1–3], проявления скрытого изображения [4], фотоиндуцированного поглощения света [5], не поддающиеся описанию в рамках одноуровневой монополярной модели зонного переноса [6]. Для рассмотрения фотоиндуцированного поглощения света в модель вводят дополнительный мелкий ловушечный уровень [7], а немонотонную зависимость от времени фоторефрактивного отклика обычно объясняют влиянием на него неосновных носителей заряда (дырок) в номинально нелегированных кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ и $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ [1–3]. Однако из работ А.И. Грачева [8,9] следует, что в области примесного поглощения вклад дырок в фотопроводимость данных материалов пренебрежимо мал по сравнению с электронным.

В настоящей работе показано, что наблюдаемые в кристаллах силленитов особенности голографической записи могут быть объяснены на основе модели [10], включающей глубокие донорные центры, допускающие двукратную ионизацию, и мелкие ловушки.

Система материальных уравнений, описывающая процессы перераспределения зарядов в таком кристалле, имеет вид

$$\frac{\partial N_D^{1+}}{\partial t} = S_D I (N_D - N_D^{1+} - N_D^{2+}) - \gamma_1 n N_D^{1+} + \gamma_2 n N_D^{2+} - S_1 I N_D^{1+}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial N_D^{2+}}{\partial t} = S_1 I N_D^{1+} - \gamma_2 n N_D^{2+}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial M}{\partial t} = -(S_T I + \beta) M + \gamma_T n (M_T - M), \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (N_D^{1+} + 2N_D^{2+} - M - n) + \frac{1}{e} \nabla \cdot (\epsilon \mu n E + \mu k_B T \nabla n) = 0, \quad (4)$$

$$\nabla \cdot E = -\frac{e}{\epsilon} (n - N_D^{1+} - 2N_D^{2+} + N_A + M), \quad (5)$$

где N_D , M_T и N_A — общие концентрации доноров, мелких ловушек и акцепторов; N_D^{1+} , N_D^{2+} , M и n — концентрации

однократно и двукратно ионизированных доноров, заполненных мелких ловушек и электронов соответственно; S_D , S_1 , S_T и γ_1 , γ_2 , γ_T — сечения фотоионизации и постоянные рекомбинации для нейтральных (D), однократно (1) и двукратно (2) ионизированных доноров и мелких ловушек (T); β — коэффициент термического возбуждения мелких ловушек, μ — подвижность электронов, k_B — постоянная Больцмана, T — температура, e — элементарный электрический заряд, ϵ — статическая диэлектрическая проницаемость кристалла.

Рассмотрим фоторефрактивную решетку, сформированную в кристалле при взаимодействии опорного и сигнального пучков с интенсивностями I_R и I_S . Для интерференционной картины

$$I = I_0 [1 + m \cos(Kz)], \quad (6)$$

где $I_0 = I_R + I_S$ — средняя интенсивность и $m = 2\sqrt{I_R I_S}/I_0$ — ее контраст, считаем векторы решетки $K = Kz_0$ и внешнее приложенное поле $E_0 = E_0 z_0$ направленным вдоль оси z координатной системы. В приближении малого контраста $m \ll 1$ уравнения (1)–(5) могут быть линеаризованы представлением решений для функций $N_D^{1+}(z, t)$, $N_D^{2+}(z, t)$, $M(z, t)$, $n(z, t)$ и $E(z, t)$ в виде

$$F(z, t) = F_0(t) + 0.5 [F_1(t) \exp(iKz) + F_2^*(t) \exp(-iKz)]. \quad (7)$$

Использование приближений квазинепрерывного освещения $\partial n / \partial t = 0$ и низкой интенсивности I_0 , когда средняя концентрация электронов является малой в сравнении со средними значениями для других зарядовых решеток, приводит к двум системам уравнений для амплитуд нулевой (N_0^{1+} , N_0^{2+} , M_0 и n_0) и первой (N_1^{1+} , N_1^{2+} , M_1 и n_1) пространственных гармоник. Первая из них содержала уравнения, не включающие амплитуды первых гармоник и внешнее поле, и была проинтегрирована численно для случая включения освещения кристалла при $t = 0$ и начальных условий $N_0^{1+}(0) = N_A$, $N_0^{2+}(0) = 0$ и $M_0(0) = 0$. Полученные зависимости средних концентраций зарядов $N_0^{1+}(t)$,

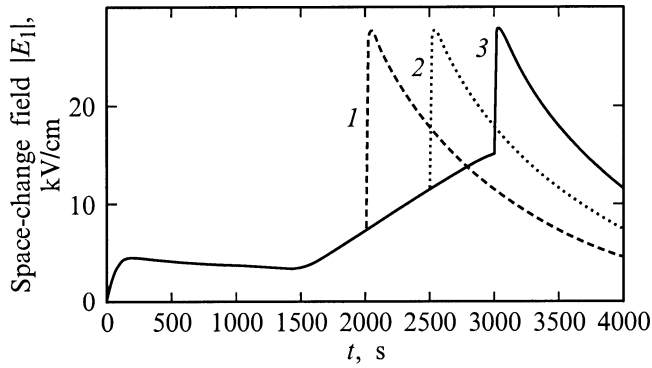


Рис. 1. Динамика изменения амплитуды поля пространственного заряда фоторефрактивной решетки с периодом $\Lambda = 5 \mu\text{m}$ при изменении условий ее формирования. Выключение опорного и сигнального пучков происходит при $t = 1000 \text{ s}$, включение постоянного электрического поля с амплитудой $E_0 = 17.5 \text{ kV/cm}$ при $t = 1400 \text{ s}$. 1–3 — включение считывающего пучка в моменты времени $t^s = 2000, 2500$ и 3000 s соответственно.

$N_0^{2+}(t)$, $M_0(t)$ и $n_0(t)$ использовались далее при численном интегрировании системы уравнений для первых пространственных гармоник. Методика анализа динамики фоторефрактивного отклика позволяла моделировать

включение и выключение опорного и сигнального пучков и постоянного внешнего поля, приложенного к кристаллу, в произвольные моменты времени. Амплитуда первой гармоники поля пространственного заряда в соответствии с соотношениями (5) и (7) определялась из уравнения

$$E_1(t) = -i \frac{e}{\varepsilon K} [N_1^{1+}(t) + 2N_1^{2+}(t) - M_1(t) - n_1(t)]. \quad (8)$$

Типичные зависимости, характеризующие динамику изменения поля пространственного заряда фоторефрактивной решетки с периодом $\Lambda = 2\pi/K = 5 \mu\text{m}$ при изменении условий ее записи и восстановления, представлены на рис. 1 для кристалла $\text{Vi}_{12}\text{TiO}_{20}$ с параметрами $M_T = N_D = 10^{25} \text{ m}^{-3}$, $N_A = 10^{22} \text{ m}^{-3}$, $S_D = 6.5 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{J}$, $S_T = 10^{-4} \text{ m}^2/\text{J}$, $S_1 = 2.5 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{J}$, $\gamma_1 = 3.5 \cdot 10^{17} \text{ m}^3/\text{s}$, $\gamma_T = 2.6 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2/\text{s}$, $\gamma_2 = 4.9 \cdot 10^{-18} \text{ m}^3/\text{s}$, $\beta = 5.5 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ [10] и $\mu = 2 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$. После освещения кристалла в момент времени $t_0 = 0$ интерференционной картиной с контрастом $m = 0.1$ и средней интенсивностью $I_0 = 100 \text{ W/m}^2$ амплитуда первой гармоники поля пространственного заряда начинает нарастать за счет диффузионного механизма

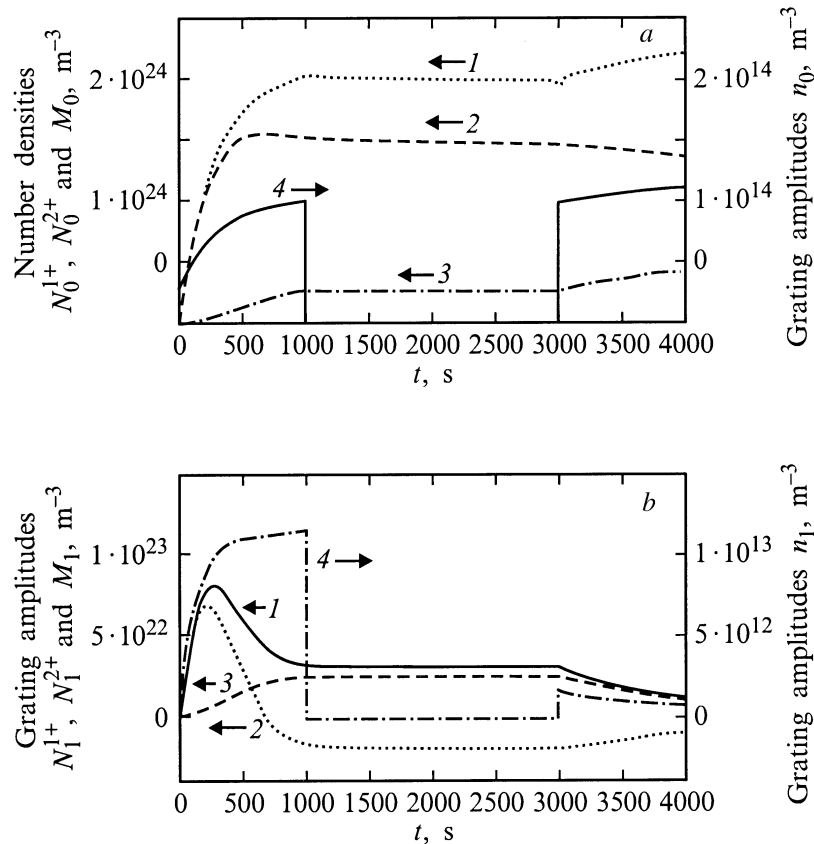


Рис. 2. Динамика изменения средних значений (a) и амплитуды первых пространственных гармоник (b) для мелких ловушек (1), однократно (2) и двукратно (3) ионизированных доноров и электронов (4). Условия формирования решетки соответствуют рис. 1.

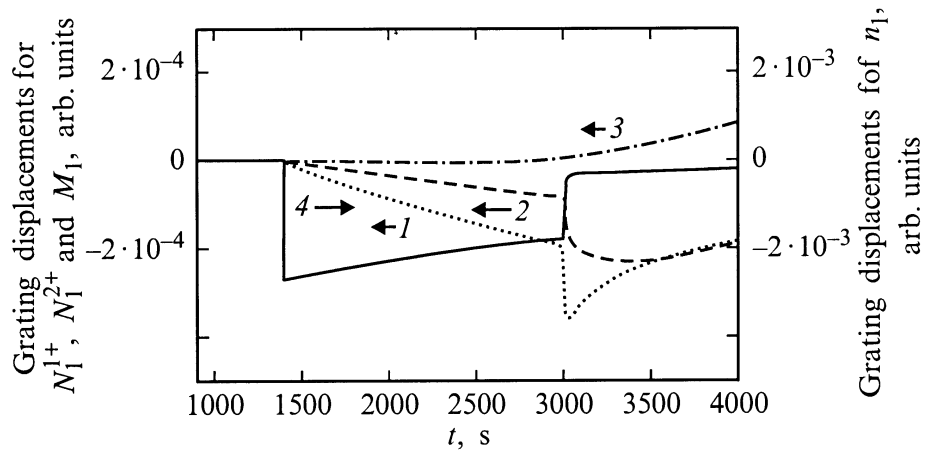


Рис. 3. Временные зависимости нормированного на пространственный период сдвига зарядовых решеток вдоль координаты z относительно их первоначального положения для мелких ловушек (1), однократно (2) и двукратно (3) ионизированных доноров и электронов (4). Условия те же, что и для рис. 1.

формирования решетки. Характерно, что это нарастание происходит при одновременном изменении средних значений концентраций N_0^{1+} , N_0^{2+} и M_0 для однократно и двукратно ионизированных доноров и мелких ловушек (рис. 2, *a*). Средняя концентрация электронов в зоне проводимости монотонно увеличивается (кривая 4 на рис. 2, *a*), т.е. процесс формирования решетки происходит в условиях нестационарной фотопроводимости. В результате рост поля пространственного заряда носит немонотонный характер, после достижения максимума при $t \approx 200$ s оно начинает медленно уменьшаться (рис. 1). Отметим, что нестационарная фотопроводимость была указана в качестве причины немонотонности динамики поля пространственного заряда в работе [9].

Считалось, что при $t_1 = 1000$ s одновременно выключаются оба световых пучка, формирующих фоторефрактивную решетку ($I_R = I_S = 0$, $m = 0$). Из-за резкого падения концентрации электронов в зоне проводимости, которые возбуждаются в нее только термически с мелких ловушек, процессы перераспределения зарядов по уровням при $t > t_1$ сильно замедляются. Однако, если для средних концентраций (рис. 2, *a*) их уменьшение практически незаметно, падение амплитуды поля пространственного заряда E_1 в темновых условиях хорошо прослеживается на рис. 1.

После приложения к кристаллу постоянного внешнего поля с амплитудой $E_0 = 17.5$ kV/cm в момент времени $t_2 = 1400$ s начинается монотонный рост амплитуды первой пространственной гармоники в отсутствие обоих световых пучков (рис. 1). Этот процесс продолжается до тех пор, пока не происходит включение единственного считывающего пучка с интенсивностью $I_R = 100$ W/m² при некотором $t = t^s$. Во всех трех представленных на

рис. 1 случаях включение считывающего пучка приводит к быстрому нарастанию амплитуды решетки до значения $|E_1| \approx 280$ V/cm с последующим, сравнительно медленным ее уменьшением. Таким образом, представленная модель описывает эффекты усиления скрытого изображения в темновых условиях в кристалле при приложении внешнего поля и его проявления при включении считывающего света, наблюдаемые ранее экспериментально [4].

Физической причиной эффектов усиления и проявления является пространственный сдвиг зарядовых решеток, соответствующих однократно и двукратно ионизированным донорам и мелким ловушкам, относительно друг друга без изменения их амплитуды. Это хорошо видно на рис. 2, *b* и 3, изображающих динамику первых пространственных гармоник концентраций $N_1^{1+}(t)$, $N_1^{2+}(t)$, $M_1(t)$, $n_1(t)$ и их сдвига вдоль координаты z относительно первоначального положения. В темновых условиях этот сдвиг начинается после включения внешнего поля при $t_2 = 1400$ s и является медленным ввиду малой проводимости кристалла. Отметим, что пространственный сдвиг зарядовых решеток во внешнем поле можно трактовать как возбуждение волн перезарядки ловушек [11]. Сразу после включения считывающего пучка при $t = t^s$ концентрация электронов в зоне проводимости резко увеличивается, а скорость волн перезарядки ловушек возрастает. Однако в отсутствие сигнального пучка при $t > t^s$ заметно возрастает скорость уменьшения амплитуды зарядовых решеток (рис. 2, *b*), что приводит к медленному падению амплитуды поля пространственного заряда (рис. 1), т.е. к стиранию фоторефрактивной решетки считывающим пучком.

Авторы благодарят О.В. Кобозева за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] А.А. Камшилин, М.П. Петров. ФТТ **23**, 3110 (1981).
- [2] S.G. Odoulov, K.V. Shcherbin, A.N. Shumelyuk. J. Opt. Soc. Am. **B11**, 1780 (1994).
- [3] M. Miteva, L. Nicolova. Opt. Commun. **67**, 192 (1988).
- [4] М.П. Петров, М.Г. Шмелин, Н.О. Шалаевский, В.М. Петров, А.М. Хоменко. ЖТФ **55**, 2247 (1985).
- [5] S. Shandarov, A. Reshet'ko, A. Emelyanov, O. Kobozev, M. Krause, Yu. Kargin, V. Volkov. Proc. SPIE **2969**, 202 (1996).
- [6] N.V. Kukhtarev, V.B. Markov, S.G. Odulov, M.S. Soskin, V.L. Vinetskii. Ferroelectrics **22**, 949 (1979).
- [7] P. Tayebati, D. Mahgerefteh. J. Opt. Soc. Am. **B8**, 1053 (1991).
- [8] А.И. Грачев. ФТТ **40**, 2178 (1998).
- [9] А.И. Грачев. ФТТ **41**, 1012 (1999).
- [10] O.V. Kobozev, S.M. Shandarov, A.A. Kamshilin, V.V. Prokofiev. J. Opt. A: Pure Appl. Opt. **1**, 442 (1999).
- [11] А.С. Фурман. ФТТ **29**, 4, 1076 (1987).

Влияние постоянного внешнего поля на динамику фоторефрактивного отклика в кристаллах с двукратно ионизируемыми донорными центрами и мелкими ловушками

© А.М. Плесовских, С.М. Шандаров

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники,
634050 Томск, Россия

E-mail: shand@stack.ru

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 18 мая 2001 г.)

Проведен теоретический анализ динамики формирования поля пространственного заряда в фоторефрактивном кристалле с двукратно ионизируемыми донорными центрами и мелкими ловушками. Рассмотрены временные зависимости процессов записи фоторефрактивной решетки в отсутствие внешнего электрического поля, ее релаксации при наличии опорного пучка и последующего проявления при приложении внешнего поля.

Фоторефрактивные кристаллы являются перспективными материалами для оптической обработки информации и хранения голографического изображения [1]. Для описания процессов, проходящих в кристаллах под действием светового излучения, используются различные модели зонного переноса. Традиционно процесс образования пространственного заряда рассматривается на основе модели, включающей фотоактивные донорные центры одного типа и нефотоактивные компенсирующие акцепторы [2]. Для объяснения экспериментально наблюдаемого в кристаллах силленитов и ВаTiO₃ эффекта фотоиндуцированного поглощения была предложена двухцентровая модель [3], принимающая в рассмотрение дополнительно мелкий ловушечный уровень. В 1995 г. была введена "трехвалентная" модель [4], в которой один донорный центр может существовать в трех различных зарядовых состояниях. Данная модель позволила успешно описать фотоиндуцированное поглощение и фотопроводимость в кристаллах KNbO₃:Fe и KTN:Fe [4–7]. В работе [8] для описания наблюдаемой экспериментально динамики фотоиндуцированного поглощения в нелегированном кристалле Вi₁₂TiO₂₀ использована модель, рассматривающая одновременно "трехвалентные" центры и мелкие ловушки.

Настоящая работа посвящена теоретическому анализу фоторефрактивного отклика в рамках последней модели. В ней показано, что наблюдаемые ранее эффекты немонотонной динамики дифракционной эффективности [9–12] и проявления скрытого изображения [13] могут быть объяснены взаимодействием зарядовых решеток, формирующихся на однократно и двукратно ионизированных донорах и на мелких ловушках.

1. Теоретическая модель

Энергетическая диаграмма рассматриваемой нами модели [8] показана на рис. 1. Здесь глубокие доноры D могут находиться в трех зарядовых состояниях: 0, 1+ и 2+, а ловушечный уровень S — в состояниях 0

и 1–. Данная модель предполагает отсутствие двукратно ионизированных донорных центров D_{2+} и заполненных мелких ловушек S_- в темновых условиях. Уровень S_- может опустошаться за счет термической генерации носителей заряда в зону проводимости. Под действием света центры D , D_+ и S_- ионизируются, отдавая электроны в зону проводимости, где последние перемещаются под действием диффузии или дрейфа до рекомбинации на дефектах D_+ , D_{2+} и S_0 .

Математически данные процессы можно описать следующей системой материальных уравнений:

$$\frac{\partial N_D^{1+}}{\partial t} = S_D I (N_D - N_D^{1+} - N_D^{2+}) - \gamma_1 n N_D^{1+} + \gamma_2 n N_D^{2+} - S_1 I N_D^{1+}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial N_D^{2+}}{\partial t} = S_1 I N_D^{1+} - \gamma_2 n N_D^{2+}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial M}{\partial t} = -(S_T I + \beta) M + \gamma_T n (M_T - M), \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (N_D^{1+} + 2N_D^{2+} - M - n) + \frac{1}{e} \nabla (e \mu n E + \mu k_B T \nabla_n) = 0, \quad (4)$$

$$\nabla E = -\frac{e}{\epsilon} (n - N_D^{1+} - 2N_D^{2+} + N_A + M), \quad (5)$$

где N_d , M_T и N_A — общие концентрации доноров, мелких ловушек и акцепторов, N_D^{1+} , N_D^{2+} , M и n — концентрации однократно и двукратно ионизированных доноров, заполненных мелких ловушек и электронов соответственно, S_D , S_1 , S_T и γ_1 , γ_2 , γ_T — сечения фотоионизации и постоянные рекомбинации для нейтральных (D), однократно (1) и двукратно (2) ионизированных доноров и мелких довушек (T), β — коэффициент термического возбуждения мелких ловушек, μ — подвижность электронов, k_B — постоянная Больцмана, T — температура, e — элементарный электрический заряд, ϵ — статическая диэлектрическая проницаемость кристалла.

Рассмотрим поле пространственного заряда, которое формируется в процессе интерференции двух световых

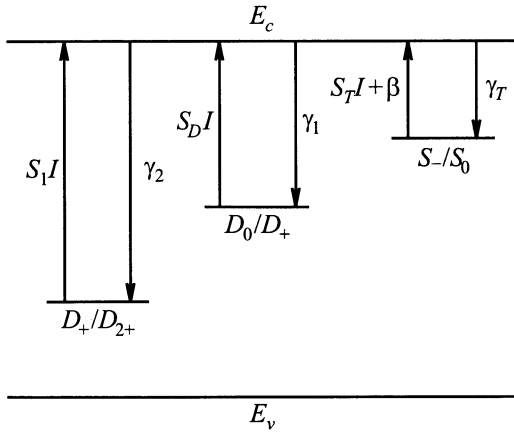


Рис. 1. Схема электрических уровней в запрещенной зоне кристалла с глубокими донорными центрами, которые могут находиться в трех зарядовых состояниях (D_0 , D_+ и D_{2+}), и мелкими ловушками (S_0 и S_-). Стрелками показаны возможные переходы при фотовозбуждении, термической генерации и рекомбинации.

пучков (опорного и сигнального) с интенсивностями I_R и I_S . Распределение интенсивности в кристалле будет иметь вид

$$I = I_0 [1 + m \cos(Kz)], \quad (6)$$

где $I_0 = I_R + I_S$ — средняя интенсивность, $m = 2\sqrt{I_R I_S}/I_0$ — глубина модуляции интерференционной картины, $|\mathbf{K}| = K = 2\pi/\Lambda$ — модуль вектора решетки, Λ — ее пространственный период. Векторы решетки $\mathbf{K} = Kz_0$ и внешнего приложенного поля $\mathbf{E}_0 = E_0 z_0$ считаем направленными вдоль оси z координатной системы. В приближении малых контрастов ($m \ll 1$) интерференционной картины, формирующей фоторефрактивную решетку, система уравнения (1)–(5) может быть линеаризована путем разложения неизвестных функций $N_D^{1+}(z, t)$, $N_D^{2+}(z, t)$, $M(z, t)$, $n(z, t)$ и $E(z, t)$ в ряд Фурье. Уравнения, описывающие динамику поведения нулевых и первых пространственных гармоник зарядовых решеток в кристалле, имеют вид

$$\frac{dN_0^{2+}}{dt} = S_1 I_0 N_0^{1+} - \gamma_2 n_0 N_0^{2+}, \quad (7)$$

$$\frac{dM_0}{dt} = -(S_T I_0 + \beta) M_0 + \gamma_T n_0 (M_T - M_0), \quad (8)$$

$$N_0^{1+} = N_A + M_0 - 2N_0^{2+}, \quad (9)$$

$$n_0 = \frac{S_D I_0 (N_D - N_0^{1+} - N_0^{2+}) + S_1 I_0 N_0^{1+} + (S_T I_0 + \beta) M_0}{\gamma_1 N_0^{1+} + \gamma_T (M_T - M_0) + \gamma_2 N_0^{2+}}, \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \frac{dN_1^{1+}}{dt} = & m I_0 [S_D (N_D - N_0^{1+} - N_0^{2+}) - S_1 N_0^{1+}] \\ & - [(S_D + S_1) I_0 + \gamma_1 n_0] N_1^{1+} - (S_D I_0 - \gamma_2 n_0) N_1^{2+} \\ & - (\gamma_1 N_0^{1+} - \gamma_2 N_0^{2+}) n_1, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\frac{dN_1^{2+}}{dt} = m I_0 S_1 N_0^{1+} + S_1 I_0 N_1^{1+} - \gamma_2 n_0 N_1^{2+} - \gamma_2 N_0^{2+} n_1, \quad (12)$$

$$\frac{dM_1}{dt} = -m I_0 S_T M_0 - [(S_T I_0 + \beta) + \gamma_T n_0] M_1 + \gamma_T (M_T - M_0) n_1, \quad (13)$$

$$\begin{aligned} n_1 = & \left\{ m I_0 [S_D (N_D - N_0^{1+} - N_0^{2+}) + S_1 N_0^{1+} + S_T M_0] \right. \\ & - \left[(S_D - S_1) I_0 + \gamma_1 n_0 - \frac{1}{\tau_{di}} \right] N_1^{1+} \\ & - \left(S_D I_0 + \gamma_2 n_0 - 2 \frac{1}{\tau_{di}} \right) N_1^{2+} \\ & + \left(S_T I_0 + \beta + \gamma_T n_0 - \frac{1}{\tau_{di}} \right) M_1 \left. \right\} \\ & \times \left\{ K^2 \mu k_B T / e - i K \mu E_0 + \gamma_1 N_0^{1+} \right. \\ & \left. + \gamma_2 N_0^{2+} + \gamma_T (M_T - M_0) \right\}^{-1}, \end{aligned} \quad (14)$$

где $\tau_{di} = \epsilon / \mu e n_0$ — время диэлектрической релаксации. Данные уравнения получены в предположении низкой интенсивности света I_0 , когда концентрация электронов n удовлетворяет неравенствам $N \ll N_D$, $n \ll M$ и $N \ll N_A$, и для адиабатического приближения, когда $\partial n / \partial t = 0$. Система уравнений (7)–(10) для нулевых гармоник является замкнутой и не содержит амплитуд первых пространственных гармоник и приложенного внешнего поля. Ее решение должно быть известно для нахождения первых гармоник N_1^{1+} , N_1^{2+} , M_1 и n_1 из уравнений (11)–(14). Применяемая нами методика численного анализа данных систем давала возможность изменять период дифракционной решетки Λ , длительность процессов записи, хранения и проявления голограмм и амплитуду прикладываемого внешнего постоянного электрического поля E_0 . Ее использование позволяло ”включать” и ”выключать” световые пучки накачки I_R и сигнала I_S , их взаимную когерентность и внешнее электрическое поле E_0 в произвольные моменты времени. Из вычисленных амплитуд первых гармоник зарядовых решеток в соответствии с выражением (5) можно найти амплитуду поля пространственного заряда в кристалле в виде

$$E_1(t) = -i \frac{e}{\epsilon K} [N_1^{1+}(t) + 2N_1^{2+}(t) - M_1(t) - n_1(t)]. \quad (15)$$

2. Результаты расчетов и обсуждение

Для расчета зависимостей, характеризующих динамику фоторефрактивного отклика, можно воспользоваться наборами материальных параметров, приведенными в работе [8]. Эти параметры были получены при подгонке теоретических зависимостей, описывающих эволюцию фотоиндуцированного поглощения после освещения образца и его релаксацию в темноте, под экспериментальные данные для кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$. Нами найдены и другие совокупности параметров, которые хорошо

Материальные параметры фоторефрактивных кристаллов с двукратно ионизируемыми донорными центрами и мелкими ловушками, используемые в расчетах

Материальный параметр	Значения параметров для различных концентраций мелких ловушек		
	[8]	Наст. работа	
M_T, m^{-3}	10^{25}	10^{24}	10^{23}
M_D, m^{-3}	10^{25}	10^{25}	10^{25}
N_A, m^{-3}	10^{22}	$2.5 \cdot 10^{22}$	$4 \cdot 10^{22}$
$S_D, \text{m}^2/\text{J}$	$4.9 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-7}$	$1.5 \cdot 10^{-7}$
$S_T, \text{m}^2/\text{J}$	10^{-4}	$32.5 \cdot 10^{-4}$	$30.5 \cdot 10^{-4}$
$S_1, \text{m}^2/\text{J}$	$2.5 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-6}$
$\gamma_1, \text{m}^3/\text{s}$	$3.5 \cdot 10^{-17}$	$0.8 \cdot 10^{-17}$	$0.8 \cdot 10^{-17}$
$\gamma_T, \text{m}^3/\text{s}$	$2.6 \cdot 10^{-17}$	$6 \cdot 10^{-17}$	$2.2 \cdot 10^{-15}$
$\gamma_2, \text{m}^3/\text{s}$	$4.9 \cdot 10^{-18}$	$1.2 \cdot 10^{-18}$	$5 \cdot 10^{-19}$
β, s^{-1}	$5.5 \cdot 10^{-5}$	$5.5 \cdot 10^{-4}$	$5.5 \cdot 10^{-4}$

описывают приведенные авторами [8] временные зависимости изменения коэффициента поглощения при освещении кристалла. Используемые далее в численных расчетах материальные параметры приведены в таблице. Подвижность носителей заряда принималась равной $\mu = 2 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$.

Считалось, что кристалл до его засветки в момент времени $t = 0$ пучками сигнала и накачки находился в темноте. Это соответствует начальным условиям $N_0^{1+}(0) = N_A$, $N_0^{2+}(0) = 0$ и $M_0(0) = 0$, которые и использовались нами при численном интегрировании системы уравнений (7)–(10). Формирование зарядовых решеток начиналось после "включения" взаимной когерентности пучков в момент времени $t_c \geq 0$.

Типичные зависимости, характеризующие динамику изменения поля пространственного заряда фоторефрактивной решетки с периодом $\Lambda = 10 \mu\text{m}$ и контрастом $m = 0.1$ при изменении условий ее записи пучками с суммарной интенсивностью $I_0 = 10 \text{ mW/cm}^2$ в кристалле с параметрами, взятыми из работы [8], представлены на рис. 2–5. При "включении" взаимной когерентности пучков одновременно с освещением кристалла ($t_0 = t_c = 0$, рис. 2–4 и кривая 1 на рис. 5) формирование поля пространственного заряда, происходящего за счет диффузионного механизма, носит немонотонный характер. Если же когерентность "включается" позже, например при $t_c = 2000 \text{ s}$ (кривая 2 на рис. 5), то наблюдается более быстрый рост поля решетки на начальном участке. Далее происходит его медленное нарастание, продолжающееся до момента "выключения" когерентности при $t_i = 2800 \text{ s}$. Немонотонность временной зависимости связана с тем, что формирование зарядовых решеток происходит в первом случае в существенно нестационарных условиях. В начальный период времени средние концентрации центров N_0^{1+} , N_0^{2+} , M_0 и электронов n_0 (рис. 6) испытывают сильные изменения, а для $t > 2000 \text{ s}$ они практически выходят на стационарный уровень. Бо-

лее быстрый рост амплитуды решетки во втором случае обусловлен большей концентрацией электронов в зоне проводимости. Отметим, что нестационарная фотопроводимость, наблюдаемая в рассматриваемом случае на начальном этапе засветки кристалла, была указана в качестве причины немонотонности динамики поля пространственного заряда в работах [14,15].

На временных зависимостях амплитуды поля пространственного заряда, наблюдаемых после "выключения" взаимной когерентности пучков в момент времени t_i (рис. 2–5), можно выделить два характерных участка. Быстрое падение амплитуды на начальной стадии стирания решетки происходит за время, сравнимое с $\tau_{\text{di}} \approx 15 \text{ s}$. Процесс диэлектрической релаксации

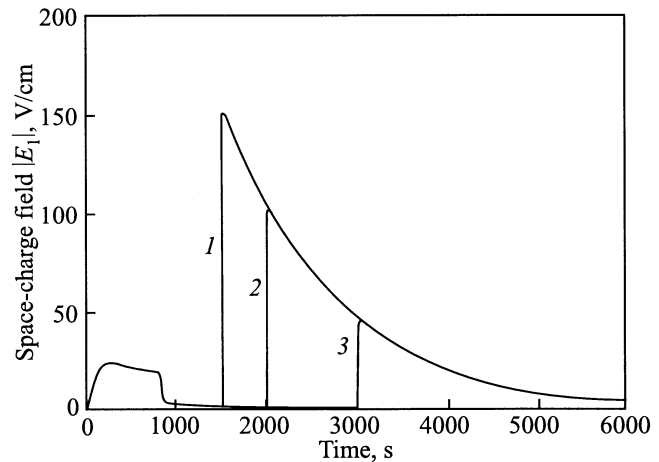


Рис. 2. Временные зависимости поля пространственного заряда фоторефрактивной решетки с периодом $\Lambda = 10 \mu\text{m}$ после освещения кристалла взаимно когерентными пучками сигнала и накачки с общей интенсивностью $I_0 = 10 \text{ mW/cm}^2$ в момент времени $t_c = 0$, "включения" взаимной когерентности при $t_i = 800 \text{ s}$ и приложения постоянного электрического поля с амплитудой $E_0 = 17.5 \text{ kV/cm}$ в моменты времени $t_e = 1500$ (1), 2000 (2) и 3000 s (3).

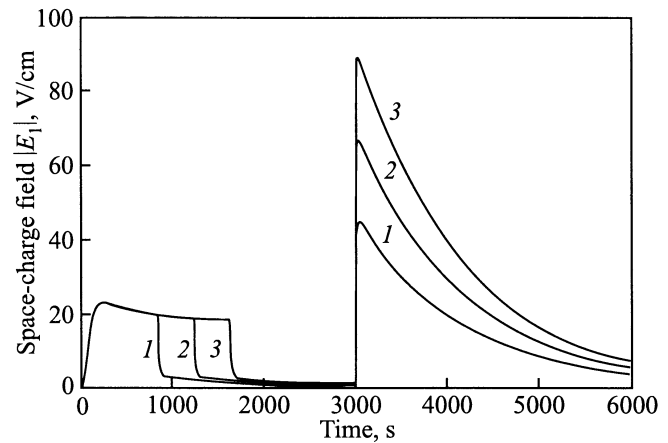


Рис. 3. То же, что на рис. 2, при $t_c = 0$, $t_e = 3000 \text{ s}$ и $t_i = 800$ (1), 1200 (2), 1600 s (3).

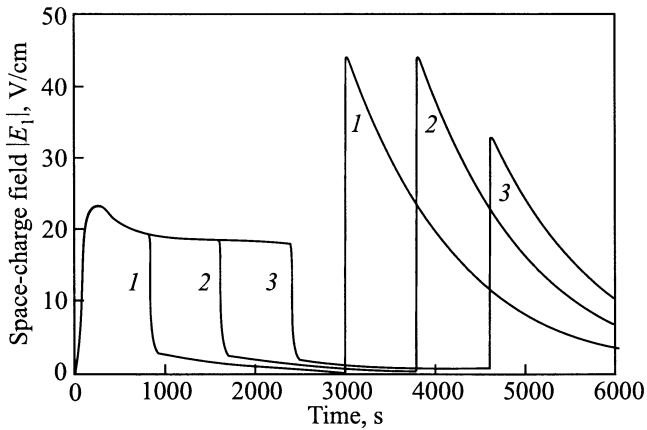


Рис. 4. То же, что на рис. 2, при $t_c = 0$, $t_i = 800$ s, $t_e = 3000$ s (1); $t_c = 0$, $t_i = 1600$ s, $t_e = 3800$ s (2); $t_c = 0$, $t_i = 2400$ s, $t_e = 4600$ s (3).

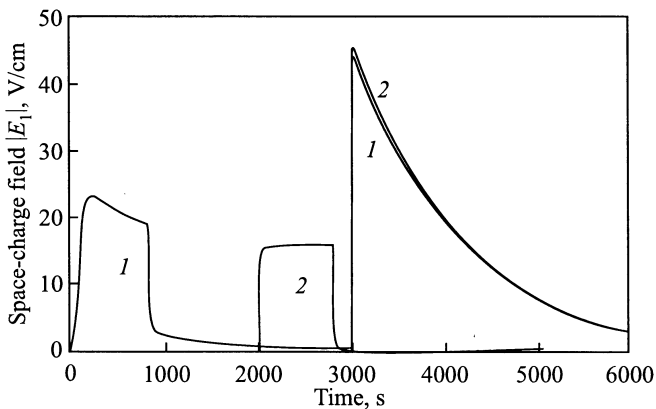


Рис. 5. То же, что на рис. 2, при $t_e = 3000$ s и $t_c = 0$, $t_i = 800$ s (1); $t_c = 2000$ s, $t_i = 2800$ s (2).

резко понижает разность амплитуд зарядовых решеток $[N_1^{1+} + 2N_1^{2+} - M_1]$. Однако, как следует из рис. 7, сами амплитуды за это время уменьшаются незначительно. Далее наблюдается медленное падение поля пространственного заряда, скорость которого определяется релаксацией зарядовых решеток (ср. рис. 2–5 и 7).

Приложение к кристаллу в некоторый момент времени $t_e > t_i$ постоянного электрического поля не приводит к изменениям в динамике релаксации амплитуд зарядовых решеток (рис. 7). Однако амплитуда поля пространственного заряда после включения внешнего поля возрастает с постоянной времени, близкой к времени диэлектрической релаксации τ_{di} (рис. 2–5). Амплитуда поля решетки в максимуме зависит от времени ”включения” и ”выключения” взаимной когерентности пучков t_c и t_i , а также от момента приложения поля t_e . Для представленных на рис. 2–5 условий формирования, стирания и ”проявления” решетки ее амплитуда всегда превышает начальное значение, связанное с диффузионным механизмом разделения зарядов. Такое поведение поля пространственного заряда связано с пространственным

сдвигом относительно друг друга зарядовых решеток, соответствующих однократно и двукратно ионизированным донорам и мелким ловушкам, под действием приложенного напряжения. Это хорошо видно из рис. 8, на котором показана динамика сдвига решеток с амплитудами N_1^{1+} , N_1^{2+} и M_1 вдоль координаты z относительно их первоначального положения после включения внешнего поля. Основной причиной сдвига решеток является неопределенность тока проводимости, обусловленная пространственной модуляцией проводящих свойств кристалла. В соответствии с формулой (14) первая

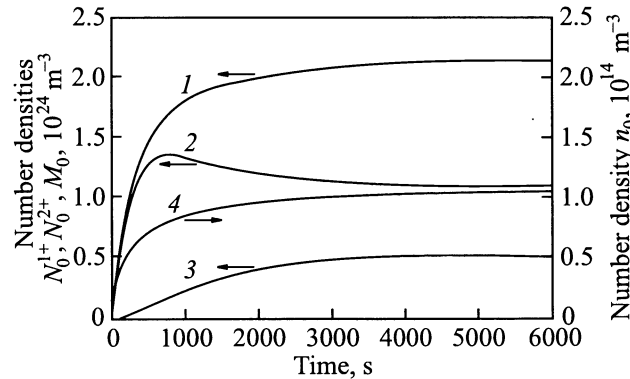


Рис. 6. Временные зависимости средних концентраций мелких ловушек $M_0(t)$ (1), однократно ионизированных доноров $N_0^{1+}(t)$ (2), двукратно ионизированных доноров $N_0^{2+}(t)$ (3) и электронов $n_0(t)$ (4) после освещения кристалла пучками сигнала и накачки с общей интенсивностью $I_0 = 10$ mW/cm².

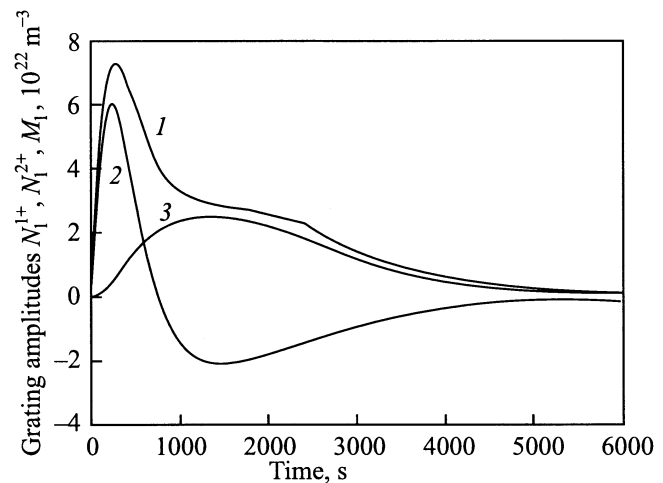


Рис. 7. Эволюция амплитуд зарядовых решеток, формирующихся на мелких ловушках $M_1(t)$ (1), однократно ионизированных донорах $N_1^{1+}(t)$ (2) и двукратно ионизированных донорах $N_1^{2+}(t)$ (3). Кристалл освещается взаимно когерентными пучками сигнала и накачки с общей интенсивностью $I_0 = 10$ mW/cm² в момент времени $t_c = 0$, ”выключение” взаимной когерентности происходит при $t_i = 2400$ s. Приложение постоянного электрического поля с амплитудой $E_0 = 17.5$ kV/cm в момент времени $t_e = 4600$ s не приводит к заметным изменениям амплитуд зарядовых решеток.

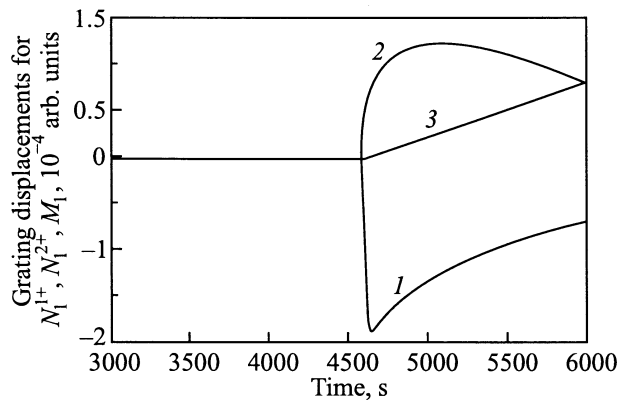


Рис. 8. Временные зависимости пространственного сдвига зарядовых решеток на мелких ловушках (1), однократно (2) и двукратно (3) ионизированных донорах вдоль оси z относительно их первоначального положения. Постоянное электрическое поле с амплитудой $E_0 = 17 \text{ kV/cm}$ приложено в момент времени $t_e = 4600 \text{ s}$. Условия формирования решеток такие же, как для зависимостей на рис. 7. Ось ординат — в долях периода решетки.

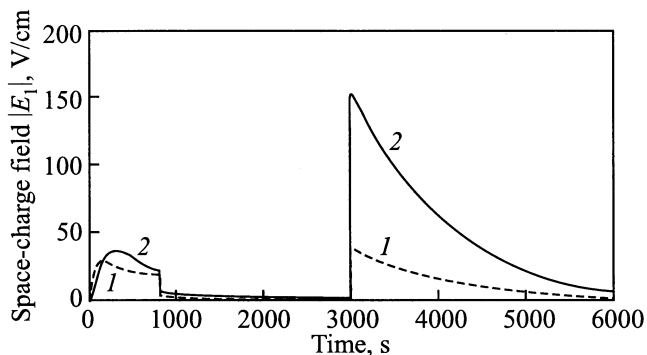


Рис. 9. То же, что для кривой 3 на рис. 2, при $M_T = 10^{24}$ (1) и 10^{23} m^{-3} (2).

пространственная гармоника концентрации электронов в зоне проводимости отлична от нуля и в отсутствие неоднородного освещения, при $m = 0$. В рассматриваемой модели пространственная неоднородность проводимости связана с модуляцией таких параметров кристалла, как коэффициент поглощения и время жизни носителей заряда. Такая трактовка полученных результатов качественно согласуется с подходом к описанию процессов, наблюдаемых в кристалле $\text{Be}_{12}\text{SiO}_{20}$ при записи фоторефрактивных решеток в знакопеременном поле, их хранении в отсутствие поля, но в присутствии опорного пучка и при проявлении после выключения поля [15]. Здесь предполагается, что оптическая информация в кристалле может храниться в виде решетки фоточувствительности, имеющей длительное время релаксации даже в условиях однородного освещения. Авторы [15] связывают решетку фоточувствительности с пространственной модуляцией таких параметров кристалла, как коэффициент погло-

щения света, время жизни или подвижность носителей заряда и квантовый выход.

После достижения максимального значения поле пространственного заряда релаксирует с постоянной времени, близкой к скорости распада зарядовых решеток (ср. рис. 2–5 и 7 при $t > t_e$). Представленные на рис. 2–8 результаты относятся к кристаллу с очень большой концентрацией мелких ловушек ($M_T = 10^{25} \text{ m}^{-3}$). Наблюдаемые экспериментально в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ временные зависимости роста фотоиндуцированного поглощения после освещения образца [8] могут быть описаны и для меньших концентраций, например для $M_T = 10^{23} \text{ m}^{-3}$, но при существенно больших значениях сечения фотоионизации $S_T = 3.05 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{J}$ и коэффициента двухчастичной рекомбинации $\gamma_T = 2.2 \cdot 10^{-15} \text{ m}^3/\text{s}$, чем для кристаллов с большой концентрацией мелких ловушек (см. таблицу). Временные изменения поля пространственного заряда в кристаллах с концентрацией $M_T = 10^{24}$ (кривая 1) и 10^{23} m^{-3} (кривая 2) представлены на рис. 9 для тех же условий, что кривая 3 на рис. 2. Отметим, что качественно процессы записи, стирания и проявления решеток в кристаллах с используемыми параметрами не различаются. Однако в кристалле с наименьшей концентрацией мелких ловушек процесс релаксации в условиях однородной засветки является наиболее медленным.

Таким образом, в настоящей работе показана возможность описания процессов "проявления" голографических решеток в фоторефрактивных кристаллах в рамках модели зонного переноса, включающей в рассмотрение однократно и двукратно ионизированные доноры и мелкие ловушечные центры.

Список литературы

- [1] М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. СПб (1992). 320 с.
- [2] N.V. Kukhtarev, V.B. Markov, S.G. Odulov, M.S. Soskin, V.L. Vinetskii. *Ferroelectrics* **22**, 949 (1979).
- [3] G.A. Brost, R.A. Motes, J.R. Rotge. *J. Opt. Soc. Am.* **B5**, 1879 (1988).
- [4] K. Buse, E. Krätzig. *Appl. Phys.* **B61**, 27 (1995).
- [5] K. Buse, S. Loheide, D. Sabbert, E. Krätzig. *J. Opt. Soc. Am.* **B13**, 2644 (1996).
- [6] K. Buse. *Appl. Phys.* **B64**, 391 (1997).
- [7] K. Buse. *Appl. Phys.* **B64**, 273 (1997).
- [8] O.V. Kobozev, S.M. Shandarov, A.A. Kamshilin, V.V. Prokofiev. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **1**, 442 (1999).
- [9] A.A. Камшилин, М.П. Петров. *ФТТ* **23**, 10, 3110 (1981).
- [10] S.G. Odoulov, K.V. Shcherbin, A.N. Shumelyuk. *J. Opt. Soc. Am.* **B11**, 1780 (1994).
- [11] M. Miteva, L. Nicolova. *Opt. Commun.* **67**, 192 (1988).
- [12] S. Zhivkova, M. Miteva. *Opt. Commun.* **86**, 449 (1991).
- [13] М.П. Петров, М.Г. Шмелин, Н.О. Шалаевский, В.М. Петров, А.В. Хоменко. *ЖТФ* **55**, 6, 2247 (1985).
- [14] А.И. Грачев. *ФТТ* **41**, 6, 1012 (1999).
- [15] A.I. Grachev, A.A. Kamshilin, O.V. Kobozev, V.V. Prokofiev. *Int. Sci. Conf. "Optics of Crystals" (OC-2000)*. Mazyr, Belarus. Abstracts. P. 17.

Фоторефрактивная решетка вблизи границы кубического кристалла с приложенным электрическим полем

А.М.Кириллов, С.М.Шандаров

В приближении заданного распределения фотовозбужденных электронов в зоне проводимости рассмотрена структура фоторефрактивной решетки вблизи границы кубического кристалла с приложенным внешним постоянным электрическим полем. В рамках данного приближения проведен анализ структур поля пространственного заряда, упругих полей и возмущений тензора диэлектрической проницаемости $\Delta\hat{\epsilon}$ в приповерхностной области кристалла. Показано, что при ориентации вектора решетки вдоль оси $[001]$ кристалла в приграничной области существуют упругие смещения и диагональные элементы тензора $\Delta\hat{\epsilon}$, отсутствующие в объеме образца. Относительные амплитуды упругих деформаций и возмущений диэлектрической проницаемости пропорциональны приложенному полю E_0 и в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ могут достигать $\sim 10^{-6}$ и 10^{-5} соответственно при $E_0 = 10$ кВ/см.

Ключевые слова: фоторефрактивная решетка, поле пространственного заряда, упругие смещения, тензор диэлектрической проницаемости.

Рассмотрим структуру локальных полей фоторефрактивной решетки, возникающих в стационарном режиме у электрически и механически свободной границы кубического кристалла, к которому приложено постоянное электрическое поле, в приближении заданного распределения концентрации фотовозбужденных электронов в зоне проводимости. Ранее локализованные вблизи границы кристалла упругие и электрические поля изучались экспериментально и анализировались теоретически в работах [1–6]. Рассчитаем изменения тензора диэлектрической проницаемости кристалла на частоте световой волны и покажем, что в приповерхностной области присутствуют вариации его диагональных компонент, отсутствующие в объеме кристалла.

Исследуется кубический кристалл симметрии 23, к которому приложено постоянное электрическое поле с напряженностью E_0 вдоль кристаллографического направления $[001]$ (ось z на рис.1). Фоторефрактивная решетка с вектором $\mathbf{k}_g \parallel [001]$ и пространственным периодом $A = 2\pi/k_g$ сформирована в кристалле при симметричной геометрии взаимодействия световых пучков, когда биссектриса угла между ними (ось x) совпадает с нормалью к входной грани (110) образца. Фотовозбуждение электронов с донорных центров в зону проводимости и их перенос вследствие диффузии и дрейфа с последующей рекомбинацией приводят к образованию в кристалле поля пространственного заряда E_{sc} . Анализ этих процессов может быть проведен на основе известных материальных уравнений для модели зонного переноса [7]. В стационарном режиме и в условиях, когда можно пренебречь темновой проводимостью и эффектом насыщения ловушек, концентрация электронов в зоне проводимости линейно связана с интенсивностью света.

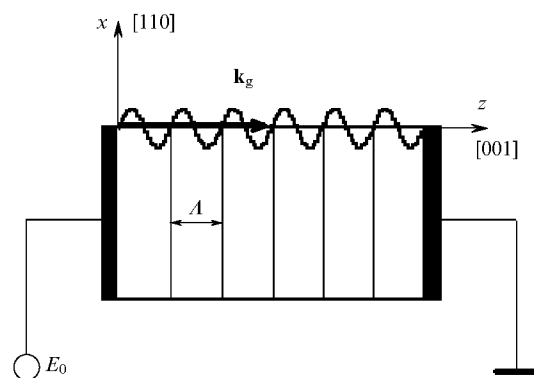


Рис.1. Ориентация кристаллофизических осей и вектора решетки. Кристалл занимает полупространство $x \leq 0$.

Для отыскания двумерного стационарного распределения поля пространственного заряда удобно выразить его через электростатический потенциал в виде $\mathbf{E}_{sc} = -\text{grad}\phi$ и воспользоваться уравнением непрерывности. Анализ показывает, что в рассматриваемом приближении поле пространственного заряда однозначно определяется заданным одномерным распределением электронов в зоне проводимости. В пренебрежении самодифракцией уравнение, описывающее поперечное распределение амплитуды $\varphi_m(x)$ первой пространственной гармоники этого поля в кристалле, может быть получено в виде

$$\frac{\partial^2 \varphi_m}{\partial x^2} - k_g^2 \varphi_m = -m \left(\frac{k_B T}{e} k_g^2 + i k_g E_0 \right) \quad \text{при } x \leq 0, \quad (1)$$

где m – глубина модуляции света в интерференционной картине; k_B – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура; e – элементарный электрический заряд. Учитывая далее распределение потенциала $\varphi_m(x) = C \exp(-k_g x)$ при $x \geq 0$ (вне кристалла), используя условие непрерывности потенциала и отсутствие нормальной составляющей тока на границе $x = 0$, можно показать,

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Россия, 634050 Томск, просп. Ленина, 40; тел.: (7) (3822) 41 38 87, факс: (7) (3822) 41 43 21; электронная почта: shand@stack.ru

Поступила в редакцию 8 июня 1998 г.

что амплитуда поля пространственного заряда в кристалле в данном приближении не зависит от поперечной координаты x . Таким образом, для случая диэлектрической границы в стационарном режиме справедливо использованное в работе [5] приближение заданной решетки электрического поля с постоянной амплитудой, и распределение его потенциала имеет вид

$$\varphi_{in}(z) = \frac{m}{k_g} [E_d \cos(k_g z) - E_0 \sin(k_g z)] \text{ при } x \leq 0, \quad (2)$$

$$\varphi_{out}(z) = \frac{m}{k_g} [E_d \cos(k_g z) - E_0 \sin(k_g z)] \exp(-k_g x) \text{ при } x \geq 0, \quad (3)$$

где $E_d = k_g k_B T / e$ – диффузионное поле.

Для нахождения структуры упругих полей будем исходить из уравнений эластостатики и учтем связь компонент тензора упругих напряжений с электрическим потенциалом и упругими деформациями, определяемую уравнениями состояния пьезокристалла [8]. Принимая далее во внимание ориентацию границы кристалла $x = 0$ и вектора решетки \mathbf{k}_g относительно кристаллофизической системы координат, систему уравнений для составляющих вектора упругого смещения $U_x = (U_1 + U_2) / \sqrt{2}$ и $U_z = U_3$ по нормали к границе и по вектору решетки \mathbf{k}_g соответственно находим в виде

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (C_{11} + C_{12} + 2C_{44}^E) \frac{\partial^2 U_x}{\partial x^2} + \sqrt{2} C_{44}^E \frac{\partial^2 U_x}{\partial z^2} + \sqrt{2} (C_{12} + C_{44}^E) \frac{\partial^2 U_z}{\partial x \partial z} = 0, \quad (4)$$

$$(C_{12} + C_{44}^E) \frac{\partial^2 U_x}{\partial x \partial z} + C_{44}^E \frac{\partial^2 U_z}{\partial x^2} + C_{11} \frac{\partial^2 U_z}{\partial z^2} = 0, \quad (5)$$

где U_1, U_2, U_3 – составляющие вектора упругого смещения в кристаллофизической системе координат; C_{11}, C_{12} и C_{44}^E – модули упругости кристалла. Из системы уравнений (4) и (5) следует, что компоненты упругого поля U_x и U_z , которое создается в кристалле фоторефрактивной решеткой с распределением потенциала, определяемым соотношением (2), могут быть представлены в виде суперпозиции двух парциальных составляющих

$$U_x(x, z) = [U_{x1} \exp(\gamma_1 k_g x) + U_{x2} \exp(\gamma_2 k_g x)] \exp(ik_g z) + \text{компл. сопр.}, \quad (6)$$

$$U_z(x, z) = [U_{z1} \exp(\gamma_1 k_g x) + U_{z2} \exp(\gamma_2 k_g x)] \exp(ik_g z) + \text{компл. сопр.} \quad (7)$$

Постоянные затухания γ_1 и γ_2 и отношения амплитуд U_{x1}/U_{z1} и U_{x2}/U_{z2} этих парциальных составляющих определяются по стандартной методике [3, 4] из системы двух однородных алгебраических уравнений, которая получается при подстановке решений (6) и (7) в уравнения (4) и (5). Характерно, что из этих уравнений не следует связи между упругими и электрическими полями фоторефрактивной решетки для рассматриваемой ориентации кристалла. Однако эта связь однозначно определяется граничными условиями для тензора упругих напряжений T_{ij} [8]

Табл.1.

γ_1	γ_2	U_{x1}/U_{z1}	U_{x2}/U_{z2}
1.99	0.56	-0.276 i	-4.046 i

$$T_{ij} n_j = 0 \text{ при } x = 0, \quad (8)$$

где n_j – направляющие косинусы нормали \mathbf{n} к границе кристалла. Для нашего случая граничные условия принимают вид

$$(C_{11} + C_{12} + 2C_{44}^E) \frac{\partial U_x}{\partial x} + 2C_{12} \frac{\partial U_z}{\partial z} + 2e_{14} \frac{\partial \varphi}{\partial z} = 0 \text{ при } x = 0, \quad (9)$$

$$\frac{\partial U_x}{\partial z} + \frac{\partial U_z}{\partial x} \text{ при } x = 0, \quad (10)$$

где e_{14} – пьезоэлектрическая постоянная. Уравнения (9) и (10) позволяют определить амплитуды парциальных составляющих в решениях (6) и (7) в аналитическом виде или с использованием стандартного математического обеспечения.

Численно проанализируем структуру упругих полей фоторефрактивной решетки в приграничной области кристалла $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$. Постоянные затухания γ_1, γ_2 и отношения амплитуд упругих смещений $U_{x1}/U_{z1}, U_{x2}/U_{z2}$ в парциальных составляющих, рассчитанные с использованием материальных параметров, приведенных в работе [9], представлены в табл.1. Характерно, что упругие смещения для каждой парциальной составляющей затухают в глубину кристалла по экспоненциальному закону, а нормальные к границе упругие смещения U_{x1}, U_{x2} сдвинуты по фазе относительно тангенциальных компонент U_{z1}, U_{z2} на $\pi/2$.

Амплитуды парциальных составляющих U_{x1} и U_{x2} , соответствующих упругим смещениям на границе $x = 0$, представлены в табл.2 для различных пространственных периодов решетки и амплитуд внешнего электрического поля. Мнимые части этих амплитуд определяются диффузией носителей заряда и не зависят ни от периода решетки, ни от амплитуды внешнего поля. Они характеризуют сдвиг решетки поверхностного рельефа относительно интерференционной картины, в данном случае не превышающий $\lambda/10$. Действительная часть амплитуды поверхностного рельефа $\text{Re}(U_{x1} + U_{x2})$ пропорциональна как пространственному периоду фоторефрактивной решетки, так и амплитуде внешнего поля. Отметим, что амплитуды упругих деформаций не зависят от периода решетки и достигают $\sim 10^{-6}$ при напряженности внешнего поля $E_0 = 10$ кВ/см.

Табл.2.

E_0 (кВ/см)	A (мкм)	U_{x1} (м)	U_{x2} (м)
1	3	$-2 \cdot 10^{-14} + 1.1 \cdot 10^{-14} i$	$1.46 \cdot 10^{-13} - 7.9 \cdot 10^{-14} i$
	10	$-6.7 \cdot 10^{-14} + 1.1 \cdot 10^{-14} i$	$4.85 \cdot 10^{-13} - 7.9 \cdot 10^{-14} i$
	30	$-2 \cdot 10^{-13} + 1.1 \cdot 10^{-14} i$	$1.46 \cdot 10^{-12} - 7.9 \cdot 10^{-14} i$
10	3	$-2 \cdot 10^{-13} + 1.1 \cdot 10^{-14} i$	$1.46 \cdot 10^{-12} - 7.9 \cdot 10^{-14} i$
	10	$-6.7 \cdot 10^{-13} + 1.1 \cdot 10^{-14} i$	$4.85 \cdot 10^{-12} - 7.9 \cdot 10^{-14} i$
	30	$-2 \cdot 10^{-12} + 1.1 \cdot 10^{-14} i$	$1.46 \cdot 10^{-11} - 7.9 \cdot 10^{-14} i$

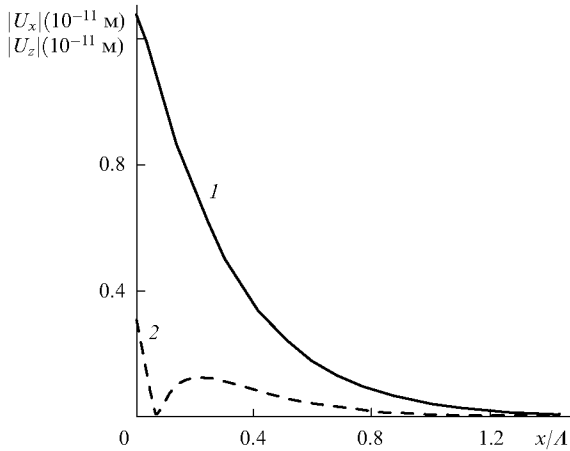


Рис.2. Распределение компонент вектора упругих смещений $|U_x|$ (1) и $|U_z|$ (2) вблизи свободной границы $x = 0$ силиката висмута.

Распределение модулей амплитуд упругих смещений в приповерхностном слое в зависимости от безразмерного параметра x/A представлено на рис.2 для $A = 30$ мкм и $E_0 = 10$ кВ/см. Можно видеть, что поле упругих смещений локализовано в приповерхностном слое и отсутствует в объеме кристалла. Как уже отмечалось выше, связь упругих полей с электрическими в уравнении эластостатики нет, она появляется только в граничных условиях. Следовательно, в данной постановке задачи мы имеем дело с чисто поверхностным эффектом. Обе компоненты вектора упругих смещений максимальны на границе кристалла ($x = 0$) и уменьшаются на порядок на глубине $0.7A$. Модуль компоненты U_z имеет локальный минимум на глубине $x \approx 0.1A$, что связано со сменой знака ее мнимой части.

В рассмотренном нами случае высота поверхностного рельефа, определяемая компонентой U_x , составила $1.3 \cdot 10^{-2}$ нм, что сравнимо с приведенными в работе [5] данными по поверхностному рельефу для фоторефрактивной решетки с вектором $\mathbf{k}_g \parallel [001]$, сформированной за счет диффузии в X-среze ВаТiО₃. Как известно, кристалл ВаТiО₃ (класс симметрии 4mm) имеет лучшие пьезоэлектрические свойства, чем кристалл силиката висмута. Однако благодаря приложению к последнему внешнего поля можно достичь упругих смещений, сравнимых с наблюдаемыми в титанате бария. Следует отметить, что в недавней экспериментальной работе [6] была измерена высота поверхностного рельефа, создаваемого в кристалле Вi₁₂ТiО₂₀ фоторефрактивной решеткой с периодом $A = 100$ мкм при контрасте интерференционной картины $m = 0.876$ и внешнем поле $E_0 = 11$ кВ/см, в геометрии, рассмотренной выше. Наши расчеты дают в этом случае высоту рельефа $h = 0.454$ нм, отличие которой от измеренного значения $h = 0.437$ нм находится в пределах экспериментальной погрешности.

Присутствующие в кристалле электрические и упругие поля фоторефрактивной решетки благодаря электрооптическому и фотоупругому эффектам вызывают на частоте световой волны возмущение тензора диэлектрической проницаемости [8]

$$\Delta \varepsilon_{ij} = -n_0^4 (r_{ijk}^S E_k + p_{ijkl}^E S_{kl}), \quad (11)$$

где n_0 – показатель преломления кристалла в отсутствие внешнего поля; r_{ijk}^S – электрооптические постоянные ме-

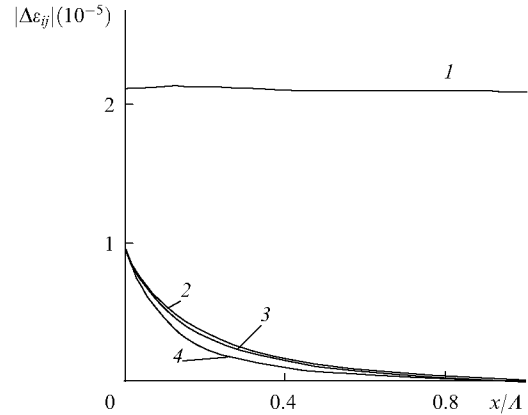


Рис.3. Распределение амплитуд возмущений компонент тензора диэлектрической проницаемости $|\Delta \varepsilon_{12}|$ (1), $|\Delta \varepsilon_{11}|$ (2), $|\Delta \varepsilon_{22}|$ (3), $|\Delta \varepsilon_{33}|$ (4) вблизи свободной границы $x = 0$ силиката висмута.

ханически зажатого кристалла; p_{ijkl}^E – фотоупругие постоянные электрически «закороченного» кристалла.

Анализ возмущений тензора диэлектрической проницаемости $\Delta \hat{\varepsilon}$ показал, что они пропорциональны амплитуде внешнего электрического поля и не зависят от периода фоторефрактивной решетки. Пространственные распределения диагональных компонент $\Delta \varepsilon_{ii}(x)$ и основной компоненты решетки $\Delta \varepsilon_{12}(x)$ (рис.3) рассчитывались с использованием приведенных в работе [9] электрооптических и фотоупругих постоянных для внешнего поля с амплитудой $E_0 = 10$ кВ/см. Диагональные компоненты $\Delta \varepsilon_{11}, \Delta \varepsilon_{22}$ и $\Delta \varepsilon_{33}$ при $x = 0$ сравнимы с наведенной в объеме кристалла компонентой $\Delta \varepsilon_{12}$. В общем случае компоненты $\Delta \varepsilon_{11}, \Delta \varepsilon_{22}, \Delta \varepsilon_{33}$ и $\Delta \varepsilon_{12}$ являются комплексными, но их мнимые части, обусловленные диффузионным полем, примерно на два порядка меньше реальных частей. Хотя недиагональные компоненты $\Delta \varepsilon_{13}, \Delta \varepsilon_{23}$ и отличны от нуля, на границе $x = 0$ они на два порядка меньше, чем амплитуда решетки $\Delta \varepsilon_{12}$.

Наличие диагональных компонент возмущений тензора диэлектрической проницаемости в приграничной области будет приводить к дифракционным процессам, запрещенным для объемной решетки. Например, компонента $\Delta \varepsilon_{33}$ обуславливает связь световых волн, поляризованных вдоль кристаллографического направления $[001]$ (ось z на рис. 1). Ввиду малой толщины возмущенного приповерхностного слоя он не будет оказывать существенного влияния на дифракционные процессы для световых волн, распространяющихся под брэгговским углом к оси x .

Однако рассматриваемое нами распределение интенсивности света может быть создано в кристалле и световыми пучками, биссектриса угла между которыми совпадает с осью y , т.е. пучками, распространяющимися ортогонально оси x . В этом случае приграничная область при $x = 0$, содержащая рассмотренные возмущения $\Delta \varepsilon_{ij}(x)$, может иметь значительный размер в направлении распространения света, что позволяет реализовать эффективное взаимодействие световых пучков на приповерхностной фоторефрактивной решетке. Отметим, что наблюдение приграничной фоторефрактивной решетки может быть реализовано по методике, используемой при изучении дифракции света на поверхностных акустических волнах [10]. В этом случае слой с поверхностной акустической волной зондируется тонким световым пучком вдоль нормали к поверхности среды.

1. Близицев А.В., Петров М.П., Хоменко А.В. *Письма в ЖТФ*, **10**, 1094 (1984).
2. Шандаров С.М. *ЖТФ*, **56**, 583 (1986).
3. Шандаров С.М., Шандаров В.М. *ЖТФ*, **60**, 106 (1990).
4. Шандаров С.М., Буримов Н.И. *Изв. вузов. Сер. Физика*, № 9, 75 (1997).
5. Fogarty G., Cronin-Golomb M. *Optics Letts*, **20**, 2276 (1995).
6. Stepanov S., Korneev N., Gerwens A., Buse K. *Appl.Phys.Letts*, **72**, 879 (1998).
7. Kuhtarev N.V., Markov V.B., Odulov S.G., Soskin M.S., Vinetskii V.L. *Ferroelectrics*, **22**, 949 (1979).
8. Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П. *Основы кристаллофизики* (М., Наука, 1975).
9. Степанов С.И., Хатьков Н.Д., Шандаров С.М. *ФТТ*, **29**, 3054 (1987).
10. Петров Д.В., Яковкин И.Б. *Дифракция света на акустических поверхностных волнах* (Новосибирск, Наука, 1979).

A.M.Kirillov, S.M.Shandarov. Photorefractive grating near the boundary of a cubic crystal with an electric field applied to it.

The structure of a photorefractive grating near the boundary of a cubic crystal with an external constant electric field applied to it is studied in the approximation of the given distribution of photoexcited electrons in the conduction band. The structures of the space charge field, elastic fields, and perturbations of the dielectric constant $\Delta\hat{\epsilon}$ in the near-surface region of a crystal are analysed within the framework of the given approximation. It is shown that in the case where the grating vector is oriented along the [001] axis of the crystal, the near-surface region is characterised by the presence of elastic displacements and diagonal elements of the tensor $\Delta\hat{\epsilon}$, which are absent in the bulk of the crystal. The relative amplitudes of elastic deformations and perturbations of dielectric constant are proportional to the field E_0 applied to the $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ crystal and can reach 10^{-6} and 10^{-5} , respectively, for $E_0 = 10$ kV/cm.

ПОПРАВКИ

А.А.Азаров, В.В.Макаров, Г.Н.Худяков, В.И.Юдин. Электронная перестройка длины волны излучения CO_2 -лазера («Квантовая электроника», 1998, т. 25, № 12, с.1103 – 1104).

В списке литературы на с.1104 пропущена ссылка на работу

3. Управление спектрами молекулярных лазеров. *Труды ФИАН*, **221** (1992),

в связи с чем произошел сбой номеров последующих ссылок. Приводим правильный список литературы:

1. Антонов В.С., Беков Г.И., Большов М.А. и др. *Лазерная аналитическая спектроскопия* (М., Наука, 1986).
2. Бродниковский А.М., Жаров В.П., Коротеев Н.И. *Квантовая электроника*, **12**, 2422 (1985).
3. Управление спектрами молекулярных лазеров. *Труды ФИАН*, **221** (1992).
4. Бродниковский А.М., Богачев М.Б. *ПТЭ*, № 1, 192 (1991).
5. Худяков Г.Н., Макаров В.В., Ишутин А.Н., Кузьмин Ю.Ф., Азаров А.А., Юдин В.И. *ПТЭ*, № 2, 274 (1992).
6. Volodko A.V., Youdin V.I. *Techn.Digest Intern.Conf.Lasers'96* (Portland, USA, 1996, p.3).
7. Ишутин А.Н., Кузьмин Ю.Ф., Макаров В.В., Худяков Г.Н., Юдин В.И. *Патент РФ № 2035812. Изобретения*, № 14 (1995).
8. Якоби Ю.А. *Квантовая электроника*, **8**, 55 (1981).

А.В.Андреев, Р.В.Волков, В.М.Гордиенко, А.М.Дыхне, П.М.Михеев, А.Б.Савельев, Е.В.Ткаля, Р.А.Чалых, О.В.Чутко. Возбуждение низколежащих ядерных уровней в нерелятивистской плотной лазерной плазме («Квантовая электроника», 1999, т. 26, № 1, с.55 – 58).

На с. 56 в табл.1 в третьей строке, в шестом столбце коэффициент внутренней конверсии α для тантала равен 70.5 (вместо напечатанного 2.5).

КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА, т. 26, № 2, 1999

Научные редакторы д.ф.-м.н. Н.В.Кравцов, к.ф.-м.н. Б.Ф.Полковников, к.ф.-м.н. А.С.Семенов

Редакторы М.Л.Гартаницкая, Т.А.Рештакова

Редакторы – операторы ЭВМ М.Б.Балакирева, Т.С.Волохова, А.И.Корнилова, Б.Ф.Полковников

Формат 60 × 88/8. Бумага офсетная № 1. Печать офсетная. Усл.печ.л. 11,76. Уч.-изд.л. 12.17. Тираж 500. Индекс подписки Роспечати 70470.

Цена 50 руб. Издательский № 21149. Заказ № 2306

Набрано и сверстано с использованием редакционно-издательской системы *3B2 Total Publishing System* фирмы «Адвент» («Advent», Суиндон, Великобритания). Отпечатано в московской типографии № 2 РАН, 121099 Москва, Шубинский пер., д. 6

Структура упругих и электрических полей, возникающих вблизи границы кристалла LiNbO_3 при фотогальваническом механизме записи фоторефрактивных решеток

© Н.И. Буримов, С.М. Шандаров

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники,
634050 Томск, Россия

E-mail: bnik@online.tomsk.net, shand@stack.ru

(Поступила в Редакцию 28 апреля 2005 г.)

Рассмотрена структура упругих и электрических полей, возникающих вблизи границы X -среза кристалла ниобата лития при формировании фоторефрактивной решетки с волновым вектором \mathbf{K} , параллельным оси симметрии третьего порядка, за счет фотогальванического эффекта. Приведены результаты численного анализа структуры полей решетки и изменений компонент тензора диэлектрической непроницаемости кристалла на частоте световой волны. Показано, что на фоторефрактивной решетке, сформированной вблизи электрически закороченной границы кристалла ниобата лития, возможно эффективное взаимодействие световых волн с ортогональными поляризациями.

PACS: 73.20.-r, 77.84.Dy, 77.80.Dj

При записи фоторефрактивных решеток вблизи границы нецентросимметричных кристаллов ниобата лития (класс симметрии $3m$) формируются упругие и электрические поля, близкие по своей структуре к трехпарциальной волне рэлеевского типа [1,2]. Вследствие локального характера такие неоднородные поля практически не оказывают влияние на эффекты взаимодействия световых пучков в объеме кристалла, однако в приграничной области они могут играть существенную роль в эффектах модуляции оптических свойств. Так, например, если у поверхности кристалла сформирован оптический волновод, на фоторефрактивной решетке возможно эффективное взаимодействие волновых мод. Авторами работ [1,2] для анализа структуры упругих и электрических полей вблизи свободной и металлизированной границы $y = 0$ кристаллов симметрии $3m$ при ориентации вектора решетки \mathbf{K} вдоль полярной оси z было использовано приближение заданного объемного заряда. Следует отметить, что такое приближение справедливо лишь на начальном участке формирования решетки, когда ее амплитуда и амплитуды локализованных упругих и электрических полей невелики. Приближение заданного электрического поля пространственного заряда, которое было использовано авторами работы [3] при теоретических исследованиях фоторефрактивных решеток поверхностного рельефа в титанате бария в стационарном режиме, справедливо при дрейфовом и диффузионном механизмах переноса заряда и только для кристаллов, граничащих с диэлектрической средой [4,5].

Для сегнетоэлектрических кристаллов ниобата и танталата лития основной вклад в механизм разделения заряда при формировании пропускающих решеток вносит фотогальванический эффект. В случае разомкнутого (изолированного) кристалла в стационарном состоянии несмещенная относительно интерференционной картины компонента решетки, обусловленная фотогальваническим током, отсутствует [6]. Однако в электрически

закороченном вдоль полярной оси кристалле при отсутствии затемненных приэлектродных участков несмещенная компонента поля пространственного заряда пропускающей решетки существенно превышает обусловленную диффузией смещенную составляющую.

В настоящей работе исследуется стационарная структура электрических и упругих полей пропускающей фоторефрактивной решетки вблизи границы кристалла ниобата лития X -среза, электрически закороченного вдоль полярной оси.

1. Поле пространственного заряда фоторефрактивной решетки вблизи границы кристалла

Рассмотрим кристалл симметрии $3m$, в котором сформирована фоторефрактивная решетка пропускающего типа (рис. 1). Будем считать, что вектор \mathbf{K} решетки ориентирован вдоль полярной оси z кристалла, а на его грани $z = 0$ и $z = d$ нанесены электроды 1 и 2, закороченные между собой. Возникающие в образце благодаря пьезоэффекту упругие поля приводят к формированию поверхностного рельефа на границе $x = 0$ и

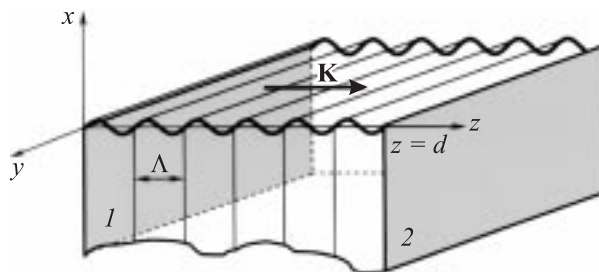


Рис. 1. Фоторефрактивная решетка в X -срезе кристалла ниобата лития, электрически закороченного вдоль оси z .

вносят дополнительный фотоупругий вклад в модуляцию оптических свойств среды.

При анализе распределения электрических и упругих полей фоторефрактивной решетки в рассматриваемом образце пренебрежем эффектами самодифракции и представим распределение интенсивности записывающего света в виде интерференционной картины

$$I(z) = I_0[1 + m \cos(Kz)] \quad (1)$$

с контрастом m , средней интенсивностью I_0 и пространственным периодом $\Lambda = 2\pi/K$, где $K = |\mathbf{K}|$. Полагаем, что основной вклад в проводимость кристалла вносят электроны, возбуждаемые под действием света с примесных центров в зону проводимости. При отсутствии насыщения ловушек концентрация фотовозбужденных электронов линейно связана с интенсивностью света [7]

$$n(z) = S(N_D - N_A)\tau_R I(z), \quad (2)$$

где S и N_D — сечение фотоионизации и концентрация донорных центров, N_A — концентрация компенсирующих акцепторов и τ_R — время рекомбинации электронов. Пренебрегая вкладом диффузии в процессы перераспределения зарядов, примем во внимание составляющую плотности фотогальванического тока вдоль поляриной оси

$$\delta^{ph}(z) = \mathbf{z}^0 \beta I(z), \quad (3)$$

где \mathbf{z}^0 — орт кристаллографической системы координат. Фотогальваническая постоянная кристалла определяется через компоненты фотогальванического тензора как $\beta = \beta_{31}$ и β_{33} при обыкновенной и необыкновенной поляризации взаимодействующих световых волн соответственно.

Распределение электростатического поля фоторефрактивной решетки, устанавливающееся в стационарном режиме, может быть найдено из уравнения непрерывности

$$\text{div}[e n \hat{\mu} \cdot \text{grad} \varphi - \delta^{ph}] = 0, \quad (4)$$

где $\varphi(x, z)$ — электростатический потенциал, $\hat{\mu}$ — тензор подвижности электронов и e — элементарный электрический заряд.

Можно показать, что при короткозамкнутых электродах 1 и 2 ($\varphi_1 = \varphi_2 = 0$) и однородном освещении ($m = 0$) электрическое поле в кристалле отсутствует ($\varphi(x, z) \equiv 0$). Воспользуемся приближением малых контрастов ($m \ll 1$) и примем для простоты, что размер кристалла вдоль оси z удовлетворяет условию $Kd = p\pi$, где $p \gg 1$ — целое число. В этом случае достаточно принять во внимание только первую пространственную гармонику решетки и отыскивать распределение электрического потенциала в виде функции

$$\varphi(x, z) = \varphi_1(x) \sin(Kz), \quad (5)$$

автоматически удовлетворяющей граничным условиям при $z = 0$ и $z = d$.

Подстановка в уравнение (4) $\varphi(x, z)$ позволяет с учетом соотношений (1)–(3) получить уравнение, описывающее в линейном приближении распределение ампли-

туды первой гармоники потенциала фоторефрактивной решетки в кристалле в следующем виде:

$$\frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial x^2} - \frac{\mu_3}{\mu_1} K^2 \varphi_1 = -Km \frac{\beta}{e\mu_1 S(N_D - N_A)\tau_R}, \quad (6)$$

где μ_1 и μ_3 — подвижности электронов вдоль осей x и z .

Решение этого уравнения с учетом условия конечности потенциала при $x \leq 0$ можно записать в виде

$$\varphi_1(x) = \varphi_1^+ \exp\left(\sqrt{\frac{\mu_3}{\mu_1}} Kx\right) + \frac{m\beta}{Ke\mu_3 S(N_D - N_A)\tau_R}, \quad (7)$$

где постоянная интегрирования φ_1^+ должна быть определена из граничных условий. Распределение потенциала вне кристалла в случае диэлектрической границы $x = 0$ имеет вид

$$\varphi_{1d}(x) = \varphi^0 \exp(-Kx) \quad \text{при } x \geq 0,$$

где φ^0 — амплитуда потенциала при $x = 0$. Используя условия отсутствия нормальной составляющей тока и непрерывности потенциала при $x = 0$, получаем

$$\varphi_d^{in}(x, z) = \frac{m\beta}{Ke\mu_3 S(N_D - N_A)\tau_R} \sin(Kz) \quad \text{при } x \leq 0, \quad (8)$$

$$\varphi_d^{out}(x, z) = \frac{m\beta}{Ke\mu_3 S(N_D - N_A)\tau_R} \times \exp(-Kx) \sin(Kz) \quad \text{при } x \geq 0, \quad (9)$$

Таким образом, для диэлектрической границы кристалла в стационарном режиме при рассмотренных выше условиях справедливо использованное в работах [4,5] приближение заданной решетки электрического поля с постоянной амплитудой. На электрически закороченной („металлизированной“) границе $x = 0$ потенциал обращается в нуль, и его распределение внутри кристалла имеет вид

$$\varphi_m^{in}(x, z) = \left[1 - \exp\left(\sqrt{\frac{\mu_3}{\mu_1}} Kx\right)\right] \times \frac{m\beta}{Ke\mu_3 S(N_D - N_A)\tau_R} \sin(Kz) \quad \text{при } x \leq 0. \quad (10)$$

2. Упругие поля фоторефрактивной решетки

Для отыскания структуры упругих полей, возникающих вблизи границы $x = 0$ кристалла симметрии $3m$, при записи фоторефрактивной решетки за счет фотогальванического эффекта воспользуемся уравнениями эластостатики [8]

$$\frac{\partial}{\partial x_j} T_{ij} = 0, \quad (11)$$

где

$$\frac{\partial}{\partial x_j} = n_j \frac{\partial}{\partial x} + m_j \frac{\partial}{\partial z};$$

n_j и m_j — направляющие косинусы нормали к границе кристалла и вектора решетки соответственно; T_{ij} — компоненты тензора упругих напряжений, связь которых

с электрическим потенциалом и упругими деформациями определяется уравнениями состояния пьезокристалла [8].

Для рассматриваемой ориентации границы $x = 0$ и вектора решеток \mathbf{K} относительно кристаллофизической системы координат система уравнений (11) с учетом симметрии тензоров модулей упругости \hat{c} и пьезоэлектрических констант \hat{e} , а также полученных выше выражений для потенциала (8) и (10), принимает следующий вид:

$$\begin{aligned} & c_{11}^E \frac{\partial^2 u_1}{\partial x^2} + c_{44}^E \frac{\partial^2 u_1}{\partial z^2} + c_{14}^E \frac{\partial^2 u_2}{\partial x \partial z} \\ & + (c_{13}^E + c_{44}^E) \frac{\partial^2 u_3}{\partial x \partial z} = -(e_{15} + e_{31}) \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x \partial z}, \\ & 2c_{11}^E \frac{\partial^2 u_1}{\partial x \partial z} + c_{66}^E \frac{\partial^2 u_2}{\partial x^2} + c_{44}^E \frac{\partial^2 u_2}{\partial z^2} + c_{14}^E \frac{\partial^2 u_3}{\partial x^2} = e_{22} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2}, \\ & (c_{13}^E + c_{44}^E) \frac{\partial^2 u_1}{\partial x \partial z} + c_{14}^E \frac{\partial^2 u_2}{\partial x^2} + c_{44}^E \frac{\partial^2 u_3}{\partial x^2} + c_{33}^E \frac{\partial^2 u_3}{\partial z^2} \\ & = - \left(e_{15} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + e_{33} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} \right), \end{aligned} \quad (12)$$

где u_j — составляющие вектора упругого смещения в кристаллофизических координатах, а c_{mn}^E и e_{jm} — модули упругости электрически закороченного кристалла и его пьезоэлектрические константы в матричных обозначениях.

Решение системы дифференциальных уравнений (12) может быть получено в виде

$$u_k(x, z) = \frac{1}{2} U_k(x) \exp(iKz) + \text{с.с.} \quad (13)$$

Подставляя решения для потенциала (8), (10) и компонент вектора упругого смещения (13) в систему уравнений (12), получаем уравнения для поперечных распределений компонент вектора $U_k(x)$ при диэлектрической границе

$$\begin{aligned} & c_{11}^E \frac{\partial^2 U_1}{\partial x^2} - K^2 c_{44}^E U_1 + 2iKc_{14}^E \frac{\partial U_2}{\partial x} \\ & + iK(c_{13}^E + c_{44}^E) \frac{\partial U_3}{\partial x} = 0, \\ & 2iKc_{14}^E \frac{\partial U_1}{\partial x} + c_{66}^E \frac{\partial^2 U_2}{\partial x^2} - K^2 c_{44}^E U_2 + c_{14}^E \frac{\partial^2 U_3}{\partial x^2} = 0, \\ & iK(c_{13}^E + c_{44}^E) \frac{\partial U_1}{\partial x} + c_{14}^E \frac{\partial^2 U_2}{\partial x^2} \\ & + c_{44}^E \frac{\partial^2 U_3}{\partial x^2} - K^2 c_{33}^E U_3 = -iKme_{33}E_{ph} \end{aligned} \quad (14)$$

и электрически закороченной границе кристалла

$$\begin{aligned} & c_{11}^E \frac{\partial^2 U_1}{\partial x^2} - K^2 c_{44}^E U_1 + 2iKc_{14}^E \frac{\partial U_2}{\partial x} + iK(c_{13}^E + c_{44}^E) \frac{\partial U_3}{\partial x} \\ & = K \sqrt{\frac{\mu_3}{\mu_1}} m(e_{15} + e_{31}) E_{ph} \exp\left(\sqrt{\frac{\mu_3}{\mu_1}} Kx\right), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & 2iKc_{14}^E \frac{\partial U_1}{\partial x} + c_{66}^E \frac{\partial^2 U_2}{\partial x^2} - K^2 c_{44}^E U_2 \\ & + c_{14}^E \frac{\partial^2 U_3}{\partial x^2} = i \frac{\mu_3}{\mu_1} Kme_{22}E_{ph} \exp\left(\sqrt{\frac{\mu_3}{\mu_1}} Kx\right), \\ & iK(c_{13}^E + c_{44}^E) \frac{\partial U_1}{\partial x} + c_{14}^E \frac{\partial^2 U_2}{\partial x^2} + c_{44}^E \frac{\partial^2 U_3}{\partial x^2} - K^2 c_{33}^E U_3 \\ & = -iKme_{ph} \left[e_{33} + \left(\frac{\mu_3}{\mu_1} e_{15} - e_{33} \right) \exp\left(\sqrt{\frac{\mu_3}{\mu_1}} Kx\right) \right]. \end{aligned} \quad (15)$$

В данных выражениях $E_{ph} = \beta(e\mu_3 S(N_D - N_A)\tau_R)^{-1}$ — амплитуда объемной составляющей поля внутри кристалла.

Частное решение системы уравнений (14) представляет параллельную вектору \mathbf{K} компоненту вектора упругого смещения и дает амплитуду существующей во всем объеме кристалла парциальной решетки в виде

$$U_3^{Vd} = \frac{ie_{33}m\beta}{c_{33}^E K e \mu_3 S(N_D - N_A)\tau_R}. \quad (16)$$

Для случая электрически закороченной границы (см. уравнение (15)) дополнительно к объемной решетке с амплитудой, определяемой уравнением (16), в кристалле из-за неоднородного распределения электрического потенциала индуцируются решетки с амплитудами

$$U_k^{in}(x) = U_k^0 \exp\left(\sqrt{\frac{\mu_3}{\mu_1}} Kx\right). \quad (17)$$

Амплитуды индуцированных приграничных компонент U_1^0, U_2^0, U_3^0 можно легко найти из системы уравнений (15). Полученные выражения достаточно громоздки, поэтому они для простоты изложения материала не приводятся.

Общее решение систем однородных дифференциальных уравнений с постоянными коэффициентами (14) и (15), совпадающих для диэлектрической и электрически закороченной границ, с учетом условия конечности при $x < 0$

$$U_k(x) = U_k^g \exp(\gamma Kx), \quad (18)$$

где γ — постоянная затухания, позволяет получить систему алгебраических уравнений относительно амплитуд парциальных составляющих компонент вектора упругого смещения u_k^g

$$\begin{aligned} & (c_{11}^E \gamma^2 - c_{44}^E) U_1^g + 2i\gamma c_{14}^E U_2^g + i\gamma(c_{13}^E + c_{44}^E) U_3^g = 0, \\ & 2i\gamma c_{14}^E U_1^g + (\gamma^2 c_{66}^E - c_{44}^E) U_2^g + \gamma^2 c_{14}^E U_3^g = 0, \\ & i\gamma(c_{13}^E + c_{44}^E) U_1^g + \gamma^2 c_{14}^E U_2^g + (\gamma^2 c_{44}^E - c_{33}^E) U_3^g = 0. \end{aligned} \quad (19)$$

Условие нетривиальной разрешимости системы уравнений (18) позволяет найти постоянные затухания γ из соответствующего уравнения шестой степени. Из шести корней этого уравнения физический смысл имеют три корня γ_j с положительной действительной частью, так что компоненты вектора упругого смещения удовлетворяют условию конечности при $x < 0$.

Подставляя полученные значения γ_j в (18), можно для каждой парциальной составляющей определить компоненты вектора упругого смещения $U_k^{g(j)}$ через одну из них, например $U_3^{g(j)}$. В таблице приведены значения постоянных затухания γ_j и нормированных таким образом компонент вектора упругого смещения $U_1^{g(j)}$ и $U_2^{g(j)}$ для собственных парциальных составляющих упругого поля фоторефрактивной решетки при рассматриваемой ориентации кристалла LiNbO_3 . В расчетах использовались его материальные константы из работы [9].

Таким образом, распределение компонент вектора упругого смещения в упругом поле, сопровождающем фоторефрактивную решетку с ориентированным вдоль полярной оси вектором \mathbf{K} , у электрически закороченной границы $x = 0$ кристалла симметрии $3m$ имеет вид

$$\begin{aligned}
 u_1(x, z) &= \frac{1}{2} \left[U_1^0 \exp\left(\sqrt{\frac{\mu_3}{\mu_1}} Kx\right) + \sum_{j=1}^3 A_j U_1^{g(j)} \exp(\gamma_j Kx) \right] \exp(iKz) + \text{с. с.}, \\
 u_2(x, z) &= \frac{1}{2} \left[U_2^0 \exp\left(\sqrt{\frac{\mu_3}{\mu_1}} Kx\right) + \sum_{j=1}^3 A_j U_2^{g(j)} \exp(\gamma_j Kx) \right] \exp(iKz) + \text{с. с.}, \\
 u_3(x, z) &= \frac{1}{2} \left[U_3^{vd} + U_3^0 \exp\left(\sqrt{\frac{\mu_3}{\mu_1}} Kx\right) + \sum_{j=1}^3 A_j \exp(\gamma_j Kx) \right] \exp(iKz) + \text{с. с.} \quad (20)
 \end{aligned}$$

В случае диэлектрической границы кристалла распределение компонент вектора упругого смещения можно получить из соотношений (20), приравнявая в них амплитуды индуцированных составляющих U_1^0 , U_2^0 и U_3^0 к нулю.

Амплитудные множители A_j определяются с использованием граничных условий для упругих напряжений $T_{i1} = 0$ при $x = 0$, которые в рассматриваемом случае имеют вид

$$\begin{aligned}
 c_{11}^E \frac{\partial u_1}{\partial x} + c_{14}^E \frac{\partial u_2}{\partial z} + c_{13}^E \frac{\partial u_3}{\partial z} + e_{31} \frac{\partial \varphi}{\partial z} &= 0, \\
 c_{14}^E \frac{\partial u_1}{\partial z} + c_{66}^E \frac{\partial u_2}{\partial x} + c_{14}^E \frac{\partial u_3}{\partial x} - e_{22} \frac{\partial \varphi}{\partial x} &= 0, \\
 c_{44}^E \frac{\partial u_1}{\partial z} + c_{14}^E \frac{\partial u_2}{\partial x} + c_{44}^E \frac{\partial u_3}{\partial x} + e_{15} \frac{\partial \varphi}{\partial x} &= 0, \quad \text{при } x = 0.
 \end{aligned} \quad (21)$$

Подстановка выражения для потенциала ((8) — для диэлектрической границы или (10) — для металлизированной границы кристалла $x = 0$) и соотношений (20)

Постоянные затухания γ_j и нормированные компоненты вектора упругого смещения $U_1^{g(j)}$ и $U_2^{g(j)}$ для собственных парциальных составляющих упругого поля фоторефрактивной решетки

j	γ_j	$U_1^{g(j)}$	$U_2^{g(j)}$
1	$0.7883 - i0.0686$	$-0.2757 + i1.8402$	$1.6224 - i0.8313$
2	$0.7883 + i0.0686$	$0.2757 + i1.8402$	$1.6224 + i0.8313$
3	1.591	$i0.4555$	-0.2712

для компонент вектора упругих смещений в уравнения (21) и применение численной методики, используемой в теории поверхностных акустических волн [10], позволяет вычислить коэффициенты A_j .

Изложенные выше методики определения коэффициентов A_j и амплитуд индуцированных приграничных компонент U_1^0 , U_2^0 и U_3^0 для различных пространственных периодов, постоянных γ_j и нормированных компонент парциальных составляющих $U_1^{g(j)}$ и $U_2^{g(j)}$ дают возможность с помощью уравнений (8)–(10), (20) и (16) полностью описать структуру электрических и упругих полей фоторефрактивной решетки.

3. Структура электрических и упругих полей фоторефрактивной решетки для X-среза ниобата лития

Рассмотрим в качестве характерного примера фоторефрактивную решетку с пространственным периодом $\Lambda = 20 \mu\text{m}$, сформированную интерференционной картиной с контрастом $m = 0.1$ в кристалле ниобата лития при $E_{ph} = 10^7 \text{ V/m}$ и $\mu_1/\mu_3 = 1$. Распределения электрических и упругих полей, создаваемых данной решеткой, показаны на рис. 2. Как следует из уравнения (8), электрическое поле фоторефрактивной решетки в кристалле ниобата лития с диэлектрической границей имеет единственную составляющую $E_z = -mE_{ph}$, направленную по вектору \mathbf{K} и не зависящую от координаты x , нормальной к границе (рис. 2, *a*). В приповерхностной области кристалла с металлизированной границей (см. формулу (10)) существует и нормальная к ней компонента E_x . Как видно из рис. 2, *b*, она сравнима по величине с основной компонентой решетки E_z для $x < \Lambda/4$.

Приповерхностные упругие поля для рассматриваемой фоторефрактивной решетки, определяемые общим соотношением (20), были рассчитаны с использованием данных таблицы по описанной выше методике. В случае диэлектрической границы (рис. 2, *a*) амплитуда направленной по вектору решетки основной компоненты вектора упругого смещения u_3 , существующей и в объеме кристалла, достигает максимума на глубине $\sim 0.2\Lambda$. Далее к границе она падает и при $x = 0$ имеет меньшее значение, чем амплитуда объемной составляющей U_3^{vd} .

Сильное влияние диэлектрической границы на структуру упругих полей фоторефрактивной решетки про-

является в том, что в приповерхностной области существует нормальная к границе и сдвинутая по фазе на $\pi/2$ относительно u_3 компонента смещения u_1 , обеспечивающая появление поверхностного рельефа (рис. 1). В рассматриваемом случае высота рельефа, равная удвоенной амплитуде компоненты u_1 при $x = 0$, составляет ~ 47 нм. Оценка с использованием известных соотношений [11] показывает, что это соответствует рельефу, создаваемому поверхностной акустической волной с мощностью 0.7 мВт, возбуждаемой в YZ-срезе ниобата лития преобразователем с апертурой 5 мм. Амплитуда тангенциальной к границе и ортогональной к вектору решетки составляющей упругого смещения u_2 также отлична от нуля в приповерхностной области, но ее максимальное значение на порядок меньше, чем для синфазной с ней основной компоненты u_3 .

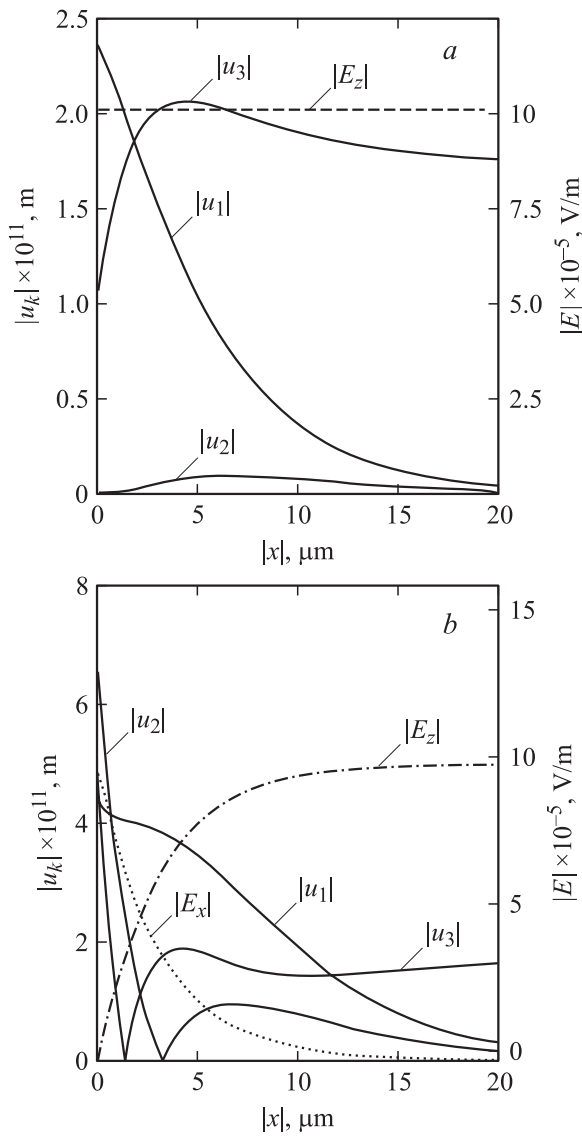


Рис. 2. Поперечные распределения компонент вектора напряженности электрического поля и вектора упругих смещений фоторефрактивной решетки для кристалла с диэлектрической (а) и металлизированной (б) границей $x = 0$.

В кристалле с металлизированной границей (рис. 2, б) существующая в объеме компонента упругого смещения u_3 вблизи нее испытывает заметные колебания амплитуды, изменяя знак на глубине $\sim \Lambda/15$. Характерно, что амплитуды всех составляющих вектора упругого смещения на металлизированной границе $x = 0$ близки по величине и существенно превосходят объемное значение U_3^{Vd} . Создаваемый в этом случае решеткой поверхностный рельеф имеет высоту ~ 87 нм, а вызывающая его появление составляющая упругого смещения u_1 , сдвинутая по фазе при $|x| < \Lambda/15$ относительно компоненты u_3 на $\pi/2$, знак не изменяет. Отметим, что для касательной к границе и ортогональной к вектору решетки компоненты u_2 в рассматриваемом случае наблюдаются колебания амплитуды и изменение знака на противоположный на глубине $\sim \Lambda/6$. Для приповерхностной области $|x| < \Lambda/15$ и при $|x| > \Lambda/6$ компоненты u_2 и u_3 являются противофазными.

4. Модуляция оптических свойств X-среза ниобата лития фоторефрактивной решеткой

Электрические и упругие поля фоторефрактивной решетки модулируют тензор диэлектрической непроницаемости кристалла B_{mn} на частоте световой волны за счет электрооптического и фотоупругого эффектов [8]

$$\Delta B_{mn} = r_{mnp}^S E_p + p_{mnkl}^E S_{kl}, \quad (22)$$

где r_{mnp}^S — электрооптические постоянные механически зажатого кристалла, p_{mnkl}^E — фотоупругие постоянные электрически закороченного кристалла, S_{kl} — компоненты тензора упругих деформаций. Используя значения электрооптических и фотоупругих постоянных из работ [11,12], мы провели численные расчеты распределений для амплитуд возмущений ΔB_{mn} , создаваемых решеткой в приграничной области X-среза ниобата лития. Эти распределения для рассмотренных выше случаев диэлектрической и металлизированной границы представлены на рис. 3.

Диэлектрическая граница (рис. 3, а) оказывает слабое влияние на существующие и в объеме кристалла диагональные компоненты ΔB_{11} , ΔB_{22} и ΔB_{33} , пространственные зависимости которых от координаты z являются синфазными с интерференционной картиной. Изменения амплитуд этих компонент обусловлены исключительно фотоупругим вкладом и не превосходят нескольких процентов. Фотоупругий эффект приводит и к появлению в приграничной области возмущений недиагональных компонент тензора диэлектрической непроницаемости ΔB_{12} и ΔB_{13} , сдвинутых относительно интерференционной картины на четверть пространственного периода, а также синфазной с ней компоненты ΔB_{23} . Амплитуда недиагональных компонент примерно на порядок меньше, чем для диагональных составляющих, однако их присутствие может привести к качественно новым эффектам, таким

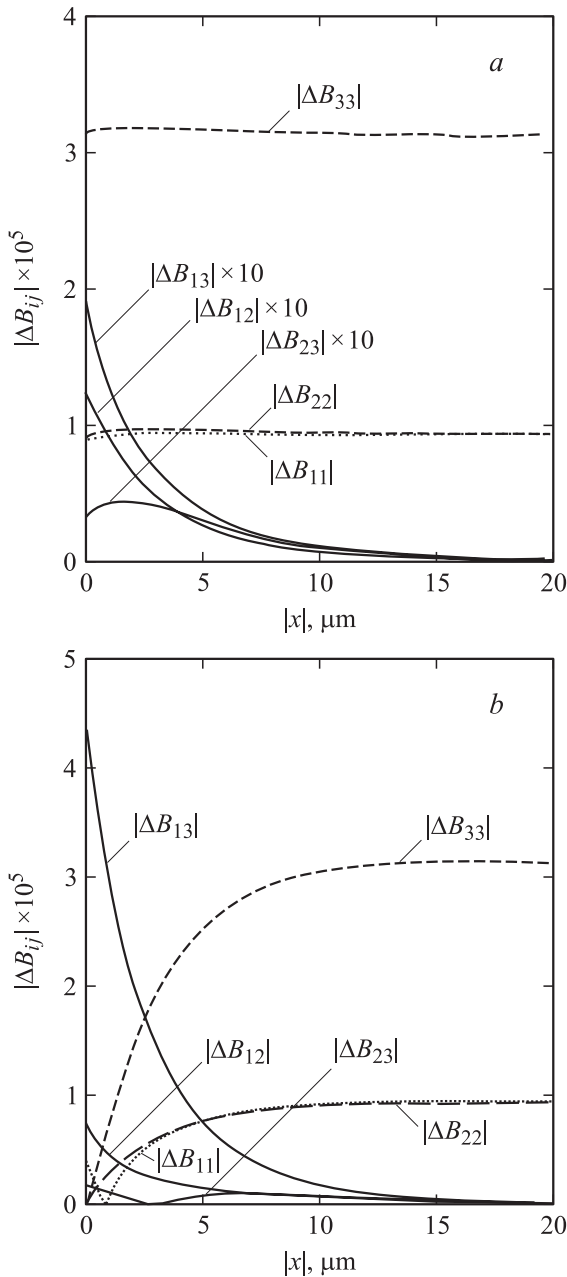


Рис. 3. Поперечные распределения возмущений компонент тензора диэлектрической непроницаемости ΔB_{ij} фоторефрактивной решеткой для кристалла с диэлектрической (а) и металлизированной (б) границей $x = 0$.

как дифракция и рассеяние света в приграничной области в волны с поляризацией, ортогональной к исходной.

В кристалле с металлизированной границей (рис. 3, б) наблюдается быстрое уменьшение амплитуд возмущения диагональных компонент тензора диэлектрической непроницаемости в приповерхностной области кристалла, связанное в первую очередь с характером поведения основной составляющей E_z электрического поля решетки (ср. с рис. 2, б). В непосредственной близости от границы диагональная компонента ΔB_{11} изменяет знак, поскольку отрицательный фотоупругий вклад превышает

здесь его электрооптическую часть. Наличие нормальной к металлизированной границе компоненты электрического поля вызывает появление возмущений ΔB_{13} и ΔB_{12} , сдвинутых на $\Lambda/4$ относительно интерференционной картины, как и в случае диэлектрической границы. Такой же по знаку фотоупругий вклад, как и его электрооптическая часть, приводит к существенному увеличению амплитуды компоненты ΔB_{13} в приграничной области, где она превосходит основную компоненту решетки ΔB_{33} в объеме кристалла. Синфазная с интерференционной картиной составляющая возмущений ΔB_{23} , обусловленная исключительно фотоупругим эффектом, имеет минимальную амплитуду.

5. Заключение

В данной работе проведен анализ структуры электрических и упругих полей пропускающей фоторефрактивной решетки, сформированной за счет фотогальванического эффекта в кристалле ниобата лития X-среза, электрически закороченном вдоль полярной оси. Показано, что в стационарных условиях вблизи диэлектрической и металлизированной границ $x = 0$ присутствуют возмущения недиагональных компонент тензора диэлектрической непроницаемости кристалла фоторефрактивной решеткой. Это может приводить к качественно новым оптическим эффектам в приграничной области, таким как дифракция и рассеяние света в волны с поляризацией, ортогональной к исходной. Получено, что амплитуда возмущений недиагональной компоненты ΔB_{13} вблизи металлизированной границы превосходит амплитуду основной компоненты решетки ΔB_{33} , существующей в объеме кристалла.

Список литературы

- [1] С.М. Шандаров, В.М. Шандаров. ЖТФ **60**, 2, 106 (1990).
- [2] С.М. Шандаров, Н.И. Буримов. Изв. вузов. Сер. Физика **40**, 9, 75 (1997).
- [3] G. Fogarty, M. Cronin-Golomb. Optics Lett. **20**, 22, 2276 (1995).
- [4] А.М. Кириллов, С.М. Шандаров. Квантовая электрон. **26**, 2, 185 (1999).
- [5] А.М. Кириллов, С.М. Шандаров, Н.И. Буримов. Письма в ЖТФ **25**, 17, 74 (1999).
- [6] Б.И. Стурман, В.М. Фридкин. Фотогальванический эффект в средах без центра симметрии и родственные явления. Наука, М. (1992). 208 с.
- [7] М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. Наука, СПб (1992). 317 с.
- [8] Ю.И. Сиротин, М.П. Шаскольская. Основы кристаллофизики. Наука, М. (1975). 640 с.
- [9] R.T. Smith, F.S. Welsh. J. Appl. Phys. **42**, 6, 2219 (1971).
- [10] И.Б. Яковкин, Д.В. Петров. Дифракция света на акустических поверхностных волнах. Наука, Новосибирск (1975). 184 с.
- [11] Л.П. Авакянц, Д.Ф. Киселев, Н.Н. Щитов. ФТТ **18**, 6, 1547 (1976).
- [12] E.U. Turner. Appl. Phys. Lett. **8**, 303 (1966).

М.В. МОНАХОВА, Д.А. ЕВСЕЕВА, В.М. ШАНДАРОВ

ПРОЕКЦИОННОЕ ИНДУЦИРОВАНИЕ ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ ФАЗОВЫХ ТРАНСПАРАНТОВ В НИОБАТЕ ЛИТИЯ ДЛЯ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ МОД ГАУССОВЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ¹

Экспериментально исследуются изменения профилей интенсивности лазерных пучков, прошедших через фазовые транспаранты, оптически индуцированные в фоторефрактивных образцах ниобата лития с использованием проекционной оптической схемы.

Ключевые слова: лазерный пучок, фазовые транспаранты, проекционная оптическая схема, ниобат лития.

Преобразование профилей лазерных пучков представляет особый интерес в плане их практических приложений. Для этого могут использоваться как стационарные, так и реконфигурируемые оптические элементы [1, 2]. Последние могут формироваться в фоторефрактивных материалах двумя способами: проекционным и контактным оптическим индуцированием [3]. Проекционный способ обладает большей гибкостью, он позволяет формировать фазовые оптические транспаранты сложной конфигурации с масштабированием размеров. Целью данной работы явилось исследование возможности проекционного оптического индуцирования фазовых элементов для преобразования мод гауссовых лазерных пучков в фоторефрактивных образцах ниобата лития (LiNbO_3).

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Для формирования фазовых транспарантов используется некогерентное излучение мощного светодиода 1 со средней длиной волны $\lambda=455$ нм (мощность 0,5 Вт) или когерентное излучение твердотельного лазера на YAG:Nd^{3+} с удвоением частоты ($\lambda=532$ нм, мощность 50 мВт). Необходимая апертура близкого к параллельному светового пучка обеспечивается конденсором или коллиматором 2 для излучения светодиода или лазерного излучения соответственно. Этот пучок освещает амплитудную маску 3, изображение которой с помощью цилиндрической линзы 4 с фокусным расстоянием 10 см проецируется на поверхность образца LiNbO_3 5. Расстояния от амплитудного транспаранта до линзы и от линзы до экспонируемого образца определялись исходя из требуемого масштаба изображения. Фазовый транспарант представляет собой область кристаллического образца с изменением показателя преломления, обеспечивающим полуволновое изменение оптической длины пути света в сравнении с ее величиной в других областях образца.

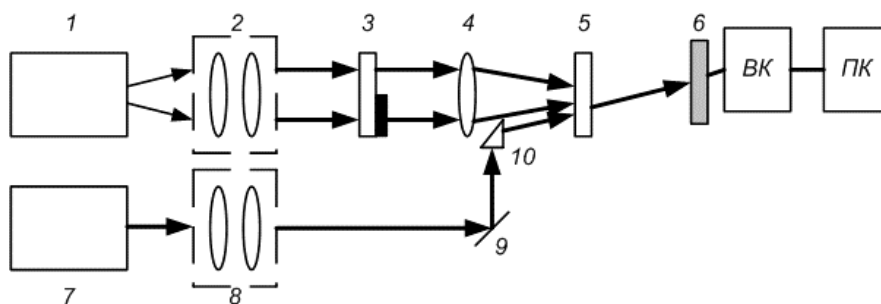


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – светодиод или твердотельный лазер; 2 – конденсор (или коллиматор); 3 – амплитудная маска; 4 – цилиндрическая линза; 5 – образец LiNbO_3 ; 6 – фильтр; 7 – He-Ne-лазер; 8 – коллиматор; 9, 10 – призмы; ВК – видеокамера; ПК – персональный компьютер

Модуляция показателя преломления достигается путем экспонирования образца 5 световым полем с неоднородным распределением интенсивности, задаваемым топологией амплитудной маски. Время экспонирования составляло в разных экспериментах от 20 до 70 мин. Для контроля в реальном времени величины изменения показателя преломления в экспонируемой области в экспериментах используется излучение гелий-неонового лазера 7 с $\lambda=633$ нм, коллимированный пучок которого с поляризацией, соответствующей необыкновенной волне в кристалле, зондирует область образца с границей света и тени. Распределение интенсивности в поперечном сечении прошедшего пучка визуализируется с помощью видеокамеры (ВК) и персонального компьютера (ПК). В экспериментах топология индуцируемого фазового транспаранта задавалась амплитудными масками в виде края непрозрачного экрана и узкой непрозрачной полоски, размещаемых так, чтобы граница областей пропускания и непропускания

¹ Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (НИР РНП.2.1.1.429, НИР по госконтракту № 02.740.11.0553).

была перпендикулярна направлению оптической оси кристалла. Маска в виде края непрозрачного экрана предназначалась для формирования фазового элемента, преобразующего фундаментальный гауссов пучок в гауссову моду первого порядка, а маска в виде узкой непрозрачной полоски – в гауссов пучок второго порядка.

Некоторые из полученных результатов представлены на рис. 2 и 3. Изображения на рис. 2 иллюстрируют распределения интенсивности света в зондирующем пучке, прошедшем через образец до начала экспонирования и после индуцирования в нем фазового транспаранта с одним скачком фазы по поперечному сечению этого пучка. Легированный медью образец LiNbO_3 с толщиной 2 мм экспонировался излучением светодиода со средней интенсивностью ~ 70 мВт/см² в течение 70 мин. Профиль интенсивности прошедшего пучка (рис. 2, б) достаточно хорошо соответствует первой моде гауссова пучка. На рис. 3 представлены профили интенсивности зондирующего пучка, проходящего через фазовый транспарант в виде полоски с шириной, близкой к полуширине пучка. Для индуцирования транспаранта использовалось когерентное излучение с $\lambda=532$ нм и средней интенсивностью ~ 7 мВт/см², время экспонирования составило 40 мин. В данном случае поверхностная область образца LiNbO_3 X-среза была легирована комбинацией ионов Fe и Cu путем термической диффузии, так что толщина фоторефрактивного слоя составляла ~ 50 мкм. Можно видеть, что профиль интенсивности на рис. 3, б далек от соответствующего второй моде гауссова пучка вследствие интерференционных эффектов и неоптимального соотношения поперечных размеров фазового транспаранта и зондирующего пучка.

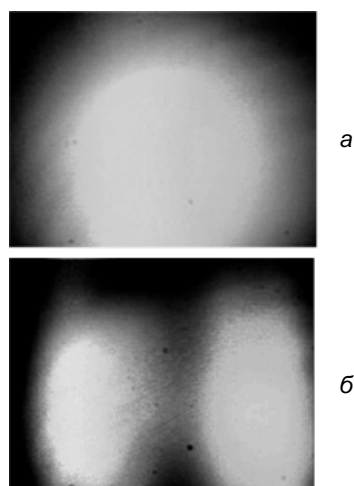


Рис. 2. Распределения интенсивности в прошедшем зондирующем пучке для фазового транспаранта, перекрывающего половину его апертуры: а – до экспонирования; б – после экспонирования образца

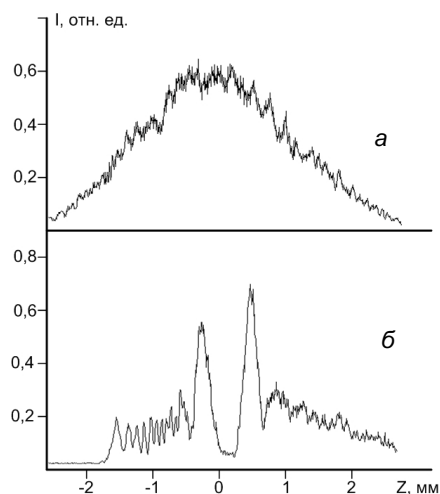


Рис. 3. Профили интенсивности в прошедшем зондирующем пучке для фазового транспаранта в виде узкой полоски: а – до экспонирования; б – после экспонирования образца

Результаты экспериментов показывают, что проекционный оптический метод позволяет реализовать оптически реконфигурируемые фазовые транспаранты на основе фоторефрактивного ниобата лития для модификации профилей когерентных световых пучков.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ishaaya A.A., Machavariani G., Davidson N., et al. // Opt. Lett. – 2003. – V. 28. – No. 7. – P. 504-506.
2. Gabriel Molina-Terriza and Lluís Torner // Opt. Lett. – 2001. – V. 26. – P. 154-156.
3. Гусев А.В., Каншу А.В., Шандарова К.В. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2008. – № 9. – С. 57-62.
4. Яри в А., Ю х П. Оптические волны в кристаллах. – М.: Мир, 1987. – 616 с.

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, г. Томск, Россия

Поступила в редакцию 24.06.10.

Монахова Марьяна Викторовна, студентка;
Евсеева Дарья Александровна, студентка;

**ФОТОИНДУЦИРОВАННЫЕ ЭФФЕКТЫ И
ТЕРМОИНДУЦИРОВАННЫЕ ЯВЛЕНИЯ
В КРИСТАЛЛАХ**

**ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ,
НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ СРЕДЫ
И СИСТЕМЫ РЕГИСТРАЦИИ ИНФОРМАЦИИ**

УДК 535.417

**ДИНАМИКА ФОТОИНДУЦИРОВАННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА
В КРИСТАЛЛАХ ТИТАНАТА ВИСМУТА**

© 2008 г. С. М. Шандаров, А. Е. Мандель, М. Г. Кистенева, В. И. Иткин, А. С. Вишнев

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники
634050, Томск, просп. Ленина, 40

E-mail: shand@stack.ru

Поступила в редакцию 06.11.2007 г.

Облучение фоторефрактивных кристаллов титаната висмута ($\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$) светом из видимой и ближней ИК-областей приводит к обратимому изменению оптического поглощения, причиной которого считается перезарядка дефектных центров с различными сечениями фотоионизации [1–5]. Легирование является эффективным способом воздействия на фоторефрактивные и фотохромные характеристики кристаллов титаната висмута [5–8].

В настоящей работе изучалась динамика фотоиндуцированного поглощения в легированных кристаллах титаната висмута при их облучении квазимонохроматическим светом полупроводниковых светодиодов на длинах волн $\lambda = 870, 660, 570$ и 505 нм.

Эксперименты проводились с монокристаллами титаната висмута, легированными Cu (0.04 вес. % Cu), Fe + Cu (0.04 вес. % Fe + 0.004 вес. % Cu), Cu + Co (0.0022 вес. % Cu + 0.0015 вес. % Co), Co + Cu (0.001 вес. % Co + 0.001 вес. % Cu), по методике [4].

При облучении кристаллов светом с длиной волны 870 нм изменения в поглощении для всех кристаллов были оценены как $\Delta\alpha < 0.1 \text{ см}^{-1}$. Временная эволюция изменений коэффициента поглощения кристаллов титаната висмута для излучения с длинами волн $\lambda \approx 505, 570$ и 660 нм при двукратной засветке кристаллов, разделенной этапом темновой релаксации, представлена на рис. 1. Характерно, что для всех кристаллов скорость фотоиндуцированных изменений в поглощении и стационарный уровень $\Delta\alpha$ существенно возрастают с уменьшением длины волны облучающего света. На всех длинах волн облучения наблюдается переход от начального быстрого участка роста $\Delta\alpha$ к медленному, затем зависимость $\Delta\alpha(t)$ выходит на уровень, близкий к стационарному. Наибольшее фотоиндуцированное поглощение наблюдается на длине волн 505 нм в кристалле ВТО: Cu, Co ($\Delta\alpha = 8.5 \text{ см}^{-1}$).

Для описания динамики фотоиндуцированных эффектов в фоторефрактивных кристаллах обычно используются скоростные уравнения для концентрации электронов в зоне проводимости, а также для концентраций ионизированных доноров и ловушек, захвативших электроны. Все используемые динамические модели предполагают наличие дискретного энергетического спектра дефектных центров в запрещенной зоне кристалла. Поэтому заменим реальный энергетический спектр доноров и ловушек в кристалле титаната висмута его дискретной моделью, приведенной на рис. 2а и использующей предложенную в работе [9] модель донорно-ловушечной пары (рис. 2б).

Модель предполагает наличие основного и промежуточного уровней в запрещенной зоне кристалла. Основной уровень сопоставлен разделенным потенциальным барьером донорам $D1$ и ловушкам $T1$ [9], расстояние которых от дна зоны проводимости определяется энергией кванта используемого светового излучения. Промежуточный уровень сопоставлен донорам $D2$ и ловушкам $T2$ и находится ближе к дну зоны проводимости, чем основной уровень. Под действием света происходит генерация электронов в зону проводимости с неионизированных доноров $D1, D2$ и ловушек $T1, T2$, заполненных электронами. Рекомбинация электронов возможна на ионизированные донорные центры и пустые ловушки. Большую роль в модели играют переходы электронов между донорным и ловушечным состояниями под действием термического возбуждения. В соответствии с моделью [9], близко расположенные донорные (D) и ловушечные (T) центры разделены потенциальным барьером (рис. 2б), сквозь который электроны могут туннелировать с вероятностью β , зависящей от температуры кристалла.

В результате освещения кристалла светом с интенсивностью I , в нем происходит перераспределение электронов по уровням. С ловушек $T2$ захваченные электроны могут туннелировать на ловушки $T1$ со скоростью, определяемой коэф-

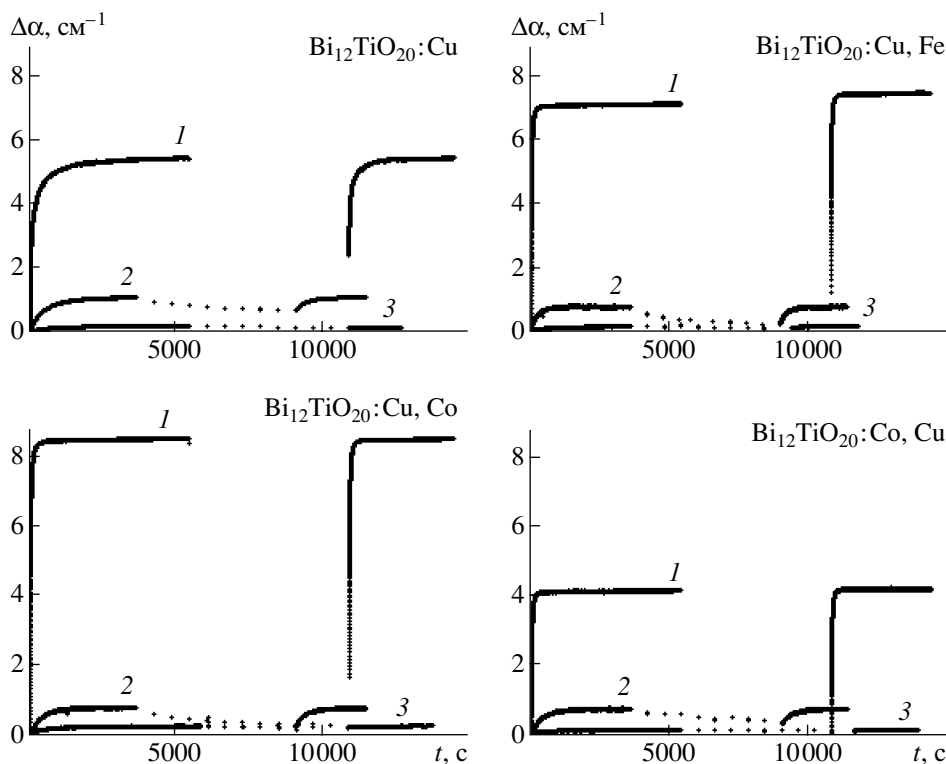


Рис. 1. Динамика фотоиндуцированного изменения коэффициента поглощения кристаллов на длинах волн 505 (1), 570 (2) и 660 нм (3).

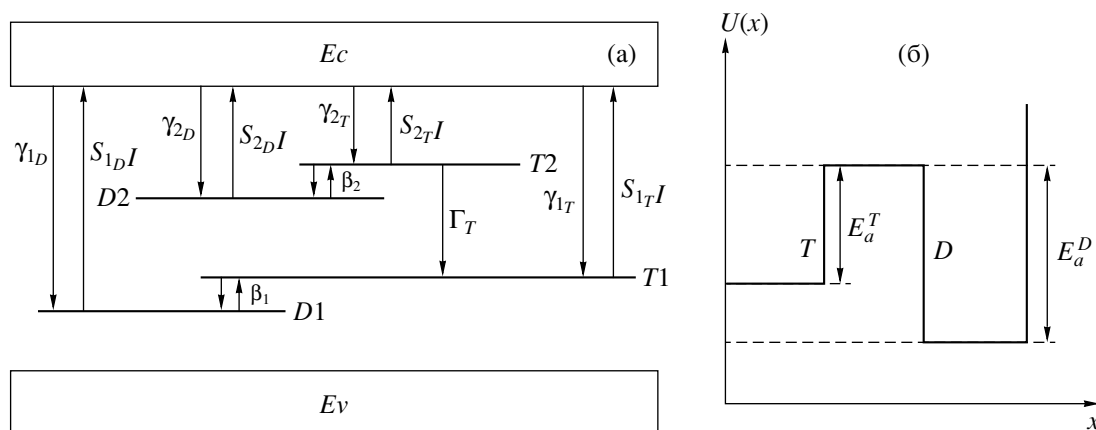


Рис. 2. Схема энергетических уровней в запрещенной зоне кристалла (а); модель потенциальной энергии для электрона в дефектном центре (б).

коэффициентом Γ_T . Принимается во внимание возможность фотовозбуждения электронов в зону проводимости с уровнями $D1, D2$ и $T1, T2$, имеющих эффективные сечения ионизации S_{1D}, S_{2D} и S_{1T}, S_{2T} соответственно. Скорости рекомбинации на эти центры характеризуются коэффициентами γ_{1D}, γ_{2D} и γ_{1T}, γ_{2T} .

Коэффициент поглощения света в рамках данной модели будет определяться следующим выражением:

$$\alpha = \hbar\omega(S_{1D}N1 + S_{1T}M1 + S_{2D}N2 + S_{2T}M2),$$

где $N1$ и $M1, N2$ и $M2$ – концентрации ионизированных доноров и заполненных ловушек на $D1/T1$

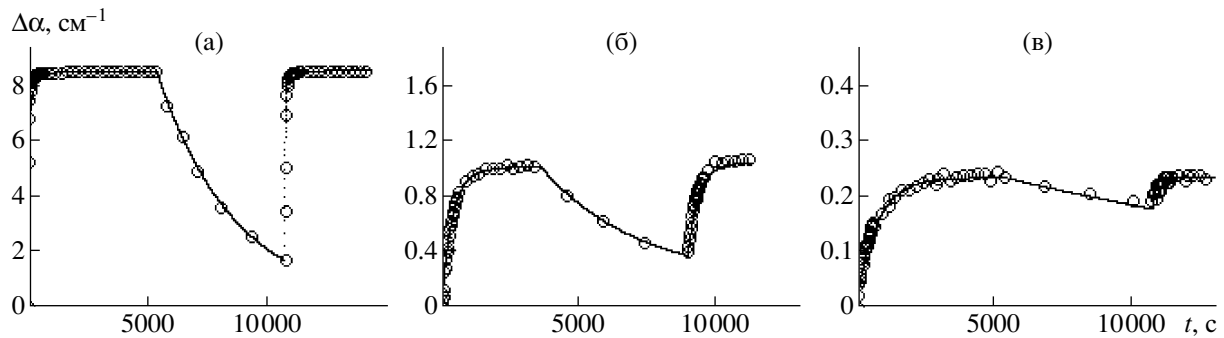


Рис. 3. Экспериментальная (точки) и расчетная (сплошная кривая) зависимости динамики фотоиндуцированного поглощения в кристалле ВТО:Cu,Co на длинах волн 660 (а), 570 (б) и 505 (в) нм.

и $D2/T2$ центрах соответственно, $\hbar\omega$ – энергия фотона.

Численный анализ системы скоростных уравнений, описывающих перераспределение зарядов по дефектным центрам под действием пространственно однородного освещения с интенсивностью I , позволил подобрать материальные параметры кристаллов и описать динамику фотоиндуцированного изменения поглощения в легированных кристаллах титаната висмута при облучении квазимонохроматическим светом с длинами волн 660, 570 и 505 нм. Сравнение расчетных кривых с экспериментальными зависимостями (рис. 3) показывает, что модель удовлетворительно описывает начальные участки нарастания фотоиндуцированного поглощения, переход от быстрого начального участка к медленному, стационарный уровень и темновую релаксацию наведенных изменений в поглощении при засветке кристалла излучением с длинами волн в диапазоне 505–660 нм.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 06-02-81040_Бел_а и 05-02-16589-а) и Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований, Ф06Р–200), а также программы “Развитие научного потенциала высшей школы (2006–2008 годы)”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Малиновский В.К., Гудаев О.А., Гусев В.А., Деменко С.И. // Фотоиндуцированные явления в силленитах. Новосибирск: Наука, 1990. С. 160.
2. Buse K. // Appl. Phys. B. 1997. V. 64. P. 273.
3. Kobozev O.V., Shandarov S.M., Kamshilin A.A., Prokofiev V.V. // J. Opt. A : Pure Appl. Opt. 1999. V. 1. P. 442.
4. Мандель А.Е., Плесовских А.М., Шандаров С.М. и др. // Изв. вузов. Физика. 2003. № 12. С. 48.
5. Каргин Ю.Ф., Бурков В.И., Марьин А.А., Егорышева А.В. // Кристаллы $\text{Bi}_{12}\text{M}_x\text{O}_{20-8}$ со структурой силленита. Синтез, строение, свойства. М.: ИОНХ РАН, 2004. С. 312.
6. Mersch F., Buse K., Sauf W., Hess H., Kratzic E. // Phys. Stat. Sol. (a). 1993. V. 140. P. 273.
7. Бурков В.И., Каргин Ю.Ф., Волков В.В., Васильев А.Я., Zubovich H.Ю. // Неорган. материалы. 1994. Т. 30. № 12. С. 1552.
8. Kargin Yu.F., Egorysheva A.V., Volkov V.V., Burkov V.I., Shandarov S.M., Mandel A.E., Skorikov V.M. // J. of Crystal Growth. 2005. V. 275. № 1–2. P. 779.
9. Shandarov S.M., Polyakova L.E., Mandel A.E., Kisteneva M.G., Vidal J., Kargin Yu.F., Egorysheva A.V. // Proc. SPIE. 2007. V. 6595. P. 124.

Спектральная зависимость фотоиндуцированного поглощения, наведенного в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ импульсным излучением с длиной волны 532 нм

А.Л.Толстик, А.Ю.Матусевич, М.Г.Кистенева, С.М.Шандаров,
С.И.Иткин, А.Е.Мандель, Ю.Ф.Каргин, Ю.Н.Кульчин, Р.В.Ромашко

Исследованы спектральные зависимости фотоиндуцированного поглощения, наведенного в нелегированном кристалле титаната висмута при облучении лазерными импульсами с длиной волны 532 нм. Показано, что в спектральном диапазоне 492–840 нм оптическое поглощение в кристалле растет с экспозицией. В темновых условиях релаксация наведенных изменений в поглощении продолжается в течение более 60 ч. Предложена модель фотоиндуцированного поглощения, предполагающая заселение двух ловушечных центров с нормальным законом распределения концентраций по энергии фотовозбужденными с доноров в зону проводимости электронами. Для средних значений энергии ионизации ловушек ($E_1 = 1.60$ эВ и $E_2 = 2.57$ эВ) данная модель позволяет удовлетворительно аппроксимировать спектральные зависимости наведенного поглощения. На основе предложенной модели проведена оценка наблюдаемого ранее экспериментально эффекта увеличения фоторефрактивной чувствительности кристалла титаната висмута в ближней ИК области после его предварительной экспозиции видимым излучением. Предсказана возможность увеличения быстродействия устройств динамической голографии на основе кристаллов ВТО, облученных светом из зеленой области спектра.

Ключевые слова: фотоиндуцированное поглощение, спектральная зависимость, титанат висмута.

1. Введение

Разработка высокочувствительных измерительных систем, способных устойчиво работать в реальных условиях и регистрировать сверхмалые физические величины в присутствии неконтролируемых изменений внешних факторов, является важным направлением при решении задач мониторинга состояния технических конструкций, диагностики материалов, исследований биологических объектов и др. Построение таких измерительных систем на основе фоторефрактивных сред позволяет совместить реализацию интерферометрических принципов высокочувствительной регистрации и принципов адаптивности к шумовым воздействиям. Из множества фоторефрактивных материалов большое внимание привлекают кристаллы $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO), $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ (BGO) и $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (ВТО) со структурой силленита, которые благодаря хорошим фотопроводящим свойствам перспективны для создания на их основе устройств оптической памяти, динамической голографии, интегральной и нелинейной оптики, а также адаптивных информационно-измерительных систем [1–7]. При этом физические свойства кри-

сталла (тип и концентрация примесей, структура дефектных уровней, стехиометрический состав и др.) определяют два основных параметра реализуемых устройств – фоторефрактивную чувствительность и время отклика. Однако материальные параметры кристалла закладываются в процессе его роста и не могут быть изменены в дальнейшем.

Освоение методики управления чувствительностью и быстродействием фоторефрактивного устройства должно значительно увеличить его функциональные возможности и расширить область практического применения. Возможным механизмом управления отмеченными параметрами может служить фотохромный эффект (ФХЭ), заключающийся в обратимом изменении оптического поглощения кристаллов BSO, BGO и ВТО при облучении их светом из видимой и ближней УФ области [1, 3, 4, 8–18]. Причиной ФХЭ считается перезарядка дефектных центров с различными сечениями фотоионизации, при этом одна их часть играет роль доноров, а вторая – ловушек для носителей заряда [13, 17–19].

Перераспределение зарядов по донорным и ловушечным центрам должно приводить к обратимому изменению фоторефрактивных параметров кристалла. Ранее было экспериментально продемонстрировано, что предварительная экспозиция видимым излучением существенно увеличивает эффективность двухпучкового взаимодействия для излучения ближней ИК области (на длинах волн $\lambda = 1064$ [20] и 780 нм [21]) на формируемых в нелегированных кристаллах ВТО фоторефрактивных голограммах. Наблюдаемые эффекты позволили авторам работ [20, 21] сделать вывод о наличии в исследованных кристаллах глубокого донорного центра, с которого может происходить фотовозбуждение электронов в зону проводимости с последующим захватом некоторой их

А.Л.Толстик, А.Ю.Матусевич. Белорусский государственный университет, Белоруссия, 220030 Минск, просп. Независимости, 4; e-mail: Tolstik@bsu.by

М.Г.Кистенева, С.М.Шандаров, С.И.Иткин, А.Е.Мандель, Ю.Ф.Каргин. Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Россия, 634050 Томск, просп. Ленина, 40; e-mail: shand@stack.ru

Ю.Н.Кульчин, Р.В.Ромашко. Институт автоматизации и процессов управления ДВО РАН, Россия, 690041 Владивосток, ул. Радио, 5; e-mail: kulchin@hq.febras.ru

Поступила в редакцию 1 августа 2006 г., после доработки – 5 июня 2007 г.

части на ловушки. Энергия кванта, необходимая для фотовозбуждения электронов с глубоких доноров, по оценке авторов [20] составила ~ 2 эВ, тогда как в работе [21] получено, что она лежит в диапазоне 1.85–1.96 эВ.

Увеличение фоторефрактивной чувствительности для излучения с длиной волны 1064 нм, связываемое с заселением электронами ловушек, указывает на достаточно высокую концентрацию таких центров, энергетические уровни которых находятся на расстояниях ~ 1.17 эВ от дна зоны проводимости. Для реализации устройств динамической голографии в ближнем ИК диапазоне представляют интерес количественные данные о характере распределения по энергиям концентрации ловушечных центров, заселенных электронами при предварительном облучении кристаллов ВТО излучением из видимой области.

Фотоиндуцированное поглощение света в кристаллах силленитов обычно изучается при их засветке непрерывным излучением от ламп с широким спектром [1, 3, 8–12], а также от монохроматических лазеров [13–16] или квазимонохроматических полупроводниковых светодиодов [15–17]. В работе [18] при изучении динамики фотоиндуцированного поглощения в легированных кальцием кристаллах титаната висмута $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ при их последовательном облучении квазимонохроматическим светом из красной (660 нм) и зеленой (525 нм) областей спектра обнаружено значительное взаимное влияние засветки на одной длине волны на поглощение излучения с другой длиной волны.

В настоящей работе изучаются спектральные зависимости фотоиндуцированного поглощения в нелегированном кристалле ВТО, наведенного в условиях импульсного лазерного возбуждения. Предложена модель дополнительного примесного поглощения, которое связано с заселением фотовозбужденными электронами двух ловушечных центров. Эта модель позволяет удовлетворительно аппроксимировать наблюдаемые спектральные зависимости в диапазоне 492–840 нм. Проведена оценка обусловленных наведенным поглощением изменений фоторефрактивной чувствительности и времени отклика кристалла в ближнем ИК диапазоне.

2. Методика и результаты эксперимента

Для изучения эффекта фотоиндуцированного поглощения использовался кристалл номинально нелегированного титаната висмута толщиной 2.8 мм, облучаемый импульсным лазером на длине волны 532 нм (вторая гармоника ИАГ-лазера). Длительность импульса составляла 30–50 нс, частота следования импульсов – 10 Гц, средняя энергия одного импульса – 0.5 мДж. Пространственно однородная часть лазерного излучения вырезалась диафрагмой 2.5 мм, при этом средняя интенсивность излучения на входе в кристалл составила 100 мВт/см². Все эксперименты проводились при комнатной температуре.

В процессе лазерного облучения в кристалле формировалась дефектная область, отличающаяся пропусканием в видимой и ближней ИК областях. Спектральные зависимости коэффициента поглощения $k_{\text{exp}}(\lambda, t_e)$, полученные при различных временах экспозиции t_e , представлены на рис. 1,а. Видно, что в исследованном диапазоне 492–840 нм спектр поглощения среды при лазерном облучении изменяется плавно. Эффект заметен уже при одной минуте облучения (экспозиция ~ 5 Дж/см²), а насы-

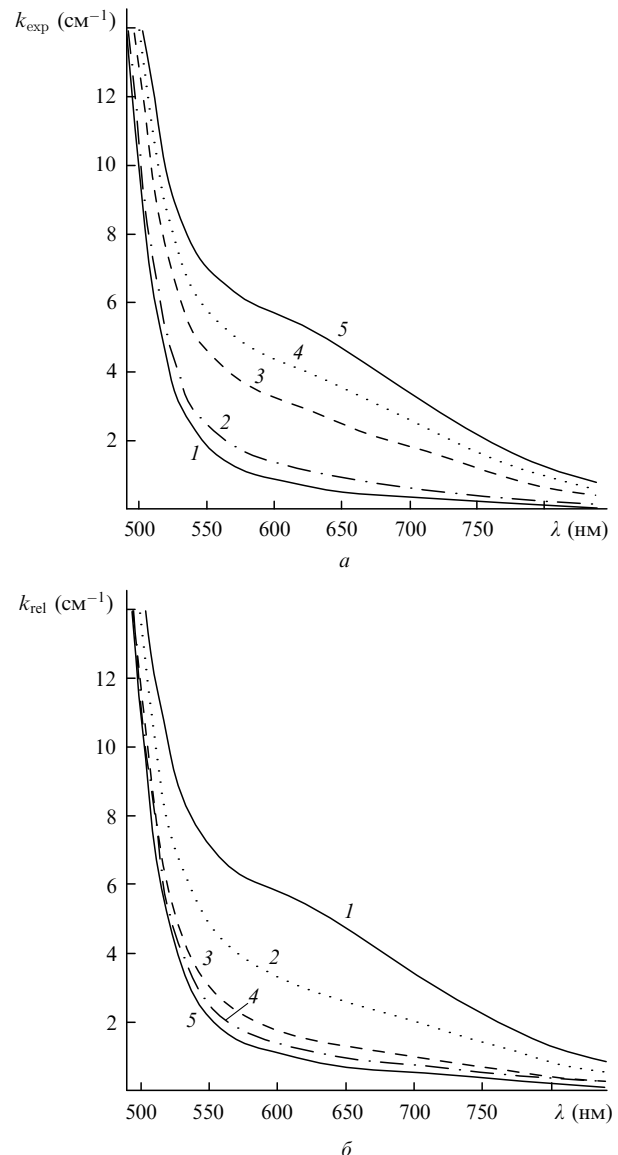


Рис.1. Динамика изменения спектров поглощения кристалла ВТО при засветке лазерными импульсами для времен экспозиции 0 (1), 60 (2), 600 (3), 1800 (4) и 3600 с (5) (а) и на этапе релаксации в различные моменты времени после окончания экспозиции: 0 (1), 15 (2), 34 (3), 40 (4), 60 ч (5) (б).

щение роста коэффициента поглощения наступает после облучения в течение 1 ч (экспозиция ~ 300 Дж/см²).

На рис.1,б представлены спектральные зависимости коэффициента поглощения $k_{\text{rel}}(\lambda, t_r)$, зафиксированные в различные моменты времени t_r от начала процесса релаксации фотоиндуцированного поглощения, которое продолжалось в темновых условиях в течение 60 ч. Релаксация коэффициента поглощения начиналась от значений $k_{\text{exp}}(\lambda, t_e^f)$, достигнутых при времени экспозиции $t_e^f = 3600$ с.

Спектры наведенных изменений в поглощении могут быть получены как разность коэффициентов поглощения $\Delta k_{\text{exp}}(\lambda, t_e) = k_{\text{exp}}(\lambda, t_e) - k_{\text{exp}}(\lambda, 0)$ и $\Delta k_{\text{rel}}(\lambda, t_r) = k_{\text{rel}}(\lambda, t_r) - k_{\text{exp}}(\lambda, 0)$ для стадий экспозиции и релаксации соответственно. При теоретическом рассмотрении удобно перейти к анализу зависимостей наведенных изменений в поглощении от энергии кванта светового излучения $E = \hbar\omega$, выраженной в электронвольтах. Соответствующие экспериментальные зависимости для $\Delta k_{\text{exp}}(E, t_e)$ и $\Delta k_{\text{rel}}(E, t_r)$ представлены точками на рис.2. Видно, что из-

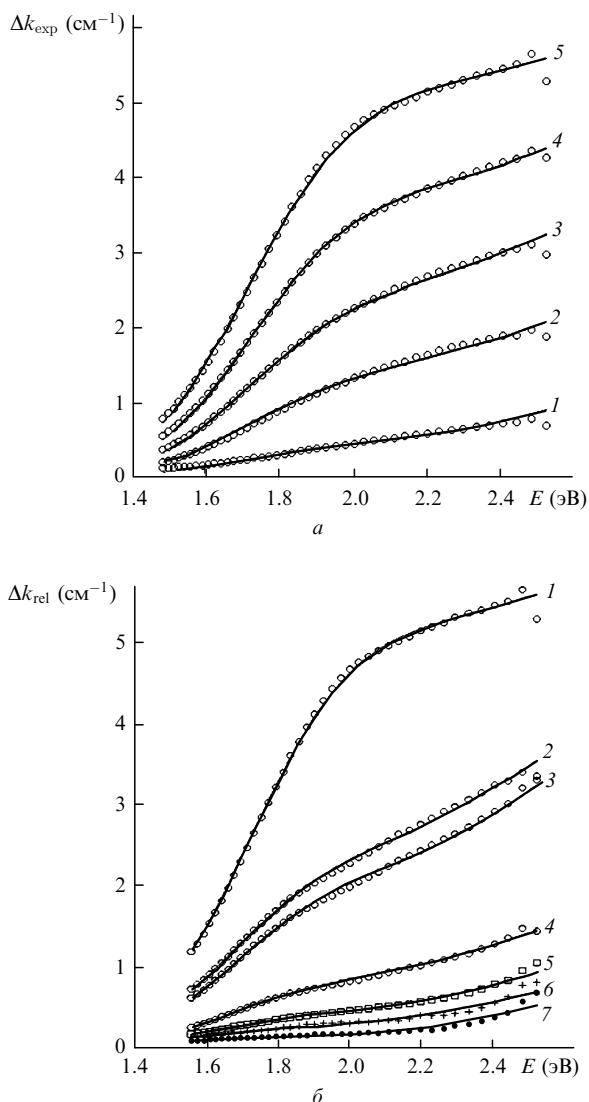


Рис.2. Спектральные зависимости дополнительного поглощения в кристалле ВТО при засветке лазерными импульсами для времени экспозиции 60 (1), 300 (2), 600 (3), 1800 (4) и 3600 с (5) (а) и на этапе релаксации в различные моменты времени после окончания экспозиции: 0 (1), 15 (2), 17 (3), 34 (4), 40 (5), 43 (6) и 60 с (7) (б); точки – эксперимент, сплошные кривые – теория.

менения в поглощении возрастают с энергией кванта и достигают в описываемом эксперименте максимальных значений ($\sim 5.5 \text{ см}^{-1}$) при $E = 2.52 \text{ эВ}$ ($\lambda = 492 \text{ нм}$).

3. Теоретическая модель наведенного примесного поглощения

Количественные модели фотоиндуцированного поглощения света в кристаллах силленитов основаны на гипотезе о перезарядке дефектных центров, имеющих различные сечения фотоионизации [13, 17–19]. Предполагается, что электроны, возбуждаемые светом в зону проводимости с глубоких донорных центров, заселяют ловушки, что и приводит к изменению оптического поглощения. В работах [13, 17, 19] ловушки предполагаются мелкими, и их опустошение путем термического возбуждения электронов в зону проводимости обеспечивает релаксацию наведенных изменений в поглощении в темновых условиях. Однако авторами [18] показано, что глубина локализации соответствующих ловушкам энер-

гетических уровней в запрещенной зоне кристалла $\text{V}_{12}\text{TiO}_{20} : \text{Ca}$ превышает 1.43 эВ от дна зоны проводимости. Соответствующее значение для нелегированного кристалла ВТО может быть оценено из данных работы [20] как 1.17 эВ.

Форма спектра поглощения для процесса фотовозбуждения электрона фотонами с энергией $\hbar\omega$ с глубокого дефектного центра, характеризующегося локальным дискретным энергетическим уровнем в запрещенной зоне и имеющего энергию ионизации E_i , может быть аппроксимирована выражением [22]

$$k_s(\hbar\omega, E_i) = B_{ei} \frac{(\hbar\omega/E_i - 1)^{1/2}}{(\hbar\omega/E_i)^3}, \quad (1)$$

где коэффициент $B_{ei} = SN_{ei}$ пропорционален концентрации N_{ei} данных центров и их сечению фотоионизации S . Как следует из рис.2, спектральная зависимость наведенного поглощения в кристалле ВТО не согласуется с уравнением (1). Это может быть связано, во-первых, с наличием нескольких типов ловушек с различными значениями энергии и сечения фотоионизации. Во-вторых, большая степень дефектности кристаллов титаната висмута [3, 12] должна приводить к значительным случайным флуктуациям концентрации дефектов, вызывающим флуктуации их потенциала ионизации. В этом случае локальные уровни дефектов перекрываются, и плотность распределения их концентрации по энергиям в запрещенной зоне может быть представлена в виде некоторой плавной функции $N(E_i)$. Это позволяет ввести коэффициент $B(E_i)dE_i = SN(E_i)dE_i$, который определяет поглощение света, приходящееся на интервал энергий ионизации dE_i . Суммарный коэффициент поглощения для излучения с частотой ω может быть найден в виде интеграла

$$k(\hbar\omega) = \int_0^{\hbar\omega} SN(E_i) \frac{(\hbar\omega/E_i - 1)^{1/2}}{(\hbar\omega/E_i)^3} \times \frac{1}{1 + \exp[(E_F - E_i)/k_B T]} dE_i, \quad (2)$$

где энергия E_F равна расстоянию от уровня Ферми до дна зоны проводимости; k_B – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура.

4. Аппроксимация спектральных зависимостей наведенного поглощения

Воспользуемся предположением о нормальном законе распределения по энергии для концентраций $N_n(E_i)$ ловушечных центров n -типа. Будем полагать, что параметры каждого распределения остаются неизменными при заполнении и опустошении ловушек, так что функциональную зависимость B от энергии ионизации и времени можно представить в следующем виде:

$$B(E_i, t) = \sum_n b_n(t) \exp \left[-\frac{(E_n - E_i)^2}{\Delta E_n^2} \right], \quad (3)$$

где функция $b_n(t)$ учитывает временную зависимость заполнения центра n -типа электронами.

Результаты аппроксимации экспериментальных зависимостей наведенных изменений в поглощении $\Delta k_{\text{exp}}(E, t_c)$ и $\Delta k_{\text{rel}}(E, t_r)$, полученные на основе соотношений (2) и (3)

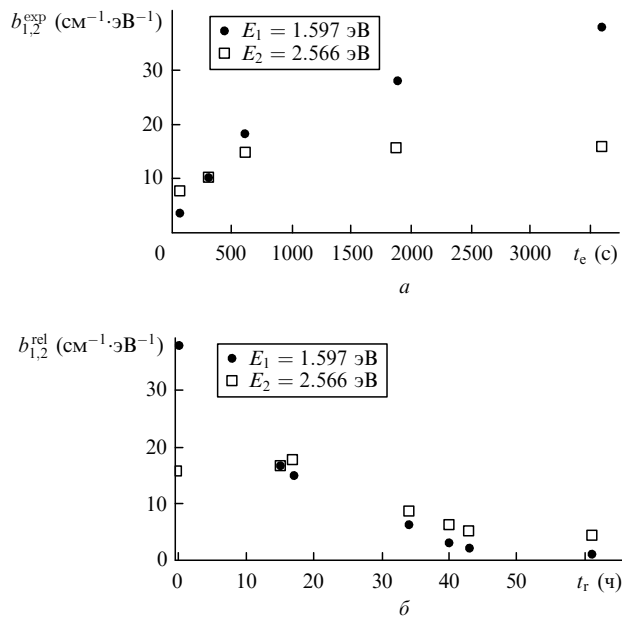


Рис.3. Временные зависимости функций $b_1(t)$ и $b_2(t)$, характеризующих заполнение электронами ловушечных центров с энергиями ионизации $E_1 = 1.597$ эВ и $E_2 = 2.566$ эВ, при засветке кристалла лазерными импульсами (а) и на этапе релаксации (б).

при учете двух центров со средними энергиями ионизации $E_1 = 1.597 \pm 0.092$ эВ и $E_2 = 2.566 \pm 0.028$ эВ, показаны сплошными линиями на рис.2. Соответствующие значения для полуширины распределений и положения уровня Ферми составили $\Delta E_1 = 0.277 \pm 0.018$ эВ, $\Delta E_2 = 0.580 \pm 0.031$ эВ и $E_F = 1.027$ эВ.

5. Обсуждение результатов

Найденные при аппроксимации по формуле (3) зависимости $b_1^{\text{exp}}(t_e)$ и $b_2^{\text{exp}}(t_e)$ (рис.3,а) показывают, что заполнение электронами второго центра, энергетический уровень которого распределены вблизи потолка валентной зоны, выходит на насыщение при временах экспозиции $t_e \sim 900$ с, в то время как для занимающего более высокое энергетическое положение первого центра насыщение не достигается и при $t_e = 3600$ с. В процессе темновой релаксации (рис.3,б) описываемое функцией $b_1^{\text{rel}}(t_r)$ уменьшение вклада в наведенное поглощение для первого центра происходит по закону, близкому к экспоненциальному, с постоянной времени ~ 18 ч. Можно предположить, что заполнение таких ловушек со средней энергией ионизации $E_1 \sim 1.6$ эВ идет только через зону проводимости, а их опустошение происходит путем туннелирования с последующей рекомбинацией электронов на ионизированные доноры и расположенные ниже другие ловушечные центры. Возможность такого туннелирования, подтвержденная в работе [23] для ниобата лития с высоким содержанием железа, возникает в связи с большой концентрацией структурных дефектов в ВТО [3, 12]. Именно с захватом некоторой части туннелирующих электронов на центры со средней энергией $E_2 \sim 2.57$ эВ и может быть связана немонотонная зависимость от времени, которая наблюдается при релаксации фотоиндуцированных изменений в поглощении, обусловленных данными ловушками (зависимость $b_2^{\text{rel}}(t_r)$ на рис.3,б).

Можно предположить, что электроны, которые захвачены на данные ловушечные центры, способны уча-

ствовать в процессах фотовозбуждения и перераспределения объемного заряда, являющихся причиной формирования фоторефрактивных голограмм при засветке кристалла картиной интерференции опорной и сигнальной световых волн. В этом случае в увеличение чувствительности кристалла ВТО к записи фоторефрактивных голограмм в ближнем ИК диапазоне, которое наблюдалось в работах [20, 21] при предварительной засветке кристалла видимым излучением, основной вклад дает заселение электронами ловушечного центра со средней энергией $E_1 = 1.60$ эВ. Используя известное определение [2], выразим голографическую чувствительность через отношение скорости роста амплитуды модуляции показателя преломления кристалла фоторефрактивной решеткой Δn на начальном участке ее формирования к амплитуде модуляции интенсивности mI_0 :

$$S_{\text{ph}} = \frac{1}{mI_0} \frac{d|\Delta n|}{dt}, \quad (4)$$

где m – контраст и I_0 – средняя интенсивность света в интерференционной картине. При диффузионном механизме формирования фоторефрактивных решеток, который и использовался авторами [20, 21], соотношения из работы [2] позволяют получить для голографической чувствительности следующее выражение:

$$S_{\text{ph}}(\omega) = \frac{n^3 r_{\text{eff}} E_d}{2(1 + K^2 L_d^2)} \frac{e \mu \tau_{\text{rec}} \phi(\omega) k(\omega)}{\varepsilon \hbar \omega}, \quad (5)$$

где n – показатель преломления кристалла; r_{eff} – эффективная электрооптическая постоянная; $E_d = K(k_B T/e)$ – диффузионное поле; $L_d = (\mu \tau_{\text{rec}} k_B T/e)^{1/2}$ – диффузионная длина; μ и τ_{rec} – подвижность и время рекомбинации носителей заряда; $K = 2\pi/\Lambda$; Λ – пространственный период решетки; ε – статическая диэлектрическая проницаемость кристалла; e – элементарный электрический заряд и ϕ – квантовый выход.

Спектральная зависимость фоторефрактивной чувствительности, которая описывается в выражении (5) последним множителем, изменяется при облучении кристалла вследствие изменения его оптического поглощения $k(\omega)$. На длине волны 780 нм экспериментально измеренный коэффициент поглощения необлученного кристалла ВТО равен 0.14 см^{-1} , а после облучения в течение 3600 с он становится равным 1.56 см^{-1} . С увеличением длины волны до 840 нм исходное поглощение уменьшается до 0.02 см^{-1} , достигая после завершения облучения 0.76 см^{-1} .

Для спектральной области $\lambda > 840$ нм поглощение необлученного кристалла падает с увеличением длины волны, однако его значения, рассчитанные из данных по пропусканию образца, находятся в пределах экспериментальной ошибки. Изменения в спектральной зависимости фоторефрактивной чувствительности исследованного кристалла ВТО, которые связаны с увеличением оптического поглощения в процессе облучения, в том числе и для диапазона $\lambda > 840$ нм, могут быть оценены по представленной выше теоретической модели. Для области от 700 до 1100 нм спектральные зависимости наведенного поглощения, рассчитанные с использованием соотношений (2), (3), а также найденных средних значений параметров модели и коэффициентов $b_{1,2}^{\text{rel}}(t_r)$, при временах релаксации $t_r = 17$ и 34 ч, представлены на рис.4.

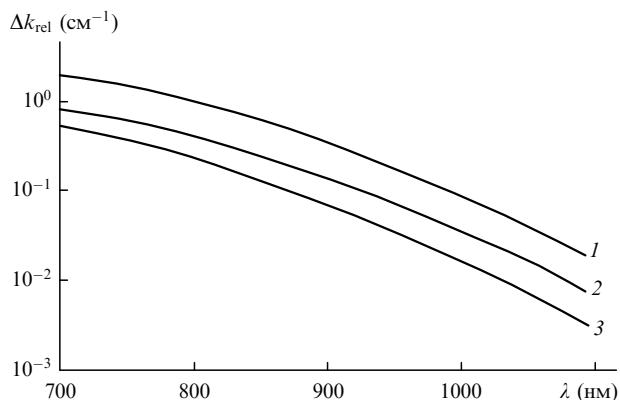


Рис.4. Расчетные зависимости дополнительного поглощения в кристалле ВТО для спектральной области 700–1100 нм, наведенного при окончании засветки лазерными импульсами (1), а также после его релаксации в течение 17 (2) и 34 ч (3).

Видно, что облучение исследованного кристалла ВТО светом с длиной волны 532 нм может значительно увеличить его фоторефрактивную чувствительность к ИК излучению с длиной волны до 1100 нм, т. е. привести к заметному расширению его спектрального диапазона как динамической среды. Это позволяет более полно реализовать потенциал, который имеют голографические устройства на основе фоторефрактивных кристаллов ВТО.

Другой важной характеристикой фоточувствительных сред для устройств динамической голографии является время отклика [2, 24, 25]. В фоторефрактивных кристаллах минимально возможное время формирования динамических голограмм равно максвелловскому времени релаксации τ_M [2]. Для кристаллов ВТО обычно используемые интенсивности опорного I_R и сигнального I_S пучков позволяют пренебречь его темновой проводимостью по сравнению с фотопроводимостью σ_{ph} . В этом случае время τ_M обратно пропорционально как средней интенсивности формирующих голограмму пучков $I_0 = I_R + I_S$, так и коэффициенту оптического поглощения $k(\omega)$:

$$\tau_M(\omega) = \frac{\hbar\omega}{e\mu\tau_{rec}\phi(\omega)k(\omega)I_0}. \quad (6)$$

Таким образом, предварительная засветка кристалла, приводящая к увеличению его оптического поглощения, может существенно уменьшать время фоторефрактивного отклика. Из представленных на рис.1 экспериментальных данных следует, что при использовании рабочей длины волны $\lambda = 633$ нм (типичной для устройств на основе ВТО) должно наблюдаться увеличение быстродействия в 8.8 раза после облучения кристалла до насыщения импульсным излучением с длиной волны 532 нм.

Значительное увеличение поглощения кристаллов ВТО в красной области спектра достигается и при их засветке от полупроводниковых светодиодов с длиной волны 525 нм [18]. В соответствии с представленной выше моделью наведенного примесного поглощения это связано с заселением фотовозбужденными электронами ловушечных центров со средними энергиями ионизации $E_1 = 1.60$ эВ и $E_2 = 2.57$ эВ и должно приводить к увеличению как быстродействия, так и эффективности устройств динамической голографии, использующих кристаллы ВТО в качестве фоточувствительной среды. При

этом стоит подчеркнуть, что засветка кристалла излучением полупроводникового светодиода в таких устройствах (например, в адаптивных корреляционных фильтрах [24, 26] и адаптивных голографических интерферометрах [27]) не является технически сложной задачей.

6. Заключение

Таким образом, показано, что облучение кристалла титаната висмута лазерными импульсами на длине волны 532 нм приводит к изменениям спектра оптического поглощения, величина которых растет с экспозицией. В темновых условиях релаксации фотоиндуцированных изменений в поглощении продолжается в течение более 60 ч. Спектральная зависимость дополнительного поглощения удовлетворительно описывается в рамках предложенной модели захвата фотовозбужденных электронов на ловушечные центры двух типов с нормальным законом распределения концентраций по энергии и со средними энергиями ионизации $E_1 \sim 1.6$ эВ и $E_2 \sim 2.57$ эВ. Заселение электронами центра со средней энергией $E_1 \sim 1.6$ эВ приводит к увеличению фоторефрактивной чувствительности облученного кристалла в ближнем ИК диапазоне, которое может быть оценено по величине наведенного поглощения. В устройствах динамической голографии, использующих лазерное излучение из красной области спектра и кристаллы ВТО в качестве фоторефрактивной среды, возможно увеличение быстродействия в несколько раз при подсветке зеленым излучением в результате захвата электронов на ловушки обоих типов. Кроме того, такая подсветка позволяет расширить спектральную область чувствительности и перейти при необходимости в ближний ИК диапазон.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 06-02-81040-Бел-а и № 05-02-16589-а), БРФФИ (грант № Ф06Р-200), программы «Развитие научного потенциала высшей школы (2006–2008 годы)», а также INTAS (грант № 04-78-7227).

1. Малиновский В.К., Гудаев О.А., Гусев В.А., Деменко С.И. *Фотоиндуцированные явления в силикатах* (Новосибирск: Наука, 1990).
2. Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. *Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике* (С.-Пб.: Наука, 1992).
3. Каргин Ю.Ф., Бурков В.И., Марьян А.А., Егорышева А.В. *Кристаллы $\text{V}_{12}\text{M}_x\text{O}_{20-8}$ со структурой силиката. Синтез, строение, свойства* (М.: Изд-во ИОНХ РАН, 2004).
4. Kargin Yu.F., Egorysheva A.V., Volkov V.V., Frolova M.N., Borodin M.V., Shandarov S.M., Shandarov V.M., Kip Detlef. *J. Cryst. Growth*, **275**, e2403 (2005).
5. Iturube-Castillo M.D., Marquez-Aguilar P.A., Sanchez-Mondragon J.J., Stepanov S.I., Vysloukh V.A. *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 408 (1994).
6. Fazio E., Ramadan W., Belardini A., Bosco A., Bertolotti M., Petris A., Vlad V. *Phys. Rev. E*, **67**, 026611 (2003).
7. Шепелевич В.В., Голуб А.А., Коваршик Р., Кислинг А., Матусевич В. *Квантовая электроника*, **35**, 351 (2005).
8. Гусев В.А., Дегиненко В.А., Соколов А.П. *Автометрия*, **5**, 34 (1983).
9. Martin J.J., Foldvari I., Hunt C.A. *J. Appl. Phys.*, **70**, 7554 (1991).
10. Егорышева А.В., Волков В.В., Скориков В.М. *Неорганические материалы*, **30**, 653 (1994).
11. Панченко Т.В. *ФТТ*, **42**, 641 (2000).
12. Бурков В.И., Егорышева А.В., Каргин Ю.Ф. *Кристаллография*, **46**, 356 (2001).
13. Kobozev O.V., Shandarov S.M., Kamshilin A.A., Prokofiev V.V. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **1**, 442 (1999).
14. Riehemann S., Rickermann F., Volkov V.V., Egorysheva A.V., Von Bally G. *J. Nonlinear Opt. Physics Mat.*, **6**, 235 (1997).

15. Веретенников С.Ю., Мандель А.Е., Шандаров С.М., Казарин А.В., Цуркан М.И., Плесовских А.М., Егорышева А.В., Каргин Ю.Ф., Бикеев О.Н., Шепелевич В.В. *Изв. вузов. Сер. Физика*, (2), 39 (2003).
16. Мартыанов А.Г., Агеев Е.Ю., Шандаров С.М., Мандель А.Е., Бочанова Н.В., Иванова Н.В., Каргин Ю.Ф., Волков В.В., Егорышева А.В., Шепелевич В.В. *Квантовая электроника*, **33**, 226 (2003).
17. Шандаров С.М., Мандель А.Е., Казарин А.В., Плесовских А.М., Каргин Ю.Ф., Волков В.В., Егорышева А.В. *Изв. вузов. Сер. Физика*, (8), 29 (2002).
18. Мандель А.Е., Плесовских А.М., Шандаров С.М., Цуркан М.И., Плинта К.С., Каргин Ю.Ф., Волков В.В., Егорышева А.В., Шепелевич В.В., Навыко В.Н. *Изв. вузов. Сер. Физика*, (12), 48 (2003).
19. Brost G.A., Motes M.A., Rotge J.R. *J. Opt. Soc. Am. B*, **5**, 1879 (1988).
20. Odoulov S.G., Shcherbin K.V., Shumeljuk A.N. *J. Opt. Soc. Am. B*, **11**, 1780 (1994).
21. Dos Santos P.V., Frejlich J., Carvalho J.F. *Appl. Phys. B*, **81**, 651 (2005).
22. Пихтин А.Н. *Оптическая и квантовая электроника: Учебник для вузов* (М.: Высшая школа, 2001).
23. Nee I., Muller M., Buse K., Kratzig E. *J. Appl. Phys.*, **88**, 4282 (2000).
24. Kamshilin A.A., Paivasaari K., Nazhestkina N.I., Prokofiev V.V., Ashihara S., Iida Y., Shimura T., Kuroda K. *Appl. Phys. B*, **68**, 1031 (1999).
25. Di Girolamo S., Kamshilin A.A., Romashko R.V., Kulchin Yu.N., Launay J.C. *Opt. Express*, **15**, 545 (2007).
26. Ромашко Р.В., Шандаров С.М., Кульчин Ю.Н., Буримов Н.И., Лимарев Д.А., Каргин Ю.Ф., Волков В.В. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **69**, 1143 (2005).
27. Ромашко Р.В., Кульчин Ю.Н., Камшилин А.А. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **70**, 1296 (2006).

УДК 535.343.2

В.Г. Дю, О.А. Русякина, А.С. Акрестина, А.Л. Толстик, И.Н. Агишев

Спектральные зависимости оптического поглощения, наведенного в кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ и $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ импульсным лазерным излучением с длиной волны 532 нм

Исследованы спектральные зависимости оптического поглощения, наведенного в кристаллах титаната висмута импульсным излучением с длиной волны 532 нм. Из экспериментов получено, что оптическое поглощение исследованных кристаллов в спектральном диапазоне 500–1000 нм возрастает, достигая максимальных значений при экспозициях, составляющих 500 Дж/см².

Ключевые слова: фотоиндуцированное поглощение, титанат висмута, спектральная зависимость.

В последнее время отмечается бурное развитие фотоники, использующей свет в системах передачи, обработки, хранения и отображения информации. Имеется потребность в целом ряде таких приборов, как модуляторы и дефлекторы оптического излучения, преобразователи изображения, запоминающие устройства. В связи с этим усилились поиск и исследование материалов, физические и в частности оптические свойства которых весьма чувствительны к воздействию внешних факторов, таких как электрические и магнитные поля, механическое давление, сильное электромагнитное излучение.

В связи с этим представляет интерес изучение кристаллов класса силленитов $\text{Bi}_{12}\text{MeO}_{20}$ (где $\text{Me} = \text{Si}, \text{Ge}, \text{Ti}$), которые обладают фотопроводящими, фотохромными и фоторефрактивными свойствами и характеризуются высокой светочувствительностью [1, 2]. Освоение методики управления чувствительностью и быстродействием фоторефрактивного устройства должно значительно увеличить его функциональные возможности и расширить область практического применения. Возможным механизмом управления отмеченными параметрами может служить фотохромный эффект, заключающийся в обратимом изменении оптического поглощения кристаллов класса силленитов [2–4]. При фотохромном и фоторефрактивном эффектах облучение полупроводников и диэлектриков, а также приборов на их основе излучением из различных спектральных диапазонов (ультрафиолетовым, видимым и даже инфракрасным) вызывает устойчивые (хотя и обратимые) изменения их характеристик [2–5]. Происходящие под действием света обратимые изменения показателя преломления и оптического поглощения кристаллов силленитов связаны с перераспределением электронов по донорным и ловушечным центрам, имеющих различные зарядовые состояния и сечения фотоионизации [5]. Авторами [3] показано, что предварительная экспозиция нелегированного кристалла титаната висмута излучением с длиной волны 532 нм изменяет исходное распределение электронов по этим центрам и может приводить к увеличению их фоторефрактивной чувствительности в ближнем инфракрасном диапазоне.

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований спектральных зависимостей изменений оптического поглощения как для нелегированного кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$, так и для легированного кальцием образца $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$, вызванных их засветкой импульсным лазерным излучением с длиной волны $\lambda_e = 532$ нм, а также влияния на эти фотоиндуцированные изменения последующей засветки кристаллов непрерывным излучением с той же длиной волны.

Методика и результаты эксперимента. В экспериментах исследовались монокристаллические образцы $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (толщина 2,8 мм) и $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ (толщина 1,2 мм), облучаемые лазерными импульсами с длиной волны $\lambda_e = 532$ нм (вторая гармоника ИАГ-лазера). Длительность импульсов составляла 30–50 нс, частота следования импульсов – 10 Гц, средняя энергия одного импульса – 0,5 мДж. Спектры поглощения регистрировались с помощью спектрофотометра PV 1251C в диапазоне длин волн 500–1000 нм. Все эксперименты проводились при комнатной температуре.

На рис. 1 представлены спектральные зависимости коэффициента поглощения в кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ и $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$, измеренные после их экспозиции с различными дозами в диапазоне 100–500 Дж/см² с шагом 100 Дж/см².

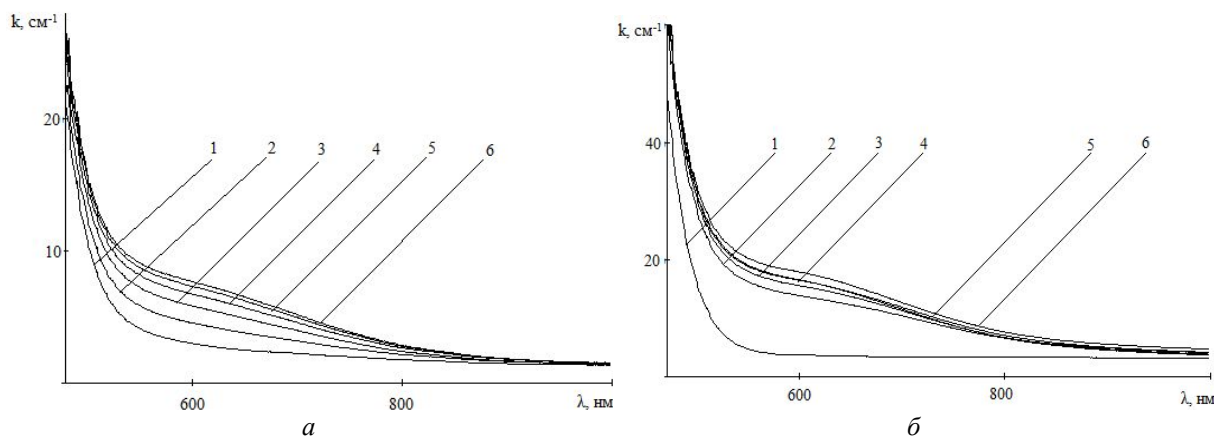


Рис. 1. Экспериментальные спектральные зависимости коэффициента поглощения в кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (а) и $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ (б) в исходном состоянии (1) и после засветки импульсным лазерным излучением с $\lambda=532$ нм и дозой 100 (2), 200 (3), 300 (4), 400 (5) и 500 (6) Дж/см²

Как видно, облучение лазерными импульсами с $\lambda = 532$ нм приводит к увеличению оптического поглощения в исследованном спектральном диапазоне 500–1000 нм как в нелегированном кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$, так и в образце $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$. Зависимости наведенных изменений коэффициента поглощения, полученные вычитанием данных для коэффициента поглощения облученного кристалла из аналогичных данных для кристалла в исходном состоянии, представлены на рис. 2.

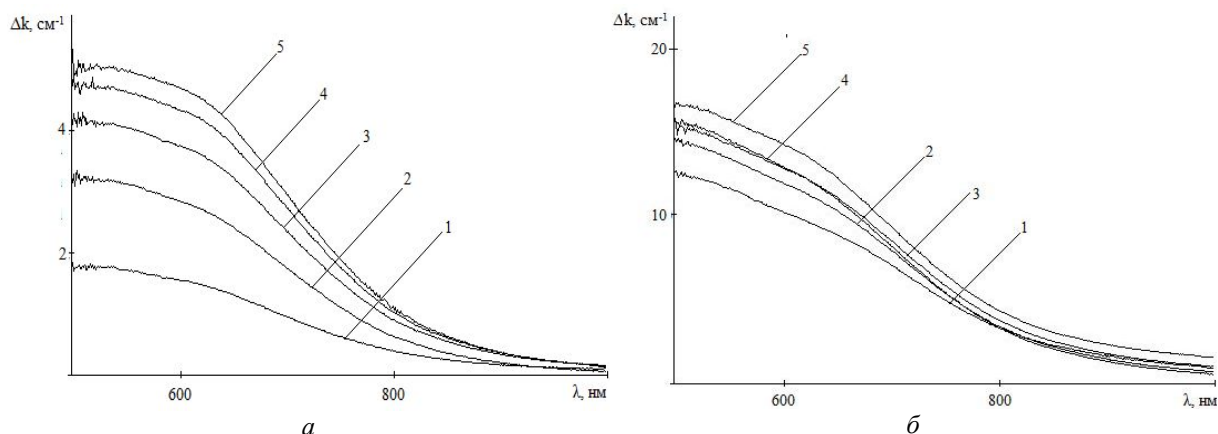


Рис. 2. Экспериментальные спектральные зависимости изменений коэффициента поглощения в кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (а) и $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ (б), наведенных засветкой импульсным лазерным излучением с $\lambda=532$ нм и дозой облучения 100 (кривая 1), 200 (2), 300 (3), 400 (4) и 500 (5) Дж/см²

Из рис. 2 следует, что величина наведенных изменений коэффициента поглощения возрастает с увеличением дозы облучения. Максимальные изменения коэффициента поглощения наблюдаются на длине волны 500 нм и составляют при дозе облучения 500 Дж/см² 5,1 см⁻¹ для $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ и 16,5 см⁻¹ для $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$.

После облучения импульсным лазером кристаллы подверглись засветке излучением непрерывного лазера с той же длиной волны $\lambda = 532$ нм до экспозиции в 500 Дж/см², достигаемой в течение 50 мин. Из полученных результатов, представленных на рис. 3, видно, что облучение непрерывным лазерным излучением приводит к уменьшению коэффициента оптического поглощения кристалла, т.е. к его просветлению, на величину, составляющую на длине волны 500 нм 0,8 см⁻¹ для $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ и 4,2 см⁻¹ для $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$. Физические причины, вызывающие просветление кристалла непрерывным излучением, требуют дальнейшего исследования.

Заключение. Таким образом, облучение импульсным лазерным излучением с длиной волны 532 нм приводит к увеличению коэффициента оптического поглощения в исследованном диапазоне длин волн 500–1000 нм как для чистого, так и для легированного кальцием титаната висмута. Для обоих кристаллов с увеличением дозы облучения от 100 до 500 Дж/см² величина наведенных изме-

нений возрастает. Последующее облучение кристаллов непрерывным лазерным излучением с той же длиной волны 532 нм приводит к уменьшению наведенных изменений в оптическом поглощении.

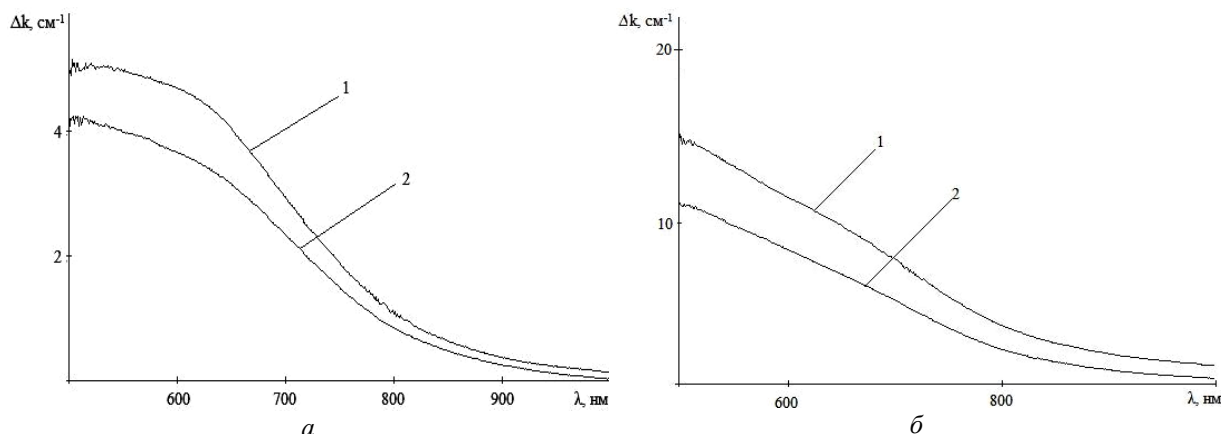


Рис. 3. Экспериментальные спектральные зависимости изменений коэффициента поглощения в кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (а) и $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ (б), наведенных засветкой импульсным лазерным излучением с $\lambda = 532$ нм и дозой облучения 500 Дж/см^2 (кривая 1) и последующим облучением непрерывным лазерным излучением с той же длиной волны и дозой 500 Дж/см^2 (2)

Работа выполнена в рамках Госзадания Минобрнауки РФ на 2012 год (проект 7.2647.2011) при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 12-02-90038-Бел_а) и БРФФИ (проект № Ф12Р-222). Авторы благодарят М.Г. Кистеневу за постановку задачи и консультации.

Литература

1. Бабонас Г.Ю. Оптические свойства силленитов // Электронная структура и оптические свойства полупроводников / Под ред. Ю. Пожелы; АН ЛитССР. Ин-т физики полупроводников. – Вильнюс: Мокслас, 1987. – 232 с.
2. Панченко Т.В. Фотохромизм кристаллов $\text{BSO}:\text{Ag}$ / Т.В. Панченко, К.Ю. Стрелец // Изв. вузов. Материалы электронной техники. – 2007. – № 2. – С. 45–47.
3. Толстик А.Л. Спектральная зависимость фотоиндуцированного поглощения, наведенного в кристалле импульсным излучением с длиной волны 532 нм / А.Л. Толстик, А.Ю. Матусевич, М.Г. Кистенева и др. // Квантовая электроника. – 2007. – Т. 37, № 11. – С. 1027–1032.
4. Малиновский В.К. Фотоиндуцированные явления в силленитах / В.К. Малиновский, О.А. Гудаев, В.А. Гусев, С.И. Деменко. Новосибирск: Наука. Сиб. отд., 1990. – 160 с.
5. Смирнов Г.В. Инфекционная теория новообразований и нанобактерия (перспективы исследований) / Г.В. Смирнов, В.Т. Волков, Н.Н. Волкова, С.М. Шихман // Сибирский медицинский журнал (Иркутск). – 2003. – Т. 26, № 6. – С. 9–20.
6. Шандаров С.М. Фоторефрактивные эффекты в электрооптических кристаллах / С.М. Шандаров, В.М. Шандаров, А.Е. Мандель, Н.И. Буримов. Томск: Том. гос. ун-т систем упр. и радиоэлектроники, 2007. – 242 с.

Дю Валерия Георгиевна

Студентка каф. электронных приборов (ЭП) ТУСУРа
Тел.: 8-952-888-87-45
Эл. почта: vampirenush@mail.ru

Русякина Ольга Александровна

Студентка каф. ЭП ТУСУРа
Тел.: 8-952-151-73-16
Эл. почта: olgar.91@mail.ru

Акрестина Анна Сергеевна

Аспирант каф. ЭП ТУСУРа

Тел.: 8-909-542-57-06

Эл. почта: aka_83@mail.ru

Толстик Алексей Леонидович

Д-р физ.-мат. наук, профессор, проректор по учебной работе

Белорусского государственного университета (БГУ), г. Минск

Тел.: 8-10-375 (17) 209-52-21

Эл. почта: Tolstik@bsu.by

Агишев Игорь Николаевич

Зав. лаб. каф. лазерной физики и спектроскопии физического факультета БГУ

Тел.: 8-10-375(17) 209-51-18

Эл. почта: agishev@bsu.by

Dyu V.G., Rusyakina O.A., Akrestina A.S., Tolstik A.L., Agishev I.N.

Spectral dependences of the optical absorption in $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ and $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ crystals induced by pulsed laser radiation with the wavelength of 532 nm

The spectral dependences of optical absorption induced by pulsed radiation with the wavelength of 532 nm in $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ и $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ crystals were studied. We obtained from the experiments that the optical absorption of the investigated crystals increases within the spectral range from 500 to 1000 nm and reaches the maximum values at exposures of 500 J/cm².

Keywords: photoinduced absorption, bismuth titanium oxide, spectral dependence.

УДК 535.417

М.Г. Кистенева, А.С. Акрестина, Д.О. Сивун, Р.В. Киселев, С.М. Шандаров,
С.В. Смирнов, А.Л. Толстик, И.Н. Агишев, А.В. Станкевич, Ю.Ф. Каргин

Динамика фотоиндуцированного поглощения света в кристаллах силленитов при облучении импульсами пикосекундной длительности

Представлены результаты экспериментальных исследований динамики фотоиндуцированного поглощения света в нелегированных кристаллах силиката и титаната висмута при облучении лазерными импульсами пикосекундной длительности с длиной волны 532 нм. Наблюдаемые зависимости динамики фотоиндуцированного поглощения интерпретируются в рамках модели примесного поглощения, предполагающей наличие в запрещенной зоне кристаллов глубоких дефектных центров двух типов.

Ключевые слова: фоторефрактивные кристаллы, $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$, фотоиндуцированное поглощение, лазерные импульсы.

Интерес к фоторефрактивным кристаллам класса силленитов $\text{Bi}_{12}(\text{Si}, \text{Ge}, \text{Ti})\text{O}_{20}$ связан с возможностью их применения в устройствах динамической голографии [1]. Фоторефрактивный эффект в этих кристаллах обусловлен захватом на глубокие центры фото-возбужденных носителей заряда [2]. Кристаллы силленитов имеют сложную структуру энергетических уровней в запрещенной зоне, включающую глубокие центры и мелкие ловушки [3, 4], оказывающие сильное влияние на их оптические свойства [3–6]. В [6] показано, что облучение кристалла титаната висмута наносекундными лазерными импульсами на длине волны $\lambda_i = 532$ нм приводит к увеличению оптического поглощения в диапазоне 492–840 нм, что связано с заполнением электронами центров с энергиями ионизации $\sim 1,6$ и $2,57$ эВ.

В настоящей работе представлены результаты исследования динамики фотоиндуцированного оптического поглощения, наблюдаемой в кристаллах силиката ($\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, BSO) и титаната висмута ($\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$, BTO) на фиксированной длине волны $\lambda_p = 633$ нм при воздействии на них лазерными импульсами пикосекундной длительности с $\lambda_i = 532$ нм.

В экспериментах использовались нелегированные кристаллы $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ среза (001) с толщиной $d = 6$ мм и $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (срез (110), $d = 3$ мм). Фотоиндуцированные изменения оптического поглощения наводились лазерными импульсами с длиной волны $\lambda_i = 532$ нм (вторая гармоника лазера на алюмоиттриевом гранате с неодимом), длительностью 70 пс, частотой следования 5–10 Гц и средней энергией одного импульса 50 мДж. Средняя интенсивность индуцирующего излучения на входе в кристалл составляла ~ 300 мВт/см². Для зондирования изменений в наведенном поглощении использовалось излучение непрерывного He-Ne лазера с длиной волны 633 нм, интенсивность которого в кристалле не превышала 100 мВт/см².

Во всех экспериментах засветка кристаллов BTO и BSO приводила к уменьшению интенсивности проходящего через них зондирующего излучения с $\lambda_p = 633$ нм. Временная эволюция оптического пропускания для этой длины волны, наблюдаемая экспериментально на начальном участке после воздействия индуцирующего импульса в кристаллах BTO и BSO, представлена точками на рис. 1, а и 2, а, соответственно. Для обоих кристаллов наблюдается рост фотоиндуцированного поглощения света за время, составляющее около 90 нс. Далее наблюдалось восстановление коэффициентов пропускания кристаллов BTO и BSO для светового пучка с длиной волны 633 нм, динамика которых после воздействия импульса представлена на рис. 1, б для кристалла BTO и на рис. 2, б для кристалла BSO. Возвращение поглощения к начальному уровню в кристалле BTO происходило за период, составляющий 0,2 с, а для кристалла BSO время восстановления поглощения гораздо меньше и составило величину $\sim 0,03$ с.

Для описания наблюдаемой динамики фотоиндуцированного поглощения света в кристаллах BTO и BSO была использована модель [7], предполагающая наличие двух типов глубоких дефектных центров, каждый из которых содержит пару в виде донора (D) и ловушки (T), и компенсирующих акцепторов A . Один тип центров сопоставлен донорам $D1$ и ловушкам $T1$, второй тип центров соответствует донорам $D2$ и ловушкам $T2$ и энерге-

тическому положению ближе к дну зоны проводимости, чем для первого. Ближе расположенные пространственно доноры и ловушки в каждом центре разделены, в соответствии с моделью [7, 8], потенциальным барьером, сквозь который электрон, локализованный на таком центре, может туннелировать с некоторой вероятностью, зависящей от температуры кристалла. Сечения фотоионизации для электрона, находящегося в состояниях D и T , предполагаются различными.

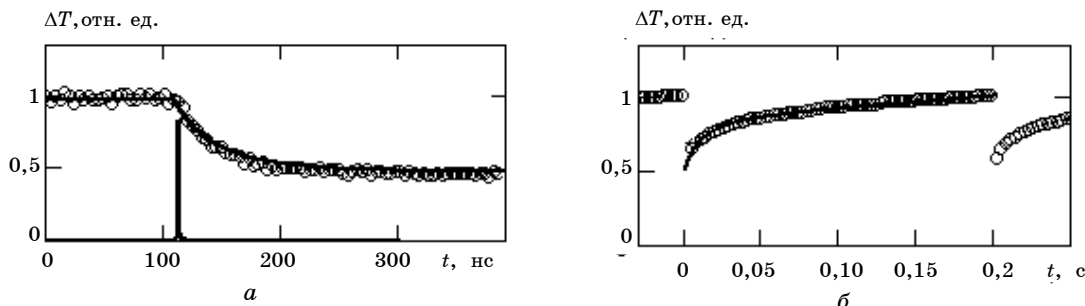


Рис. 1. Экспериментальные (кружки) и расчетные (сплошная кривая) временные зависимости изменений коэффициента пропускания на длине волны 633 нм, индуцированные в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ лазерными импульсами пикосекундной длительности на длине волны 532 нм. Момент воздействия первого лазерного импульса показан на рисунке вертикальной линией (а); период повторения импульсов – 0,2 с

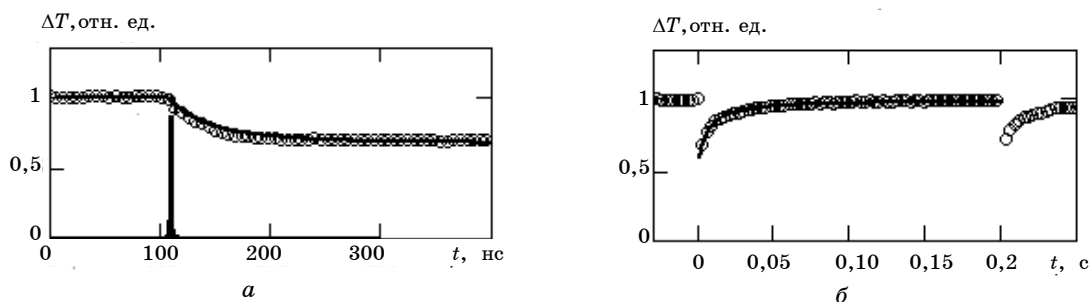


Рис. 2. Экспериментальные (кружки) и расчетные (сплошная кривая) временные зависимости изменений коэффициента пропускания на длине волны 633 нм, индуцированные в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ лазерными импульсами пикосекундной длительности на длине волны 532 нм. Момент воздействия первого лазерного импульса показан на рисунке вертикальной линией (а); период повторения импульсов – 0,2 с

Часть таких центров считается ионизированными в темновых условиях, а их заряд – компенсированным нефотоактивными акцепторами A . Под действием света происходит генерация электронов в зону проводимости с неионизированных центров, которые затем рекомбинируют на ионизированные глубокие центры в состоянии D или T . С ловушек $T2$ захваченные электроны также могут туннелировать на ловушки $T1$ с некоторой скоростью. Коэффициент поглощения для света с длиной волны 532 нм, энергия кванта которого $\hbar\omega_G$ позволяет возбуждать электроны в зону проводимости и с более глубоких центров ($D1-T1$), в рамках данной модели определяется выражением

$$\alpha_G = \hbar\omega_G (S_{1D}N1 + S_{1T}M1 + S_{2D}N2 + S_{2T}M2), \quad (1)$$

где $N1$ и $N2$, $M1$ и $M2$ – концентрации неионизированных доноров $D1$ и $D2$ и заполненных электронами ловушек $T1$ и $T2$ соответственно; S_{1D} и S_{2D} , S_{1T} и S_{2T} – сечения фотоионизации для донорных и ловушечных центров первого и второго типа. Для света с длиной волны 633 нм коэффициент поглощения определяется выражением

$$\alpha_R = \hbar\omega_R (S_{2D}N2 + S_{2T}M2). \quad (2)$$

Проведенный численный анализ динамики фотоиндуцированного изменения поглощения света на основе модели [7] и уравнения (2) позволил подобрать материальные параметры кристаллов ВТО и BSO. Сравнение с экспериментальными данными полученных в результате расчетных зависимостей, представленных на рис. 1 и 2 сплошными линиями, показывает, что предложенная модель удовлетворительно описывает динамику развития и «темновой» (точнее, в отсутствие индуцирующего излучения) релаксации фото-

индуцированного поглощения света в кристаллах ВТО и BSO. Отметим, что меньшее время восстановления пропускания в кристалле BSO обусловлено большим значением для него скорости туннельных переходов электронов с ловушек $T2$ на ловушки $T1$, по сравнению с ВТО.

Таким образом, в настоящей работе показано, что при облучении нелегированных кристаллов титаната и силиката висмута импульсами пикосекундной длительности с длиной волны 532 нм наблюдается обратимое уменьшение оптического пропускания на длине волны 633 нм. Проведенное численное моделирование показало, что использование модели, учитывающей два типа глубоких центров, содержащих пары донор–ловушка, позволяет удовлетворительно описать экспериментально наблюдаемую динамику фотоиндуцированного поглощения в кристаллах класса силленитов со сложной структурой дефектных центров, к которому относятся исследованные образцы титаната и силиката висмута.

Работа выполнена при поддержке программ «Развитие научного потенциала высшей школы (2009–2010 годы)» и ФАНИ (ГК 02.740.11.0553).

Литература

1. Петров М.П. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике / М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко. – СПб.: Наука, 1992. – 318 с.
2. Growth and holographic characterization of nonstoichiometric sillenite-type crystals / H. Vogt, K. Buse, E. Kraetzig et al. // J. Appl. Phys. – 2001. – Vol. 90. – P. 3167–3173.
3. Фотоиндуцированные явления в силленитах / В.К. Малиновский, О.А. Гудаев, В.А. Гусев, С.И. Деменко. – Новосибирск: Наука, 1990. – 160 с.
4. Oberschmid R. Absorption centers of $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ and $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ crystals // Phys. Status Solidi A. – 1985. – Vol. 89. – P. 263–270.
5. Кристаллы $\text{Bi}_{12}\text{M}_x\text{O}_{20-\delta}$ со структурой силленита. Синтез строение, свойства / Ю.В. Каргин, В.И. Бурков, А.А. Марьин, А.В. Егорышева. – М.: ИОНХРАН, 2004. – 312 с.
6. Спектральная зависимость фотоиндуцированного поглощения, наведенного в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ импульсным излучением с длиной волны 532 нм / А.Л. Толстик, А.Ю. Матусевич, М.Г. Кистенева и др. // Квантовая электроника. – 2007. – Т. 37, № 11. – С. 1027–1032.
7. Динамика фотоиндуцированного поглощения света в кристаллах титаната висмута / С.М. Шандаров, А.Е. Мандель, М.Г. Кистенева и др. // Химия высоких энергий. – 2008. – Т. 42, № 4 (приложение). – С. 58–60.
8. Temperature dependences of optical absorption and its light-induced changes in sillenite crystals / S.M. Shandarov, L.E. Polyakova, A.E. Mandel et al. // Proc. SPIE. – 2007. – Vol. 6595. – P. 124–131.

Кистенева Марина Григорьевна

Канд. физ.-мат. наук, доцент каф. КУДР ТУСУРа

Тел.: (382-2) 51-23-27

Эл. почта: m-kisteneva@mail.ru

Акрестина Анна Сергеевна

Аспирант каф. электронных приборов ТУСУРа

Тел.: (382-2) 41-38-87

Эл. почта: aka_83@mail.ru

Сивун Дмитрий Олегович

Студент каф. электронных приборов ТУСУРа

Эл. почта: dmeet@sibmail.com

Киселев Роман Вячеславович

Студент каф. электронных приборов ТУСУРа

Шандаров Станислав Михайлович

Д-р физ.-мат. наук, проф., зав. каф. электронных приборов ТУСУРа

Тел.: (382-2) 41-38-87

Эл. почта: shand@ed.tusur.ru

Смирнов Серафим Всеволодович

Д-р техн. наук, проф. каф. Физической электроники ТУСУРа
Тел.: (382-2) 41-48-61

Толстик Алексей Леонидович

Д-р физ.-мат. наук, профессор каф. лазерной физики и спектроскопии
Белорусского государственного университета, г. Минск
Тел.: (10-375-17) 209-51-20
Эл. почта: tolstikal@gmail.com

Агишев Игорь Николаевич

Зав. лаб. каф. лазерной физики и спектроскопии
Белорусского государственного университета, г. Минск
Тел.: (10-75-17) 209-51-18
Эл. почта: agishev@bsu.by

Станкевич Андрей Владимирович

Магистрант каф. лазерной физики и спектроскопии
Белорусского государственного университета, г. Минск

Каргин Юрий Федорович

Д-р хим. наук Института металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН, г. Москва
Тел.: (499) 955-48-02
Эл. почта: yu.kargin@rambler.ru

Kisteneva M.G., Akrestina A.S., Sivun D.O., Kiselev R.V., Shandarov S.M., Smirnov S.V.,
Tolstik A.L., Agishev I.N., Stankevich A.B., Kargin Yu.F.

Dynamics of photoinduced light absorption in sillenite crystals exposed to picosecond pulse radiation

The results of experimental investigations of dynamics of photoinduced light absorption in undoped bismuth silicon ($\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$) and bismuth titanium oxide ($\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$) crystals, which are exposed to picosecond laser pulse radiation at the wavelength $\lambda = 532$ nm, are presented. The observed dependences of the light-induced absorption evolution are interpreted within the framework of the impurity absorption model taking into account presence of two kinds of deep centres in the crystal band gap.

Keywords: photorefractive crystals, $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$, photoinduced absorption, laser pulses.

УДК 535.417

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ОПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ И ЕГО ФОТОИНДУЦИРОВАННЫХ ИЗМЕНЕНИЙ В КРИСТАЛЛЕ $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}\langle\text{Ca}\rangle$

© 2004 г. А. Н. Дубровин*, А. Е. Мандель*, С. М. Шандаров*, М. А. Жныкина*, Ю. М. Суховерхов*, Ю. Ф. Каргин**, В. В. Волков**, А. В. Егорышева**, В. В. Шепелевич***

*Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

**Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова Российской академии наук, Москва

***Мозырский государственный педагогический университет

Поступила в редакцию 10.06.2004 г.

Исследованы температурные зависимости фотоиндуцированного поглощения света в красной (660 нм), желтой (570 нм) и зеленой (505 нм) областях спектра в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$, легированном Са.

ВВЕДЕНИЕ

Фоторефрактивные кристаллы со структурой силленита $\text{Bi}_{12}\text{MO}_{20}$ (M – Si, Ge, Ti) являются перспективными материалами для динамической голографии и ее приложений [1–6] благодаря быстрому отклику на световое воздействие. К достоинствам кристаллов титаната висмута $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ относятся малое удельное оптическое вращение и чувствительность к излучению из видимой и ближней инфракрасной областей спектра [1, 7]. Оптическое поглощение оказывает заметное влияние на характеристики фоторефрактивных устройств, а его температурная зависимость определяет диапазон температур, в котором они могут сохранять свою работоспособность.

Другим эффектом, характерным для титаната висмута, является значительное фотоиндуцированное поглощение света [2, 8–15]. Его физической причиной принято считать перезарядку дефектных центров с различными сечениями фотоионизации под действием видимого света [8–14]. Значения концентрации таких центров, вероятностей фотовозбуждения и термической генерации неравновесных носителей заряда и возможных внутрицентровых переходов, а также величины рекомбинационных коэффициентов определяют динамику и величину фотоиндуцированных изменений поглощения света [15] и могут быть температурно-зависимыми. Отметим, что температурные зависимости спектров оптического поглощения для кристаллов силиката и германата висмута подробно исследованы в работах [16–18].

Цель настоящей работы – исследование температурных зависимостей коэффициентов поглощения для квазимонохроматического излучения полупроводниковых светодиодов из красной (660 нм), желтой (570 нм) и зеленой (505 нм) областей спектра в $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}\langle\text{Ca}\rangle$. Влияние температуры кри-

сталла на кинетику роста фотоиндуцированного поглощения света и его релаксацию в темновых условиях изучено для зеленого света.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты проводили на монокристаллическом образце $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}\langle\text{Ca}\rangle$, выращенном TSSG-методом при условиях, описанных в [19]. Исследуемый образец имел высокое оптическое качество, толщину 5.9 мм вдоль кристаллографического направления [100] и оптически полированные грани (100) с поперечными размерами 12×12 мм. С помощью медного держателя кристалл закрепляли на нагревательном модуле, выполненном на основе термоэлектрического элемента Пельтье. Электронный блок управления нагревателем, построенный на базе микроконтроллера ADuC824, позволял задавать закон изменения температуры и поддерживать ее для исследуемого образца с точностью $\pm 0.5^\circ\text{C}$. Температуру кристалла измеряли с помощью цифрового термодатчика DS-1620 и в режиме реального времени фиксировали компьютером. Рабочий диапазон термостабилизации кристалла составлял $5\text{--}110^\circ\text{C}$ при комнатной температуре $\sim 23^\circ\text{C}$.

При изучении температурной зависимости коэффициента поглощения (α_0) кристалла в отсутствие засветки скорость роста температуры составляла $1^\circ\text{C}/\text{мин}$. После достижения заданного значения температуры образец до проведения измерений выдерживали при постоянной температуре в течение 5 мин. При измерениях зависимости $\alpha_0(t)$ образец каждый раз открывали для прохождения света на непродолжительное время (порядка 1–2 с), что позволило минимизировать фотоиндуцированные изменения поглощения. Изменения оптического поглощения образца регис-

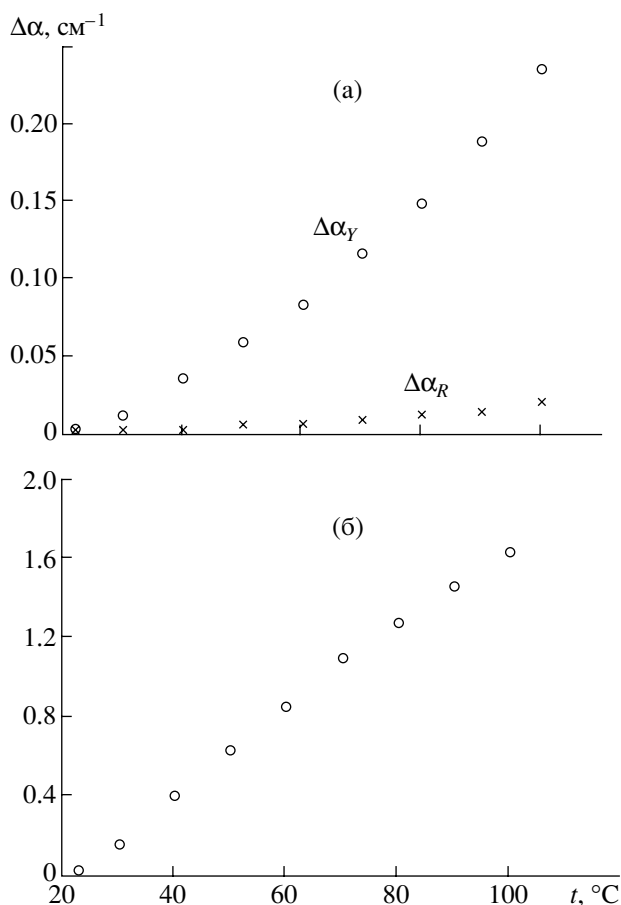


Рис. 1. Температурные зависимости изменений коэффициента поглощения в кристалле $\text{Vi}_{12}\text{TiO}_{20}\langle\text{Ca}\rangle$ для излучения на длине волны $\lambda = 660$ ($\Delta\alpha_R$), 570 ($\Delta\alpha_Y$) (а) и 505 нм (б).

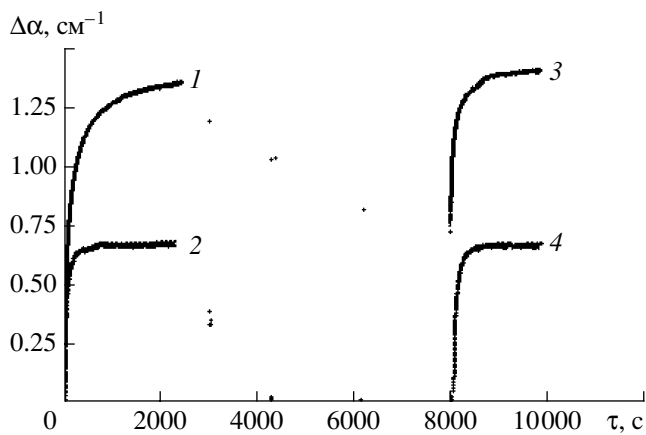


Рис. 2. Кинетика фотоиндуцированного поглощения при температурах 23 (1, 3) и 100°C (2, 4) (показаны два цикла последовательной засветки кристалла излучением с длиной волны $\lambda = 505$ нм).

трировали с помощью связанной с тем же компьютером экспериментальной установки, подробно описанной в [15].

Все эксперименты проводили в отсутствие внешнего освещения, а в промежутках между ними кристалл выдерживали в темноте не менее 72 ч для релаксации α_0 к исходному значению. В качестве источников оптического излучения использовали полупроводниковые светодиоды, излучающие на длинах волн 660 , 570 и 505 нм.

Эксперименты по изучению динамики фотоиндуцированного поглощения проводили надлине волны $\lambda = 525$ нм при интенсивности засветки 3 мВт/ см^2 и температурах 23 и 100°C . В обоих случаях после засветки кристалла в течение 2400 с световой пучок перекрывали и в кристалле происходила темновая релаксация наведенных изменений поглощения.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Эксперименты по определению коэффициентов поглощения необлученного кристалла $\text{Vi}_{12}\text{TiO}_{20}\langle\text{Ca}\rangle$ показали, что на длинах волн $\lambda = 660$, 570 и 505 нм при температуре $t_0 = 23^{\circ}\text{C}$ их значения составляют $\alpha_{R_0} = 0.15$ см^{-1} , $\alpha_{Y_0} = 0.74$ см^{-1} и $\alpha_{G_0} = 4.06$ см^{-1} соответственно. Температурные зависимости изменений коэффициента поглощения $\Delta\alpha(t) = \alpha_0(t) - \alpha_0(t_0)$ для красного и желтого света представлены на рис. 1а, для зеленого света – на рис. 1б. С ростом температуры коэффициент поглощения увеличивается для всех длин волн, причем величина его изменений, как и $\alpha_0(t_0)$, растет с уменьшением λ . Величины приращения коэффициента поглощения при увеличении температуры с 23 до 100°C ($\Delta\alpha_R = 0.018$ см^{-1} , $\Delta\alpha_Y = 0.24$ см^{-1} и $\Delta\alpha_G = 1.65$ см^{-1}) составляют от 12 до 40 % от значений коэффициента поглощения $\alpha_0(t_0)$ при температуре 23°C .

Как известно, кристаллы $\text{Vi}_{12}\text{TiO}_{20}\langle\text{Ca}\rangle$ характеризуются заметным фотоиндуцированным поглощением в видимой области спектра, которое было подробно изучено при комнатной температуре [19]. На рис. 2 представлена кинетика фотоиндуцированного поглощения, измеренная при 23 и 100°C . Как видно, рост поглощения при температуре 100°C (кривая 2) происходит значительно быстрее, чем при 23°C (кривая 1), но имеет значительно меньший уровень насыщения.

В моменты времени $\tau = 3000$, 4200 и 6000 с световой пучок открывали на непродолжительное время (1 – 2 с) для наблюдения релаксации коэффициента поглощения. При температуре 100°C релаксация $\Delta\alpha(\tau)$ к нулевому значению происходит за время, меньшее 1800 с, в то время как при 23°C за 5600 с величина фотоиндуцированного поглощения уменьшается только до $\Delta\alpha \approx 0.75$ см^{-1} . Временные зависимости нарастания фотоиндуцированного поглощения во время первого и второго ($\tau = 8000$ с) циклов засветки практически идентичны друг другу.

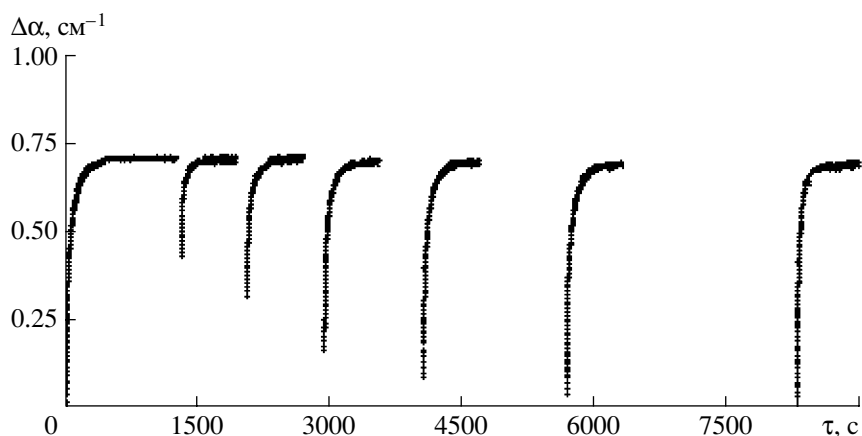


Рис. 3. Кинетика фотоиндуцированного поглощения для зеленого света ($\lambda = 505$ нм) при температуре 100°C (показаны циклы засветки кристалла с последовательным увеличением времени выдержки в темноте).

Для более детального изучения процесса релаксации фотоиндуцированного поглощения при температуре кристалла 100°C был проведен эксперимент, в котором кристалл подвергался семи циклам засветки излучением с $\lambda = 505$ нм (рис. 3). После каждого цикла засветки, в течение которого величина фотоиндуцированного поглощения выходила на стационарный уровень, время выдержки в темноте увеличивали в 2 раза. Это позволило построить временную зависимость релаксации фотоиндуцированного поглощения для зеленого света (рис. 4). Кривые релаксации фотоиндуцированного поглощения удовлетворительно описываются экспоненциальной функцией с постоянными времени $\tau_r = 11700$ и 149 с при температурах 23 и 100°C соответственно. Анализ кинетических кривых изменения величины фотоиндуцированного поглощения на начальных участках засветки (рис. 2 и 3) показывает, что ее рост происходит по линейному закону. Скорость роста зависит от интенсивности света и составляет 1.5×10^{-3} см/(мВт с) при температуре 23°C . Увеличение температуры до 100°C приводит к незначительному увеличению этой скорости до 1.7×10^{-3} см/(мВт с).

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для качественного объяснения наблюдаемых эффектов воспользуемся предложенной в [15] моделью, предполагающей наличие в кристалле двух систем дефектов: фотоактивных донорных центров одного типа и ловушечных центров другого типа. Каждая из этих систем характеризуется своим набором энергетических уровней, а переходы электронов между донорными и ловушечными центрами могут происходить под действием света и термического возбуждения. Рост фотоиндуцированного поглощения в рамках данной модели обусловлен тем, что сечение фотоионизации заселенных электронами ловушеч-

ных центров превышает таковое для доноров. Уменьшение стационарной заселенности донорных и ловушечных уровней в темновых условиях с ростом их энергетического положения относительно потолка валентной зоны обуславливает падение поглощения с увеличением длины волны света.

Рост коэффициента поглощения кристалла с увеличением температуры, наблюдаемый для излучения из красной, желтой и зеленой областей спектра, может быть связан с заселением более высоко лежащих уровней за счет внутрицентровых переходов и увеличением вероятности термоиндуцированных переходов электронов с донорных на ловушечные центры. Длительное освещение кристалла вызывает перераспределение существовавшего в темноте равновесного распределения зарядов по уровням в связанных системах донорных и ловушечных центров вследствие фотовозбуждения электронов в зону проводимости и их последующий захват ионизированными донорами и пустыми ловушками. Как следствие, это

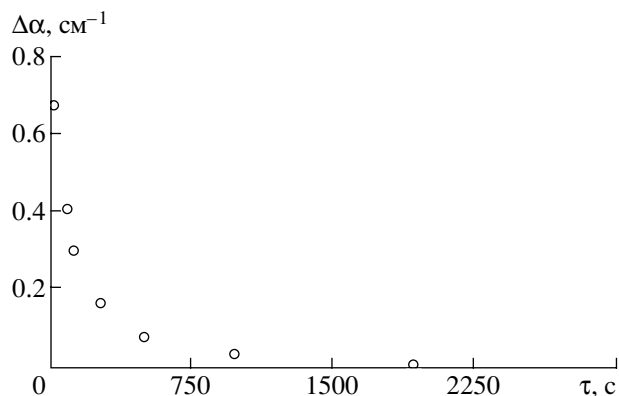


Рис. 4. Релаксация фотоиндуцированного поглощения света на длине волны 505 нм в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}(\text{Ca})$ при температуре 100°C .

приводит к фотоиндуцированным изменениям коэффициента поглощения для видимого света. Уменьшение концентрации не захвативших электроны ловушечных центров за счет их заселения термически возбужденными электронами может быть причиной того, что фотоиндуцированные изменения поглощения $\Delta\alpha$ падают с ростом температуры.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучены температурные зависимости фотоиндуцированного поглощения света в красной (660 нм), желтой (570 нм) и зеленой (505 нм) областях спектра в легированном кальцием кристалле титаната висмута.

Установлено, что в температурном диапазоне 23–100°C значение коэффициента поглощения кристалла растет с уменьшением λ . Изменения коэффициента поглощения при увеличении температуры от 23 до 100°C ($\Delta\alpha_R = 0.018 \text{ см}^{-1}$, $\Delta\alpha_Y = 0.24 \text{ см}^{-1}$ и $\Delta\alpha_G = 1.65 \text{ см}^{-1}$) составляют 12–40 % от значений коэффициентов поглощения $\alpha_0(t_0)$ при температуре $t_0 = 23^\circ\text{C}$. Темновая релаксация поглощения, индуцированного светом с $\lambda = 505 \text{ нм}$, удовлетворительно описывается экспоненциальной функцией с временами релаксации $\tau_r = 11700$ и 149 с при температурах 23 и 100°C соответственно.

Работа выполнена в рамках совместного Белорусско-Российского проекта при поддержке Российского (проект 02-02-81044) и Белорусского (проект Ф02Р-143) фондов фундаментальных исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. СПб.: Наука, 1992. 318 с.
2. Малиновский В.К., Гудаев О.А., Гусев В.А., Деменко С.И. Фотоиндуцированные явления в силленитах. Новосибирск: Наука, 1990. 160 с.
3. Stepanov S.I. Applications of Photorefractive Crystals // Rep. Prog. Phys. 1994. V. 57. P. 39–116.
4. Kukhtarev N., Chen Bo Su, Venkateswarlu P. et al. Reflection Holographic Gratings in [111] Cut $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ Crystal for Real Time Interferometry // Opt. Commun. 1993. V. 104. P. 23–28.
5. Кульчин Ю.Н., Ромашко Р.В., Пискунов Е.Н., Камшилин А.А. Многоканальный корреляционный фильтр на основе фоторефрактивного кристалла для обработки изменяющихся спекловых полей // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. № 12. С. 23–27.
6. Mokrushina E.V., Bryushinin M.A., Kulikov V.V. et al. Photoconductive Properties of Photorefractive Sillinites Grown in an Oxygen-Free Atmosphere // J. Opt. Soc. Am. B: Opt. Phys. 1999. V. 16. P. 57–62.
7. Odoulov S.G., Shcherbin K.V., Shumeljuk A.N. Photorefractive Recording in BTO in the Near Infrared // J. Opt. Soc. Am. B: Opt. Phys. 1994. V. 11. P. 1780–1785.
8. Riehemann S., Richermann F., Volkov V.V. et al. Optical and Photorefractive Characterization of BTO Crystals Doped with Cd, Ca, Ga and V // J. Nonlin. Opt. Phys. Mater. 1997. V. 6. № 2. P. 235–249.
9. Бурков В.И., Егорышева А.В., Каргин Ю.Ф. Оптические и хирооптические свойства кристаллов со структурой типа силленита (Обзор) // Кристаллография. 2001. Т. 46. № 2. С. 356–380.
10. Egorysheva A.V., Burkov V.I., Kargin Yu.F., Skorikov V.M. Stoichiometric Dependence of Optical and Photoconductive Properties of $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ Single Crystals // Proc. SPIE – Int. Soc. Opt. Eng. 2001. V. 4358. P. 97–101.
11. Веретенников С., Мандель А.Е., Шандаров С.М. и др. Влияние стехиометрии на фотоиндуцированное поглощение и двухпучковое взаимодействие света на отражательной решетке в кристаллах титаната висмута // Изв. вузов. Физика. 2003. № 2. С. 39–45.
12. Shandarov S.M., Reshetko A.V., Emelyanov A. et al. Two-Beam Coupling in Sillinite Crystals // Proc. SPIE – Int. Soc. Opt. Eng. 1996. V. 2969. P. 202–210.
13. Kobozev O.V., Shandarov S.M., Kamshilin A.A., Prokofiev V.V. Light-Induced Absorption in a $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ Crystal // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 1999. V. 1. P. 442–447.
14. Мартынянов А.Г., Агеев Е.Ю., Шандаров С.М. и др. Встречное двухволновое взаимодействие в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ в условиях фотоиндуцированного поглощения света // Квантовая электроника. 2003. Т. 33. № 3. С. 226–230.
15. Мандель А.Е., Плесовских А.М., Шандаров С.М. и др. Фотоиндуцированное поглощение в кристаллах титаната висмута для узкополосного светового излучения // Изв. вузов. Физика. 2003. № 12. С. 48–54.
16. Панченко Т.В. Термооптическое исследование глубоких уровней в легированных кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ // ФТТ. 1998. Т. 40. № 3. С. 452–457.
17. Панченко Т.В. Термооптическое исследование примесных центров в кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, легированных Cu // ФТТ. 1998. Т. 40. № 7. С. 1246–1251.
18. Панченко Т.В. Термооптическое исследование примесных центров в кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ и $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$, легированных Fe // ФТТ. 1999. Т. 41. № 3. С. 1006–1011.
19. Шандаров С.М., Мандель А.Е., Казарин А.В. и др. Динамика фотоиндуцированного поглощения света в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ // Изв. вузов. Физика. 2002. № 8. С. 29–34.

УДК 535.417

М.Г. КИСТЕНЕВА, А.С. ВИШНЕВ, А.С. АКРЕСТИНА, А.А. СЕРГЕЕВ,
С.А. СМЫЧКОВ, С.М. ШАНДАРОВ, Ю.Ф. КАРГИН

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ОПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В КРИСТАЛЛЕ ТИТАНАТА ВИСМУТА, ЛЕГИРОВАННОМ АЛЮМИНИЕМ¹

Представлены результаты экспериментальных исследований температурных зависимостей оптического поглощения для узкополосного квазимонохроматического излучения полупроводниковых светодиодов из видимой области спектра в легированном алюминием кристалле титаната висмута. Показано, что экспериментальные зависимости для диапазона температур 27–70 °С могут быть описаны в рамках модели дефектов, представляющих донорно-ловушечные пары и допускающих туннельные переходы электронов между донорным и ловушечным центрами в каждой из этих пар.

Введение

Фоторефрактивные кристаллы титаната висмута $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (ВТО) относятся к классу силленитов и используются как функциональная среда в динамической голографии и устройствах оптической обработки информации [1]. Считается, что в силленитах основной вклад в фоторефрактивный эффект связан с фотовозбуждением носителей заряда с глубоких уровней в запрещенной зоне [2]. Облучение этих кристаллов светом из видимой и ближней УФ-области и изменение температуры приводит к перезарядке дефектных центров с различными сечениями фотоионизации, вследствие чего может происходить обратимое изменение и фоторефрактивных параметров. Например, авторами работ [3, 4] было экспериментально продемонстрировано, что предварительная экспозиция видимым излучением существенно увеличивает эффективность двухпучкового взаимодействия для света из ближней ИК-области (на длине волны 1064 [3] и 780 нм [4]) на формируемых в нелегированных кристаллах ВТО фоторефрактивных голограммах.

В работах [5–8] показано, что примеси оказывают значительное влияние на фоторефрактивные параметры титаната висмута. Это может быть связано с тем, что легирование кристаллов ВТО может приводить как к появлению новых глубоких уровней, так и к изменению параметров структурных дефектов, характерных для нелегированных образцов [9]. Важная информация о глубоких центрах, позволяющая развить существующие модели фоторефрактивного эффекта в кристаллах силленитов, может быть получена из исследований спектральных и температурных зависимостей оптического поглощения [10].

Температурные зависимости оптического поглощения в относящихся к классу силленитов кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO) экспериментально исследовались в работах [11–16]. Авторы [11] получили, что с ростом температуры кристалла BSO от 295 до 345 К его коэффициент поглощения $k(T)$ для излучения аргонового лазера с длиной волны $\lambda = 514,5$ нм увеличивается на $0,4 \text{ см}^{-1}$. В работах [12–15] температурные зависимости спектров оптического поглощения в диапазоне энергий фотонов $E = 0,5\text{--}3,5$ эВ для номинально чистых и легированных различными примесями кристаллов BSO изучались с помощью спектрофотометров. Показано, что величина и характер температурной зависимости коэффициента поглощения света зависят от типа легирующей примеси. Обнаружен значительный гистерезис в поведении температурных зависимостей $k(T)$ для циклов «нагрев–охлаждение» [12]. В работе [16] температурные зависимости оптического поглощения в кристалле BSO изучались для узкополосного квазимонохроматического излучения полупроводниковых светодиодов ($\lambda \approx 625, 570, 505$ и 470 нм).

Температурные зависимости оптического поглощения в кристаллах титаната висмута экспериментально исследовались в образцах, легированных кальцием ($\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$), для излучения светодиодов из красной, желтой, зеленой и синей областей спектра [10, 17]. Установлено, что в диапазоне 23–100 °С коэффициент поглощения увеличивается с температурой для всех длин волн.

¹ Работа выполнена при поддержке РФФИ и БРФФИ (грант № 06-02-81040_Бел_а) и программы «Развитие научного потенциала высшей школы (2006–2008 годы)».

При температуре 25 °С его значения составляют ~ 0,1 (660 нм), 0,6 (570 нм), 10 (505 нм) и 28,5 см⁻¹ (470 нм). Резкое возрастание коэффициента поглощения кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ в сине-зеленой области с укорочением длины волны обусловлено наличием «плеча» в спектре поглощения, которое большинством авторов связывается со структурными дефектами кристаллической решетки [2, 9]. Значительное поглощение кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ ограничивает его применение в качестве фоторефрактивного материала в устройствах, использующих лазерное излучение с длинами волн 532, 514,5 и 488 нм. Отсутствие «плеча», или его незначительная интенсивность, наблюдается в кристаллах ВТО, легированных элементами Al, Ga, Zn, P, Cd, V [6–9].

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований температурных зависимостей коэффициента поглощения в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Al}$ для квазимонохроматического излучения полупроводниковых светодиодов со средними длинами волн 660, 570, 505 и 470 нм.

Методика эксперимента и экспериментальные результаты

В экспериментах использовался легированный алюминием образец титаната висмута, выращенный TSSG-методом и имеющий толщину 6,6 мм вдоль кристаллографического направления [100]. Температурные зависимости коэффициента поглощения исследовались в цикле «нагрев – охлаждение» в диапазоне температур 27–100 °С. Изменение температуры кристалла производилось с помощью модуля, выполненного на основе термоэлектрического элемента Пельтье. Электронный блок управления позволял изменять температуру в указанном диапазоне и поддерживать ее для исследуемого образца с точностью $\pm 0,5$ К. Данные о температуре кристалла T считывались с помощью цифрового термодатчика в режиме реального времени и регистрировались компьютером. Изменения оптического поглощения измерялись на экспериментальной установке, описанной в работе [18], и фиксировались тем же компьютером.

При изучении температурной зависимости коэффициента поглощения $k(T)$ образец, до проведения эксперимента, выдерживался в темноте несколько суток. В эксперименте, после нагревания кристалла до заданной температуры и ее стабилизации, кристалл открывался для прохождения света на непродолжительное время (порядка 1 с), что позволяло минимизировать фотоиндуцированные изменения поглощения. Все эксперименты проводились в отсутствие внешнего освещения.

Представленные на рис. 1 температурные зависимости коэффициентов поглощения кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Al}$ соответствуют его нагреву до температуры 100 °С с последующим охлаждением до $T_f \sim 30$ °С. Увеличение температуры кристалла от точки к точке осуществлялось со скоростью $\sim 0,015$ К·с⁻¹; измерения коэффициента поглощения проводились после выдержки образца при заданной температуре T_N в течение 300 с. При охлаждении кристалла скорость изменения температуры падала с ее приближением к T_f и не превышала величины 0,005 К·с⁻¹.

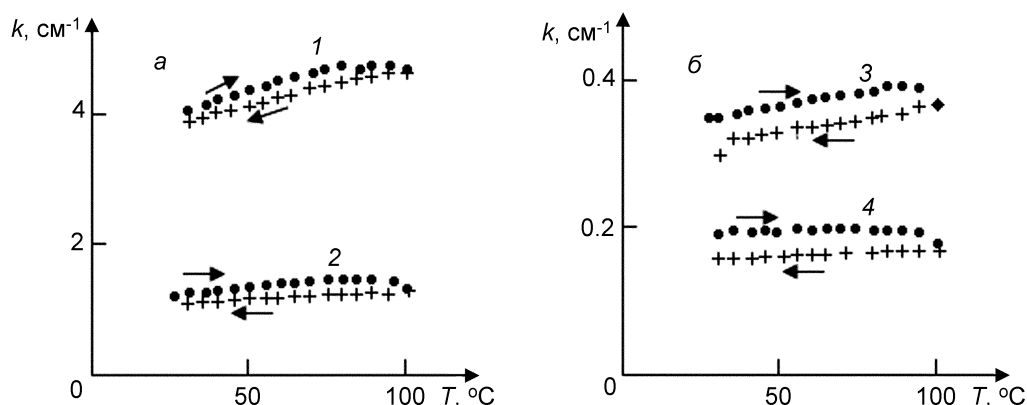


Рис.1. Температурные зависимости коэффициента поглощения в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Al}$ для $\lambda \approx 470$ (кр. 1), 505 (кр. 2), 570 (кр. 3) и 660 нм (кр. 4). Стрелки, ориентированные вправо и влево, указывают на нагрев и охлаждение соответственно

Как следует из рис. 1, коэффициент поглощения кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Al}$, как и для $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ [10], возрастает с укорочением длины волны. Однако величина оптического поглощения для желтого, зеленого и синего света в $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Al}$ существенно меньше, чем в $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$.

При температуре 27 °С коэффициент поглощения титаната висмута, легированного алюминием, имеет значения $k_r = 0,19$, $k_y = 0,33$, $k_g = 1,21$ и $k_b = 4,05$ см⁻¹ на длинах волн 660, 570, 505 и 470 нм соответственно.

Температурные зависимости $k(T)$ для кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Al}$ в исследованном диапазоне характеризуются гистерезисным поведением, чем качественно отличаются от аналогичных зависимостей для легированного кальцием титаната висмута. Абсолютные значения приращений коэффициента поглощения для указанных выше длин волн из желто-синей области, достигающие значений $\Delta k_y = 0,05$ см⁻¹, $\Delta k_g = 0,24$ см⁻¹ и $\Delta k_b = 0,9$ см⁻¹ для кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Al}$, примерно на порядок меньше, чем приведенные в работе [10] данные для $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$.

С целью изучения наблюдающегося температурного гистерезиса были исследованы зависимости коэффициента поглощения зеленого света $k_g(T)$ для различных максимальных температур нагрева T_{\max} , с последующим охлаждением до температуры 30 °С, представленные на рис. 2. При нагревании кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Al}$ до температуры $T_{\max} = 70$ °С и последующем охлаждении различия в значениях коэффициента поглощения для одной и той же температуры в циклах нагрева и охлаждения находились в пределах ошибки измерения, то есть температурный гистерезис отсутствовал. Охлаждение кристалла, нагретого до температуры $T_{\max} = 85$ °С, когда гистерезис уже проявляется, сопровождается уменьшением коэффициента поглощения практически с такой же скоростью dk_g/dT , как и для его роста при нагреве от 27 до 70 °С.

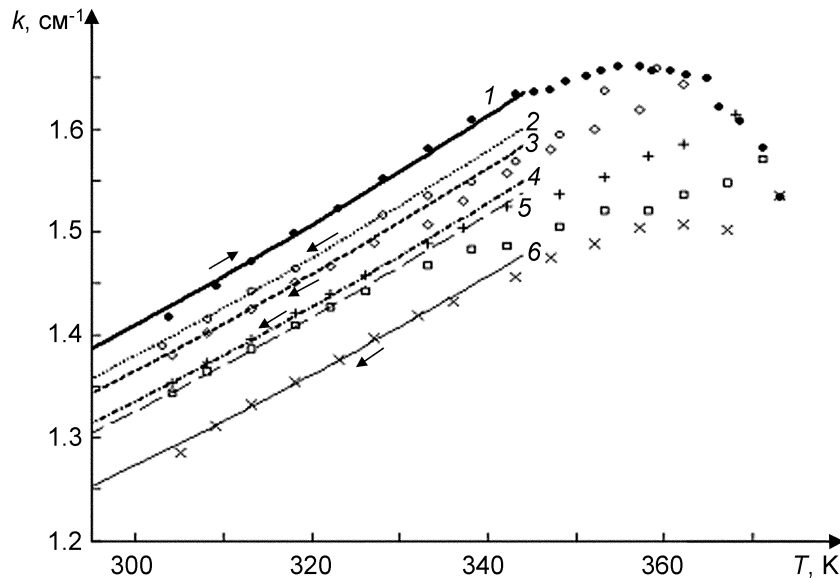


Рис. 2. Температурные зависимости коэффициента поглощения в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Al}$ для $\lambda = 505$ нм при нагревании (кр. 1) и охлаждении для различных максимальных температур нагрева T_{\max} , °С: 85 (кр. 2), 90 (кр. 3), 95 (кр. 4), 98 (кр. 5) и 100 (кр. 6). Стрелки, ориентированные вправо и влево, указывают на нагрев и охлаждение кристалла соответственно. Сплошные и штриховые линии – расчетные температурные зависимости коэффициента поглощения для кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Al}$

Как видно из рис. 2, при повышении максимальной температуры нагрева до $T_{\max} = 90$ и 95 °С происходит снижение скорости уменьшения коэффициента поглощения dk_g/dT при охлаждении кристалла в диапазоне температур $T = 70$ – 95 °С. Наименьшие изменения коэффициента поглощения в пределах данного диапазона при охлаждении кристалла наблюдаются для $T_{\max} = 98$ и 100 °С. Наклон зависимостей $k_g(T)$ в области температур $T = 27$ – 70 °С, как правило, одинаков как для процесса нагревания, так и для процесса охлаждения, независимо от максимальной температуры нагрева. Это свидетельствует об одинаковом механизме температурных изменений коэффициента поглощения для диапазона температур $T = 27$ – 70 °С.

Аппроксимация температурных зависимостей оптического поглощения

Для аппроксимации температурной зависимости коэффициента поглощения в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Al}$ будем использовать модель донорно-ловушечных пар, каждая из которых включает

два близко расположенных дефекта: донорные (D) и ловушечные (T) центры [16]. Эти D - и T -центры разделены потенциальным барьером, имеющим высоту E_D для доноров и E_T для ловушек, и характеризуются различающимися сечениями фотоионизации, удовлетворяющими условию $S_D \ll S_T$. Вследствие сильного электрон-фононного взаимодействия электроны могут туннелировать сквозь данный потенциальный барьер. Вероятности этих переходов (W_D и W_T) определяются температурой, изменение которой приводит к переходу в другое равновесное распределение электронов между D - и T -центрами и к соответствующему изменению оптического поглощения [16]:

$$k = \hbar\omega N_D(S_D W_D + S_T W_T) = \alpha^0 \left[\frac{1}{1 + \exp(-\Delta E_{DT} / k_B T)} + \frac{S_{TD}}{1 + \exp(\Delta E_{DT} / k_B T)} \right], \quad (1)$$

где $\alpha^0 = \hbar\omega N_D S_D$ – коэффициент поглощения света для случая, когда все электроны находятся в состоянии D ; N_D – общее количество дефектных центров; $\Delta E_{DT} = E_D - E_T$; $S_{TD} = S_T / S_D$; k_B – постоянная Больцмана.

Использование этой модели позволяет провести аппроксимацию полученных экспериментальных зависимостей $k_g(T)$ в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Al}$ в области температур $T = 27\text{--}70$ °С. Результаты расчета температурной зависимости оптического поглощения при нагреве кристалла в диапазоне $27\text{--}70$ °С с использованием уравнения (1) при значениях параметров $\Delta E_{DT} = 0,1$ эВ, $S_{TD} = 18$, $\alpha^0 = 1,045$ см⁻¹ представлены на рис. 2 сплошной линией. Штриховыми и штрихпунктирными линиями показаны результаты расчета температурной зависимости коэффициента поглощения при охлаждении кристалла в диапазоне $30\text{--}60$ °С. В этом случае параметры ΔE_{DT} и S_{TD} остаются прежними, а параметр α^0 уменьшается при увеличении температуры нагрева и принимает следующие значения: $\alpha^0 = 1,023$ ($T = 85$ °С); $1,012$ (90 °С); $0,99$ (95 °С); $0,983$ (98 °С) и $0,944$ (100 °С).

В области температур $70\text{--}100$ °С поведение $k(T)$ невозможно аппроксимировать с помощью выражения (1). Можно предположить, что это обусловлено зависимостью параметра α^0 от температуры. Результаты вычисления зависимости $\alpha^0(T)$ с использованием выражения (1) и приведенных на рис. 2 экспериментальных данных представлены на рис. 3. В диапазоне от 27 до 60 °С разброс значений параметра α^0 является достаточно небольшим и может быть связан с погрешностями определения коэффициента поглощения из экспериментальных данных. Наблюдаемые в

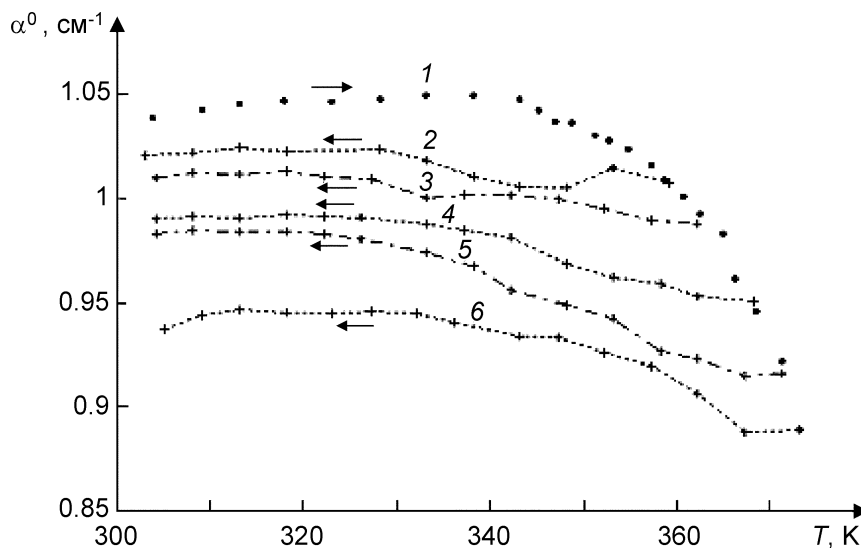


Рис. 3. Температурные зависимости коэффициента поглощения α^0 в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Al}$ для $\lambda \approx 505$ нм при нагревании (кр. 1) и охлаждении для различных максимальных температур нагрева T_{max} , °С: 85 (кр. 2), 90 (кр. 3), 95 (кр. 4), 98 (кр. 5), 100 (кр. 6). Стрелки, ориентированные вправо и влево, указывают на нагрев и охлаждение кристалла соответственно

диапазоне температур 70–100 °С более значительные вариации параметра α^0 могут быть обусловлены процессами распада некоторой части донорно-ловушечных пар при росте температуры и их последующего восстановления при охлаждении кристалла. Можно предположить, что параметр α^0 не возвращается к исходному равновесному значению, равному $1,045 \text{ см}^{-1}$, вследствие более значительного времени восстановления донорно-ловушечных пар при уменьшении температуры кристалла, чем продолжительность его охлаждения в проведенных экспериментах.

Заключение

Таким образом, проведенные экспериментальные исследования показали, что характер температурной зависимости коэффициента поглощения $k(T)$ в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Al}$ в цикле «нагрев–охлаждение» определяется максимальной температурой нагрева T_{max} . При нагревании образца до температуры T_{max} , не превышающей 70 °С, гистерезис отсутствует, что в рамках рассматриваемой теоретической модели обусловлено отсутствием в этом диапазоне температур изменений концентрации донорно-ловушечных пар, обуславливающих примесное оптическое поглощение. При повышении максимальной температуры нагрева, для $T_{\text{max}} > 70 \text{ °С}$, зависимости $k(T)$ характеризуются температурным гистерезисом. В этом случае нагревание кристалла до температур, превышающих 70 °С, может сопровождаться уменьшением количества таких донорно-ловушечных пар. При охлаждении кристалла концентрация этих центров восстанавливается частично, что и является причиной температурного гистерезиса оптического поглощения в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Al}$.

Получено, что оптическое поглощение в кристалле титаната висмута, легированного алюминием, для желто-синей области спектра приблизительно на порядок меньше, чем в кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$. Это свидетельствует о перспективности использования кристаллов $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Al}$ для реализации устройств динамической голографии, использующих лазерное излучение с длинами волн 532, 514,5 и 488 нм.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. – СПб.: Наука, 1992. – 320 с.
2. Малиновский В.К., Гудаев О.А., Гусев В.А., Деменко С.И. Фотоиндуцированные явления в силленитах. – Новосибирск: Наука, 1990. – 160 с.
3. Odoulov S.G., Shcherbin K.V., and Shumeljuk A.N. // J. Opt. Soc. Am. B. – 1994. – V. 11. – P. 1780.
4. Dos Santos P.V., J. Frejlich, and Carvalho J.F. // Appl. Phys. B. – 2005. – V. 81. – P. 651.
5. Mokrushina E.V., Nechitailov A.A., and Prokofiev V.V. // Opt. Commun. – 1996. – V. 123. P. 592–596.
6. Coza C., Zaldo C., Volkov V.V., et al. // J. Opt. Soc. Am. B. – 1996. – V. 13. – No. 5. – P. 908–915.
7. Riehemann S., Richermann F., Volkov V.V., et al. // J. Nonlin. Opt. Phys. Materials. – 1997. – V. 6. – No. 2. – P. 235–249.
8. Kargin Yu.F., Egorysheva A.V., Volkov V.V., et al. // J. Crystal Growth. – 2005. – V. 275. – P. e779–e784.
9. Каргин Ю.Ф., Бурков В.И., Марьин А.А., Егорышева А.В. Кристаллы $\text{Bi}_{12}\text{M}_x\text{O}_{20-\delta}$ со структурой силленита. Синтез, строение, свойства. – М.: ИОНХ РАН, 2004. – 312 с.
10. Mandel A.E., Shandarov S.M., Dubrovin A.N., et al. // OSA Trends in Optics and Photonics (TOPS) V. 99, Photorefractive Effects, Materials, and Devices, Proceeding Volume (Optical Society of America, Washington, DC 2005). – P. 209–214.
11. Uhrich C. and Hesselink L. // Opt. Lett. – 1990. – V. 15. – No. 9. – P. 455–457.
12. Панченко Т.В. // ФТТ. – 1998. – Т. 40. – № 3. – С. 452–457.
13. Панченко Т.В. // ФТТ. – 1998. – Т. 40. – № 7. – С. 1246–1251.
14. Панченко Т.В. // ФТТ. – 1999. – Т. 41. – № 6. – С. 1006–1011.
15. Панченко Т.В. // ФТТ. – 2000. – Т. 42. – № 4. – С. 641–646.
16. Полякова Л.Е., Иткин С.И., Кистенева М.Г. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2006. – № 3. – С. 164–165.
17. Дубровин А.Н., Мандель А.Е., Шандаров С.М. и др. // Неорган. материалы. – 2004. – Т. 40. – № 12. – С. 1459–1462.
18. Шандаров С.М., Мандель А.Е., Казарин А.В. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2002. – № 8. – С. 29–34.

УДК 535.417

М.Г. КИСТЕНЕВА, С.М. ШАНДАРОВ, А.С. АКРЕСТИНА, В.В. ПОПУГАЕВА, С.В. СМИРНОВ

ФОТО- И ТЕРМОИНДУЦИРОВАННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА В КРИСТАЛЛЕ ТИТАНАТА ВИСМУТА, ЛЕГИРОВАННОМ АЛЮМИНИЕМ¹

Представлены результаты экспериментов по изменениям в примесном оптическом поглощении, наблюдаемым в легированном алюминием кристалле титаната висмута $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Al}$ при комнатной температуре в спектральном диапазоне 460–900 нм после засветки лазерным излучением с длиной волны 660 нм и после отжига при температуре 330 °С. Получено, что кристалл просветляется в спектральном диапазоне 460–900 нм как в результате засветки, так и после температурного отжига. Наблюдаемый в экспериментах резонансный характер примесного поглощения свидетельствует о присутствии в исходном состоянии в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Al}$ дефектов, для которых возможны внутрицентровые переходы.

Ключевые слова: оптическое поглощение, титанат висмута, примесное поглощение, внутрицентровые переходы.

Перспективность применения в устройствах динамической голографии фоторефрактивных кристаллов титаната висмута (ВТО) [1] стимулирует интерес к исследованию их оптических характеристик. Облучению этих кристаллов светом из видимой области и в ближнем инфракрасном диапазоне и изменение температуры приводит к изменению их оптического поглощения [2–6], что связано с возбуждением носителей заряда с глубоких уровней в запрещенной зоне и перезарядкой дефектных центров с различными сечениями фотоионизации. Величина и характер спектральной зависимости коэффициента поглощения света и его фото- и термоиндуцированных изменений зависят от типа легирующей примеси [3, 5, 6].

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований и численного моделирования изменений в спектральных зависимостях оптического поглощения кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Al}$, вызванных воздействием на него лазерного излучения с длиной волны 660 нм, а также отжига в воздушной атмосфере при температуре 330 °С.

В экспериментах использовался легированный алюминием образец титаната висмута, выращенный TSSG-методом и имеющий толщину 6,6 мм вдоль кристаллографического направления [100]. Фотоиндуцированные изменения оптического поглощения наводились непрерывным лазерным излучением ($\lambda_{ir} = 660$ нм) с интенсивностью $\sim 25,5$ мВт/см² в течение от 5 до 45 мин. В экспериментах по влиянию отжига нагрев кристалла проводился в воздушной атмосфере, при темновых условиях, до температуры 330 °С со скоростью около 10 К/мин. После достижения заданной температуры кристалл выдерживался в печи 30 мин, а затем охлаждался естественным образом до комнатной температуры в течение $\sim 1,5$ ч. Оптические спектры пропускания в диапазоне 460–900 нм регистрировались непосредственно до и после воздействия на кристалл спектрофотометром Genesys2. Все эксперименты проводились при комнатной температуре в отсутствие внешнего освещения.

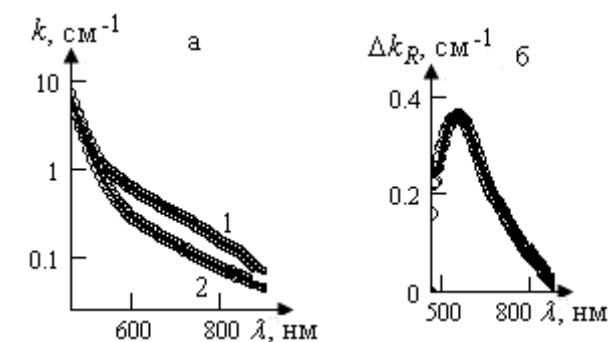


Рис. 1. Спектральные зависимости коэффициента поглощения и его фотоиндуцированного изменения в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Al}$: 1 – до облучения; 2 – после облучения лазерным излучением с $\lambda_{ir} = 660$ нм. Кружки – экспериментальные данные, сплошные линии – расчетные зависимости

до 900 нм. Зависимости (кривые 1 и 2) для коэффициента поглощения $k(\lambda)$, измеренные соответственно для исходного состояния кристалла и после его облучения в течение 45 мин, показаны кружками на рис. 1, а. Спектральная характеристика $\Delta k_R(\lambda)$, полученная вычитанием экспериментальных данных для зависимостей 1 и 2 (рис. 1, б), демонстрирует резонансный характер некоторых переходов, дающих вклад в поглощение необлученного кристалла. В этом спектре выделяются четыре полосы с интенсивным максимумом при $\lambda = 550$ нм и более слабыми максимумами при $\lambda = 680, 740$ и 820 нм, которые можно сопоставить с внутрицентровыми переходами для некоторого структурного дефекта. Макси-

Эксперименты показали, что облучение кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Al}$ лазерным излучением с длиной волны $\lambda_{ir} = 660$ нм приводит к уменьшению поглощения в спектральной области от 460

¹ Работа выполнена при поддержке программы «Развитие научного потенциала высшей школы (2009–2010 годы)» и программы ФАНИ (ГК 02.740.11.0553).

мальное изменение оптического поглощения, наблюдаемое на длине волны $\lambda_m = 550$ нм, составило $\sim 0,36 \text{ см}^{-1}$ при значении коэффициента поглощения для исходного состояния $0,86 \text{ см}^{-1}$.

В экспериментах по влиянию отжига при температуре 330°C было получено, что отжиг кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Al}$, как и облучение лазерным излучением с длиной волны $\lambda_{ir} = 660$ нм, приводит к его просветлению в спектральной области $\lambda = 460\text{--}900$ нм. Спектральная зависимость наведенных изменений в поглощении $\Delta k_T(\lambda)$, полученная вычитанием из коэффициента поглощения кристалла в исходном состоянии его значений после отжига, показанная на рис. 2, имеет, как и представленная на рис. 1, б, резонансный характер. В этом спектре также можно выделить четыре полосы с экстремумами при $\lambda = 540, 680, 740$ и 820 нм. Максимальное изменение Δk_T зафиксировано на длине волны $\lambda_m = 540$ нм и составило $\sim 0,7 \text{ см}^{-1}$.

Для описания наблюдаемых в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Al}$ спектральных зависимостей $k(\lambda)$ предположено, что вклад в примесное поглощение дает как фотовозбуждение электронов в зону проводимости с глубоких донорных центров с нормальным законом распределения концентраций по энергии ионизации [3], так и внутрицентровые переходы [4]. Представленные на рис. 1 и 2 сплошные кривые учитывают пять внутрицентровых переходов со спектральными характеристиками в виде функций Гаусса с максимумами при энергиях кванта, равных 1,48; 1,62; 1,77; 2,17 и 2,44 эВ. Для переходов электронов в зону проводимости в рамках модели [3] были учтены три глубоких донорных центра со средними энергиями ионизации 1,18; 2,05 и 2,71 эВ. Расчеты показывают, что красное излучение с энергией кванта $\sim 1,88$ эВ приводит к уменьшению вклада всех внутрицентровых переходов и к уменьшению заполнения электронами центров с энергией ионизации 1,18 эВ. Отжиг при температуре 330°C переводит большинство структурных дефектов в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Al}$ в состояние, из которого внутрицентровые переходы, инициируемые квантами с энергией, близкой к 1,48; 1,62; 1,77; 2,17 эВ, становятся невозможными, а вклад внутрицентрового перехода, вызываемого квантами с энергией, близкой к 2,44 эВ, уменьшается. Также уменьшается и заполнение электронами центров с энергиями ионизации 1,18 и 2,71 эВ. В результате кристалл просветляется в спектральной области от 460 до 900 нм.

Таким образом, облучение кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Al}$ излучением с $\lambda_{ir} = 660$ нм и отжиг при температуре 330°C приводит к просветлению кристалла, а наведенные изменения в спектре оптического поглощения демонстрируют резонансный характер.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. – СПб.: Наука. 1992. – 320 с.
2. Малиновский В.К., Гудаев О.А., Гусев В.А., Деменко С.И. Фотоиндуцированные явления в силленитах. – Новосибирск: Наука, 1990. – 160 с.
3. Толстик А.Л., Матусевич А.Ю., Кистенева М.Г. и др. // Квантовая электроника. – 2007. – Т. 37. – № 11. – С. 1027-1032.
4. Шандаров С.М., Кистенева М.Г., Акрестина А.С., Толстик А.Л. // Материалы VII Междунар. науч.-технич. конф. «Квантовая электроника-2008». Минск, 13–16 октября 2008 г. – Минск, 2008. – С. 40.
5. Кистенева М.Г., Вишнев А.С., Акрестина А.С. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2008. – № 6. – С. 12–16.
6. Shandarov S., Polyakova L., Vidal J., et al. // Proc. SPIE. – 2007. – V. 6595. – P. 124-131.

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, г. Томск, Россия

Поступила в редакцию 24.06.10.

Кистенева Марина Григорьевна, к.ф.-м.н., доцент;
Шандаров Станислав Михайлович, д.ф.-м.н., профессор;
Акрестина Анна Сергеевна, аспирантка;
Попугаева Вероника Викторовна, студентка;
Смирнов Серафим Всеволодович, д.ф.-м.н., профессор.

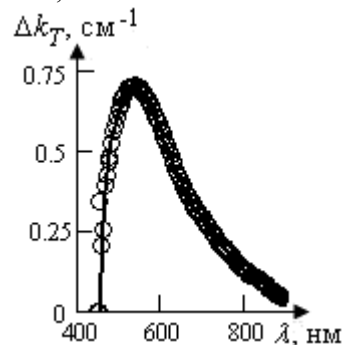


Рис. 2. Спектральные зависимости термоиндуцированных изменений в оптическом поглощении в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Al}$ после отжига при температуре 330°C . Кружки – экспериментальные данные, сплошные линии – расчетная зависимость

УДК 535:621.372.8

А.Н. Парханюк, А.О. Маркин, В.М. Шандаров, Ф. Чен

Пироэлектрическая компенсация дифракции световых пучков в кристаллах ниобата лития

Экспериментально исследуются особенности дифракции световых пучков в кристаллах ниобата лития в условиях их однородного нагрева/

Ключевые слова: пироэлектрический эффект, дифракция, пространственное самовоздействие, фоторефрактивный эффект.

В современной физике и технике достаточно широко используются пироэлектрические материалы (пироэлектрики), обладающие электрической поляризацией при отсутствии внешнего электрического поля. Пироэлектрики можно выделить из многообразия кристаллических диэлектриков по симметричному признаку: их симметрия должна быть достаточно низкой, чтобы в кристалле осталось хотя бы одно направление, которое не меняет знака под действием элементов симметрии. Такие особенные направления называют полярными осями кристалла [1]. Пироэлектрики находят широкое применение в качестве основы для сенсорных элементов различного назначения, детекторов излучения, датчиков теплотеметрических приборов. В настоящее время обсуждается возможность применения некоторых видов пироэлектриков для прямого преобразования тепловой энергии в электрическую. С точки зрения применения подобных материалов в нелинейной оптике и приборах современной фотоники особый интерес представляет идея компенсации дифракционного расплывания световых пучков и формирования так называемых пиролиитонов, т.е. пространственных оптических солитонов, существующих в пироэлектрических материалах [2]. Реализация пиролиитонных режимов дает еще одну возможность управления параметрами световых полей в дополнение к известным нелинейно-оптическому, электрооптическому и акустооптическому подходам. Целью данной работы явилось исследование особенностей дифракции световых пучков в фоторефрактивном ниобате лития (LiNbO_3) в условиях вклада пироэлектрического эффекта.

Основная суть пироэлектрического эффекта заключается в способности кристалла изменять свою спонтанную поляризацию при изменении температуры. Величину пироэффекта можно характеризовать величиной изменения спонтанной поляризации ΔP_s , пропорциональной изменению температуры ΔT $\Delta P_s = p \Delta T$ [2].

Таким образом, пироэлектрический эффект в кристаллах описывается пироэлектрическим вектором \mathbf{p} . Если грани кристалла, перпендикулярные пироэлектрической оси, не замкнуты, то пироэлектрическим эффектом внутри него может быть создано электрическое поле с высокой напряженностью. Изменение электрического поля E_{py} при нагревании кристалла из-за изменения спонтанной поляризации определяется соотношением

$$E_{py} = \Delta E = -\frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_r} \frac{dP_s}{dT} \Delta T,$$

где ϵ_0 и ϵ_r – диэлектрическая проницаемость вакуума и относительная диэлектрическая проницаемость материала соответственно [3]. Изменение температуры приводит к изменению спонтанной поляризации и изменению электрического поля E_{py} . Это аналогично тому, как если бы внешнее электрическое поле было приложено к кристаллу. Все это поясняет концепцию пироэлектрического пространственного солитона, формирующегося в кристалле, в котором имеется однородное пироэлектрическое поле E_{py} . Световое поле генерирует носители электрических зарядов, пространственное перераспределение которых приводит к экранированию электрического поля в освещенной области и к возможности индуцированной самоканализации светового пучка [4].

На рис. 1 представлена схема эксперимента. Излучение непрерывного твердотельного лазера YAG:Nd^{3+} с удвоением частоты ($\lambda = 532$ нм) и выходной мощностью до 50 мВт с помощью линзы 2 фокусируется на входную плоскость кристаллического образца LiNbO_3 4, размещенного на подложке нагревателя. В качестве нагревателя использовался элемент Пельтье 5. С помощью нагревателя температура исследуемого образца могла повышаться до 95 °С. Температура исследуемого об-

разца контролируется термопарой. Поляризация света соответствует необыкновенной волне в кристалле. Изображение входной или выходной грани образца с помощью линзы 6 проецируется на анализатор световых пучков (ПЗС-камеру) 7. Микрометрический столик 3 позволяет смещать исследуемый образец в поперечном направлении относительно светового пучка.

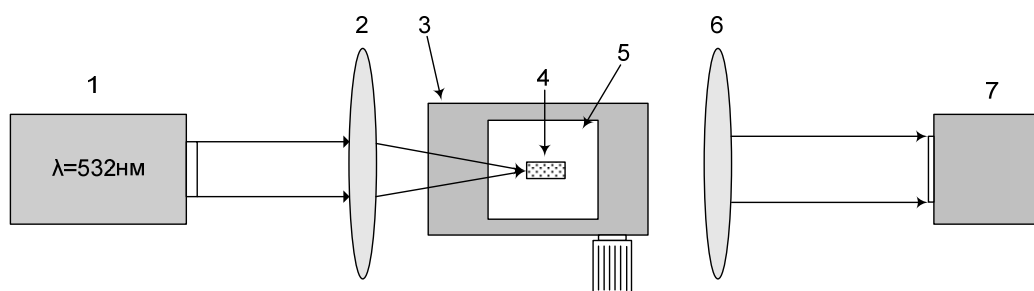


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – твердотельный лазер YAG:Nd³⁺; 2 – фокусирующая линза; 3 – микрометрический столик; 4 – образец LiNbO₃; 5 – нагревательный элемент; 6 – фокусирующая линза; 7 – ПЗС-камера

В экспериментах исследовалась линейная и нелинейная дифракция световых пучков в образцах номинально чистого ниобата лития с размером 11 мм в направлении распространения света (ось X). Вдоль направления полярной оси (направление пироэлектрического эффекта, ось Z) образцы имели размеры 5 и 10 мм. Изображения световых полей, представленные на рис. 2, иллюстрируют поле светового пучка на входной (см. рис. 2, а) и выходной (см. рис. 2, б) гранях образца LiNbO₃. Отметим, что хотя этот образец считается номинально чистым, фоторефрактивный эффект в нем проявляется достаточно сильно. Диаметр светового пучка на выходной плоскости кристалла значительно больше, чем на входной плоскости, что обусловлено линейной дифракцией света (в данном эксперименте мощность светового пучка была менее 1 мВт, и фоторефрактивные искажения его поля не наблюдались).

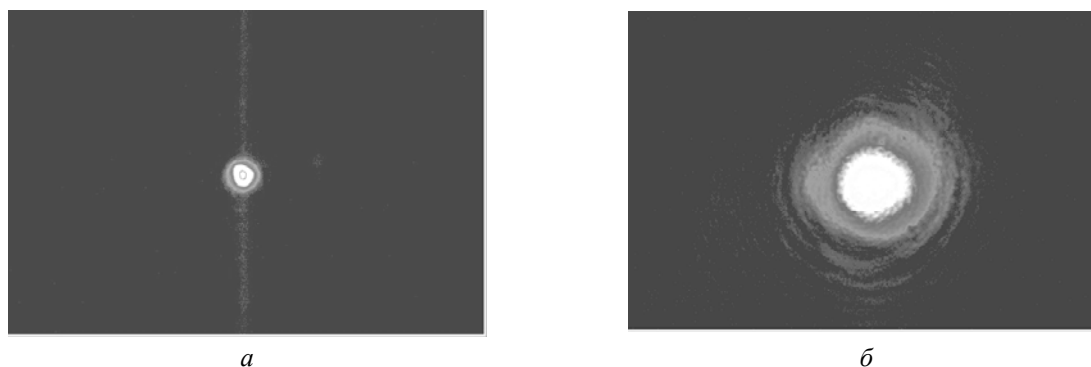


Рис. 2. Картина световых полей на входной (а) и выходной (б) гранях кристалла, мощность оптического излучения 0,9 мВт, диаметр входного пучка 30 мкм

Фоторефрактивная нелинейность в LiNbO₃ носит самодефокусирующий характер, поэтому в освещенной области показатель преломления материала уменьшается, т.е. в ней формируется динамическая нелинейная отрицательная линза, увеличивающая дифракционную расходимость пучка в направлении транспорта носителей заряда (полярная ось кристалла). Это иллюстрируется изображением на рис. 3, а, соответствующим световому полю на выходной плоскости кристалла (5 мм вдоль оси Z), спустя 5 мин после «включения» светового пучка. Для компенсации искажений поля пучка, обусловленных фоторефрактивным эффектом, с момента, соответствующего фиксации изображения (см. рис. 3, а), образец нагревался с помощью элемента Пельтье. По мере однородного (или близкого к однородному) нагрева кристалла наблюдается уменьшение дифракционной расходимости светового пучка (рис. 3, б, в) и по истечении времени порядка 17 мин наблюдается полная компенсация дифракционной расходимости пучка (рис. 3, г). Следует отметить, что скомпенсированными оказались как линейная, так и нелинейная дифракции пучка. В ходе данного эксперимента температура кристалла изменилась на 49°.

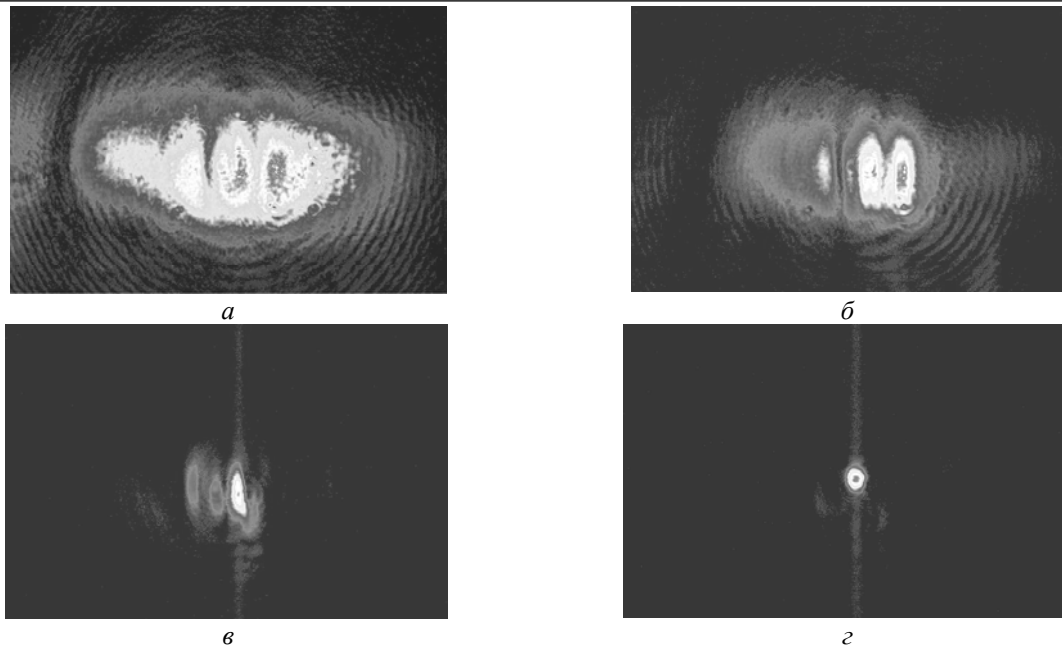


Рис. 3. Картины световых полей на выходной грани образца: *a* – $t = 0$ мин, температура образца 21 °С; *б* – $t = 2$ мин, температура образца 30 °С; *в* – $t = 7$ мин, температура образца 45 °С; *г* – $t = 17$ мин, температура образца 70 °С, мощность оптического излучения 0,9 мВт, диаметр входного пучка 30 мкм

Подобный же эксперимент проводился с кристаллическим образцом с размером 10 мм вдоль оси Z . Его результаты иллюстрируются изображениями на рис. 4. В данном случае можно видеть, что при одинаковом изменении температуры образца наблюдается компенсация лишь нелинейной дифракции светового поля, обусловленной фоторефрактивным эффектом в LiNbO_3 . Различие в количественных результатах обсуждаемых экспериментов связано с разницей размеров образцов вдоль пьезоэлектрической оси. Очевидно, что напряженность электрического поля, обусловленного появлением пьезоэлектрических зарядов на гранях кристалла, перпендикулярных полярной оси, будет при той же величине заряда тем больше, чем меньше размер кристалла в этом направлении.

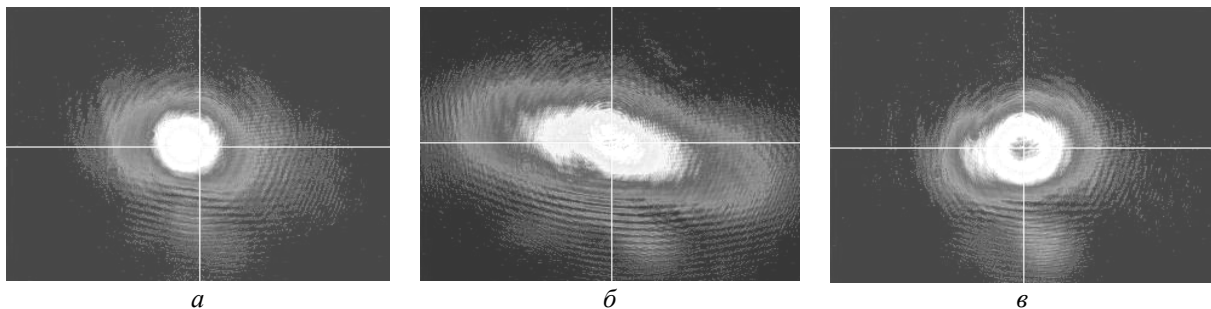


Рис. 4. Картины световых полей на выходной грани образца: без нагревания (слева) и с нагреванием (справа): *a* – $t = 0$ мин, температура образца 23 °С; *б* – $t = 2$ мин, температура образца 33 °С; *в* – $t = 4$ мин, температура образца 49 °С

Таким образом, результаты экспериментов продемонстрировали возможность существенной компенсации дифракционного расплывания световых пучков, в том числе возможность реализации режима их бездифракционного распространения, при вкладе пьезоэлектрического эффекта в кристаллических образцах ниобата лития.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (НИР РНП.2.1.1.429, НИР по госконтракту № 02.740.11.0553), РФФИ (совместный проект РФФИ–ГФЕН Китая, грант 11-02-91162-ГФЕН_а) и фонда естественнонаучных исследований Китая (грант No 1111120063 NSFC).

Литература

1. Струков Б.А. Пьезоэлектрические материалы: свойства и применения // Соросовский образовательный журнал. – 1998. – № 5. – С. 96–101.

2. Safioui J. Pyroliton: pyroelectric spatial soliton / Jassem Safioui, Fabrice Devaux, Mathieu Chauvet // *Optics express*. – 2009. – Vol. 17, № 24. – P. 22209–22216.

3. Желудев И.С. Физика кристаллических диэлектриков. – М.: Наука, 1968. – 463 с.

4. Safioui J. Pyroelectric photorefractive spatial solitons/ J. Safioui, F. Devaux, K.P. Huy // *Photorefractive Materials, Effects, and Devices Control of Light and Matter*. – Bad Honnef, Germany: 2009. – P. 209–211.

Парханюк Александр Николаевич

Магистр каф. сверхвысокочастотной и квантовой радиотехники (СВЧ и КР) ТУСУРа

Тел.: 8-952-886-70-35

Эл. почта: xfrjhbс@mail.ru

Маркин Александр Олегович

Студент 4-го курса, каф. СВЧ и КР ТУСУРа

Шандаров Владимир Михайлович

Д-р физ.-мат. наук., профессор каф. СВЧ и КР ТУСУРа

Тел.: (382-2) 70-15-18

Эл. почта: ShandarovVM@svch.rk.tusur.ru

Чен Фэнг

Доктор философии (PhD), профессор Шаньдунского университета, КНР

Эл. почта: feng.chen75@gmail.com

Маркин Александр Олегович

Студент 4-го курса каф. СВЧ и КР ТУСУРа

Parkhanyuk A.N., Markeen A.O., Shandarov V.M., Chen F.

Pyroelectric compensation of a light beam diffraction in lithium niobate crystals

The features of the light beam diffraction in lithium niobate crystals at homogeneous heating of crystal samples are experimentally investigated.

Keywords: pyroelectric effects, diffraction, spatial self-action, photorefractive damage.

**САМОВОЗДЕЙСТВИЕ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ И
ОПТИЧЕСКИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ СОЛИТОНЫ
В ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ КРИСТАЛЛАХ**

Самовоздействие светового пучка в фоторефрактивном кристалле с приложенным знакопеременным электрическим полем при синхронной модуляции интенсивности

М.Н.Фролова, С.М.Шандаров, М.В.Бородин

Рассмотрено распространение светового пучка в фоторефрактивном кристалле с приложенным к нему знакопеременным электрическим полем меандровой формы. Получено нелинейное уравнение для поля пространственного заряда, формирующегося в кристалле при наличии синхронной с приложенным напряжением модуляции интенсивности света. Теоретически установлено, что поле пространственного заряда имеет две составляющие, которые дают вклад в различные механизмы фотоотклика, обеспечивая самофокусировку и возникновение пространственных солитонов, а также самоискривление траектории. Найдены условия, при которых реализуется солитонный режим, и определены параметры, наиболее сильно влияющие на его реализацию.

Ключевые слова: фоторефрактивный кристалл, самовоздействие света, пространственный солитон.

Эффекты самовоздействия в фоторефрактивных кристаллах наблюдаются при малых интенсивностях световых пучков [1–5]. При дрейфовом механизме формирования фоторефрактивного отклика, когда к кристаллу прикладывается постоянное внешнее поле (локальная нелинейность), имеют место самофокусировка, самодефокусировка и возникновение пространственных солитонов [3, 4, 6–9]. Знакопеременное внешнее электрическое поле обычно используется для увеличения отклика кристаллов с малыми электрооптическими постоянными, таких как силлениты $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$, полупроводниковые соединения GaAs , InP , GaP и другие [10].

В этом случае формирующееся в среде распределение возмущений оптических свойств определяется градиентом интенсивности светового поля (нелокальная нелинейность), что приводит к эффективной перекачке энергии между составляющими пространственного спектра. Наиболее ярким проявлением самовоздействия света в среде с нелокальным откликом является самоискривление световых пучков [1, 7–9]. Однако при временной модуляции интенсивности света, синхронной с приложенным к кристаллу знакопеременным напряжением, наряду с нелокальной компонентой отклика появляется и локальная составляющая, обусловленная экранированием внешнего поля накапливающимся пространственным зарядом.

В работе [11] экспериментально продемонстрировано уменьшение дифракционной расходимости модулированного с частотой 50 Гц светового пучка в кристалле $\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$, к которому прикладывалось внешнее поле с такой же частотой, и отмечена возможность формирования солитонного режима.

В настоящей работе рассмотрено поле пространственного заряда, формирующегося в фоторефрактивном

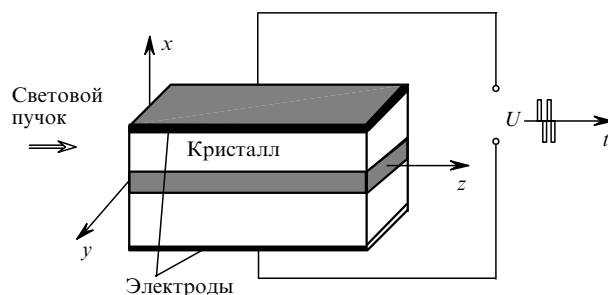


Рис.1. Конфигурация кристалла с приложенным меандровым напряжением $U(t)$.

кристалле с приложенным к нему электрическим напряжением меандровой формы, при распространении промодулированного синхронно с внешним полем светового пучка. Показано, что соотношение между локальной и нелокальной компонентами отклика определяется амплитудой внешнего поля и глубиной модуляции интенсивности. Рассмотрены условия, при которых в кристалле формируется светлый солитон.

Рассмотрим фоторефрактивный кристалл (рис.1), в котором вдоль оси z распространяется световой пучок с одномерным распределением интенсивности $I(x, t)$ на входной грани. Знакопеременное внешнее поле меандровой формы с амплитудой E_m и периодом T приложено к электродам вдоль оси x . Полагаем, что входное распределение интенсивности света для положительного и отрицательного полупериодов приложенного напряжения есть соответственно $I^+(x) = I(x)(1 + m)$ и $I^-(x) = I(x) \times (1 - m)$ (m – глубина модуляции интенсивности).

Фотовозбуждение носителей заряда под действием света и их перераспределение по примесным центрам во внешнем поле приводят к формированию поля пространственного заряда, имеющего преобладающую компоненту $E_x(x, z)$. Это поле вследствие линейного электрооптического эффекта изменяет показатель преломле-

Томский университет систем управления и радиоэлектроники, Россия, 634050 Томск, просп. Ленина, 40; e-mail: shand@stack.ru

Поступила в редакцию 25 июня 2001 г.

ния кристалла на величину $\Delta n(x, z) \sim E_x(x, z)$ и обуславливает самовоздействие исходного светового пучка.

В кристалле с одним частично компенсированным фотоактивным центром и одним типом носителей поле пространственного заряда определяется известной системой уравнений [12]. Для внешнего поля с периодом, удовлетворяющим условиям $\tau_r \ll T \ll \tau_{di}$ (τ_r – время рекомбинации носителей заряда, τ_{di} – время максвелловской релаксации), поле $E_x(x, z)$ испытывает пренебрежимо малые осцилляции при переключении полярности внешнего напряжения. В этом случае можно воспользоваться методикой усреднения поля по периоду T [13, 14] и полагать, что пространственное распределение интенсивности в положительный и отрицательный полупериоды имеет одинаковый вид $\tilde{I}(x, z)$, изменяясь только по амплитуде:

$$I(x, z) = \tilde{I}(x, z)(1 \pm m). \quad (1)$$

Для случая, когда выполнено условие адиабатичности $\partial n/\partial t = 0$, при низкой интенсивности света ($n_e \ll N_a$, $SI \ll 1/\tau_r$) и в отсутствие насыщения ловушек ($\partial E_x/\partial x \ll eN_a/\epsilon$) мы получили уравнение для распределения поля пространственного заряда $\tilde{E}_{sc}(x, z)$, усредненного по периоду приложенного напряжения, в следующем виде:

$$\begin{aligned} L_d^2 \frac{d^2 \tilde{E}_{sc}}{dx^2} + \left[2 \frac{\tilde{E}_{sc} L_e}{E_m} + \frac{3L_d^2}{I_d + \tilde{I}} \frac{d\tilde{I}}{dx} \right] \frac{d\tilde{E}_{sc}}{dx} \\ - \left[1 - \frac{1}{I_d + \tilde{I}} \left(\frac{\tilde{E}_{sc} L_e}{E_m} \frac{d\tilde{I}}{dx} + 2L_d^2 \frac{d^2 \tilde{I}}{dx^2} \right) \right] \tilde{E}_{sc} \\ = \frac{E_m}{I_d + \tilde{I}} \left[m\tilde{I} + L_e \left(1 + \frac{L_d^2}{L_e^2} \right) \frac{d\tilde{I}}{dx} - \frac{L_d^4}{L_e} \frac{d^3 \tilde{I}}{dx^3} \right], \end{aligned} \quad (2)$$

где $L_e = \mu\tau_r E_m$ и $L_d = (k_B \Theta \mu\tau_r / e)^{1/2}$ – дрейфовая и диффузионная длины; μ и n_e – подвижность и концентрация носителей заряда; k_B – постоянная Больцмана; Θ – абсолютная температура; N_a – концентрация акцепторов; ϵ – статическая диэлектрическая проницаемость кристалла; e – элементарный электрический заряд; $I_d = \beta/S$ – «темновая» освещенность, определяемая скоростью термической ионизации доноров β и сечением их фотоионизации S .

В соответствии с полученным нелинейным уравнением (2) вклад диффузии в поле пространственного заряда определяется соотношением между диффузионной длиной и характерным масштабом b пространственной неоднородности светового поля. Для фоторефрактивных кристаллов с типичными значениями параметра $\mu\tau_r = 10^{-12} - 10^{-10}$ м²/В диффузионная длина L_d не превышает 1.6 мкм. Если поперечный размер светового пучка составляет более 15 мкм, то диффузией можно пренебречь и выразить \tilde{E}_{sc} в линейном приближении как сумму локальной и нелокальной компонент:

$$\tilde{E}_{sc} = -E_m \frac{m\tilde{I}}{I_d + \tilde{I}} - \frac{E_m L_e}{I_d + \tilde{I}} \frac{d\tilde{I}}{dx}. \quad (3)$$

Отметим, что вклад локальной компоненты в поле \tilde{E}_{sc} можно регулировать изменением глубины модуляции интенсивности, а величина нелокальной составляющей определяется отношением L_e/b .

Линейный электрооптический эффект обуславливает изменение показателя преломления кристалла в области распространения светового пучка:

$$\Delta n(x, z) = -\frac{n_0^3 r_{eff} \tilde{E}_{sc}}{2}, \quad (4)$$

где n_0 – показатель преломления невозмущенной среды; r_{eff} – эффективный электрооптический коэффициент. Для описания его эволюции воспользуемся стандартным укороченным волновым уравнением для комплексной амплитуды светового поля $A(x, z)$, записанным в параксиальном приближении:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{i}{2k_0 n_0} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) A(x, z) = -ik_0 \Delta n A(x, z), \quad (5)$$

где $k_0 = 2\pi/\lambda$ – волновое число для вакуума. В линейном приближении, когда поле пространственного заряда определяется уравнением (3), введением нормированной амплитуды $U(x, z) = A(x, z)/\sqrt{I_d}$ уравнение (5) может быть представлено в виде

$$i \frac{\partial U}{\partial z} - \frac{1}{2k_0 n_0} \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} - \alpha \frac{|U|^2 U}{1 + |U|^2} - \gamma \frac{U}{1 + |U|^2} \frac{\partial |U|^2}{\partial x} = 0, \quad (6)$$

где $\alpha = \pi n_0^3 r_{eff} m E_m / \lambda$ характеризует локальную нелинейность среды, а $\gamma = \pi n_0^3 r_{eff} L_e E_m / \lambda$ – нелокальную нелинейность диффузионного типа [8]. Отметим, что в рассматриваемом случае, когда к кристаллу приложено знакопеременное поле и имеет место синхронная модуляция интенсивности входного пучка, локальная составляющая отклика имеет такой же характер, как и нелинейность фотovoltaического типа, подробно изученная в работах [8, 15].

В фоторефрактивных кристаллах с малыми дрейфовыми длинами ($L_e \ll b$) нелинейностью диффузионного типа можно пренебречь (полагая $\gamma = 0$) и рассмотреть решение солитонного вида

$$U(x, z) = u(x) \exp(-ivz), \quad (7)$$

где вещественная функция $u(x)$ задает распределение поля по поперечной координате, а положительная постоянная v характеризует нелинейный фазовый набег при распространении пучка вдоль оси z . Переход к безразмерной поперечной координате $\xi = (2k_0 n_0 v)^{1/2} x$ и параметру нелинейности $\delta = \alpha/v$ позволяет получить из (6) уравнение для $u(\xi)$

$$u'' - u + \delta \frac{u^3}{1 + u^2} = 0, \quad (8)$$

из которого может быть получено решение в виде светлого солитона [15].

Для реализации солитона с единичной амплитудой $A(0, z) = 1$ параметр нелинейности $\delta = \pi n_0^3 r_{eff} L_e E_m / \lambda v$ должен быть связан с «темновой» освещенностью соотношением

$$\delta = \frac{1}{1 - I_d \ln(1 + 1/I_d)}. \quad (9)$$

Следуя методике, изложенной в [15], мы провели численный расчет огибающей солитонного пучка $u(\xi)$ при $I_d = 10^{-2}$, $mE_m = 5$ кВ/см и $\lambda = 633$ нм для кристалла $Ba_2NaNb_5O_{15}$ с параметрами $n_0 = 2.221$, $r_{eff} = 48$ пм/В

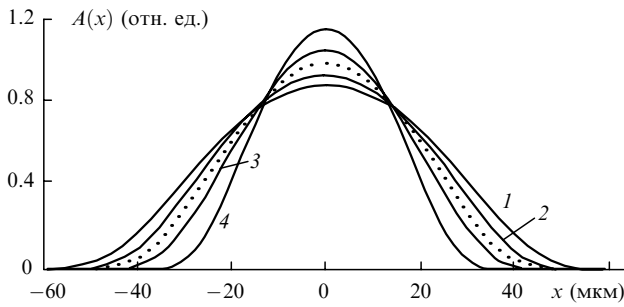


Рис.2. Распределение светового поля на входе (пунктирная кривая) и выходе (сплошные кривые) кристалла для «темновой» освещенности $I_d = 0.01$ и $\mu\tau_r = 10^{-15}$ м²/В при $mE_m = 3$ (1), 4 (2), 6 (3) и 8 кВ/см (4). При $mE_m = 5$ кВ/см выходное распределение совпадает со входным.

[16]. Из него была определена необходимая для реализации солитонного режима форма входного распределения $A(x, 0)$, представленная на рис.2, 4 пунктирными кривыми.

Для анализа влияния условий эксперимента на распространение светового пучка с таким входным распределением мы использовали волновое уравнение (5), которое решалось конечно-разностным методом по схеме Дугласа [17], и линейное приближение (3) для поля пространственного заряда. Сплошные кривые на рис.2 соответствуют выходному распределению светового поля в кристалле с малыми дрейфовыми длинами ($\mu\tau_r = 10^{-15}$ м²/В) размером 10 мм вдоль оси z . При идеальном соответствии выбранных параметров расчетным ($I_d = 10^{-2}$, $mE_m = 5$ кВ/см) выходное распределение практически точно соответствовало входному. Однако увеличение амплитуды прикладываемого к кристаллу поля E_m или глубины модуляции m приводило к самофокусировке исходного пучка, особенно заметной при $mE_m > 6$ кВ/см. Уменьшение параметра mE_m до 4 кВ/см (рис.2, кривая 2) достаточно для наблюдения недофокусировки пучка. Изменение «темновой» освещенности в небольших пределах также приводит к отклонению от солитонного режима.

На рис.3 показано входное световое поле в виде функции Гаусса с полушириной $x_0 = 11$ мкм (кривая 1), наиболее близкое к идеальному солитонному распределению $A(x, 0)$ (кривая 3), и поле на выходе кристалла (кри-

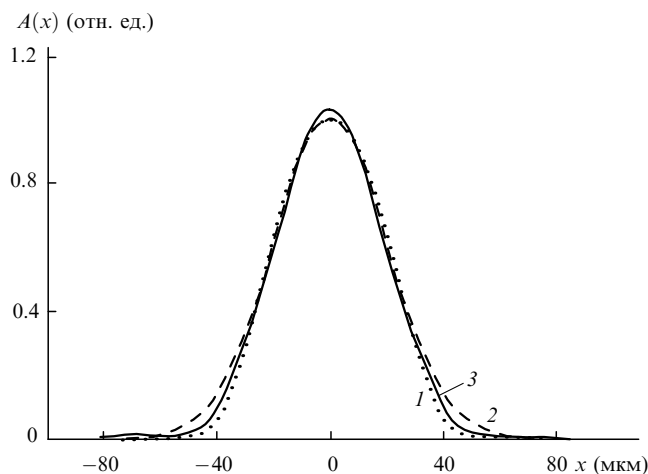


Рис.3. Распределение светового поля в виде функции Гаусса с протяжкой $x_0 = 11$ мкм на входе (1) и выходе (2) кристалла; кривая 3 соответствует солитонному профилю $A(x, 0)$ для $mE_m = 5$ кВ/см, $I_d = 0.01$ и $\mu\tau_r = 10^{-15}$ м²/В.

вая 2). Хотя расчетные кривые различаются, это вряд ли может быть замечено в экспериментах. Таким образом, на реализацию солитонного режима распространения светового пучка в кристалле $Ba_2NaNb_5O_{15}$ с малыми значениями $\mu\tau_r$ максимальное влияние оказывают параметры mE_m и I_d .

Результаты анализа влияния величины нелокальной компоненты отклика на распространение светового пучка с входным распределением, соответствующим пространственному солитону для $mE_m = 5$ кВ/см и $I_d = 10^{-2}$, представлены на рис. 4. Увеличение дрейфовой длины L_e до 0.5 мкм за счет увеличения $\mu\tau_r$ до 1×10^{-13} м²/В при $m = 1$ и $E_m = 5$ кВ/см не приводит к заметному искажению профиля пучка (рис.4, кривая 1). Однако траектория пучка искривляется, и выходное распределение сдвигается относительно его профиля в кристалле с чисто локальным откликом на расстояние ~ 3 мкм. Увеличение дрейфовой длины L_e до 1 мкм ($\mu\tau_r = 2 \times 10^{-12}$ м²/В) приводит к сдвигу пучка на 10 мкм и к искажению его профиля (рис.4, кривая 2). Правый склон становится более крутым, что вызывает увеличение нелокальной компоненты поля пространственного заряда в этой области и, в свою очередь, большее искажение формы пучка. В результате развивается самофокусировка и возникает модуляционная неустойчивость, подробно рассмотренная для отклика смешанного типа в работе [9].

Этот процесс развивается тем быстрее, чем больше дрейфовая длина (см. рис.4, кривая 3). В этом случае при $L_e = 1.5$ мкм из расчетов следует, что филаментация пучка начинается при $z > 8$ мм. Такие же результаты будут получены, если дрейфовую длину увеличивать за счет внешнего поля E_m , когда параметр $\mu\tau_r$ остается постоянным. Для кристалла с $\mu\tau_r = 5 \times 10^{-13}$ м²/В дрейфовая длина $L_e = 0.5$ мкм реализуется при $E_m = 10$ кВ/см. Характерно, что локальный фотоотклик при этом может оставаться неизменным вследствие уменьшения глубины модуляции.

Распад пучка на отдельные «нити» в случае смешанного отклика отчетливо виден при моделировании распространения света с «прямоугольным» профилем вида $A(x, 0) = \{\tanh[(a_0 - x)/x_0] + \tanh[(a_0 + x)/x_0]\}/2$, где a_0 – ширина пучка и x_0 – полуширина склона. На рис.5

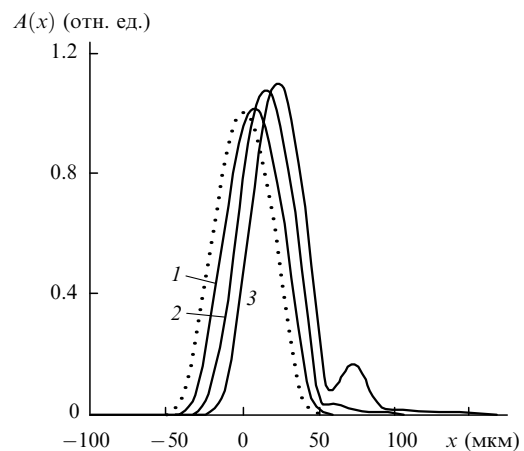


Рис.4. Распределение светового поля на входе (пунктирная кривая) и выходе (сплошные кривые) кристалла для $m = 1$, $E_m = 5$ кВ/см и «темновой» освещенности $I_d = 0.01$ при $\mu\tau_r = 10^{-12}$ (1), 2×10^{-12} (2) и 3×10^{-12} м²/В (3); при $\mu\tau_r < 10^{-14}$ м²/В выходное распределение совпадает со входным.



Рис.5. Распределение интенсивности светового пучка с «прямоугольным» профилем при распространении в кристалле длиной 15 мм вдоль оси z для $m = 0.5$, $E_m = 5$ кВ/см, $I_d = 0.01$ и $\mu\tau_r = 2 \times 10^{-12}$ м²/В. Масштаб по поперечной оси x увеличен в 14 раз.

представлена картина, характеризующая особенности распространения такого пучка при $a_0 = 120$ мкм, $x_0 = 20$ мкм, $mE_m = 5$ кВ/см, $I_d = 0.01$ и $\mu\tau_r = 2 \times 10^{-12}$ м²/В. Она показывает изменение интенсивности по сечению кристалла длиной 15 мм, причем для наглядности масштаб по поперечной оси x увеличен в 14 раз относительно продольной координаты z . Можно видеть, что в этом случае процесс модуляционной неустойчивости, начинающийся с концентрации энергии в дифракционном выбросе вблизи левого склона и приводящий к филаментации пучка, развивается при $z > 5$ мм.

Кристаллы силленитов $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ и $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ имеют на порядок меньшие электрооптические постоянные, чем $\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$. Однако изменение параметров светового распределения и амплитуды внешнего поля позволяет и для них наблюдать рассмотренные выше эффекты самовоздействия световых пучков.

Таким образом, для кристаллов типа $\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$ или силленитов подбором амплитуды прикладываемого

к ним внешнего меандрового поля, глубины синхронной модуляции интенсивности и параметров входного распределения света можно обеспечить режим распространения светлых пространственных солитонов.

С.М.Шандаров благодарен НК «ЮКОС» за финансовую поддержку.

1. Feinberg J.J. *J. Opt. Soc. Am.*, **72**, 46 (1982).
2. Segev M., Ophir Y., Fisher B. *Appl. Phys. Lett.*, **56**, 1086 (1990).
3. Duree G., Shultz J. L., Salamo G., Segev M., Yariv A., Crosignani B., Porto P., Sharp E., Neurgaonkar R. *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 533 (1993).
4. Iturbe Castillo M.D., Marquez Aguilar P.A., Sanchez Mondragon J.J., Stepanov S., Vysloukh V. *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 408 (1994).
5. Taya M., Bashaw M.C., Fejer M.M., Segev M., Valley G.C. *Phys. Rev. A*, **52**, 3095 (1995).
6. Segev M., Crosignani B., Yariv A., Fisher B. *Phys. Rev. Lett.*, **68**, 923 (1992).
7. Christodoulides D.N., Carvalho M.I. *Opt. Lett.*, **19**, 1714 (1994).
8. Jinsong L., Keqing L. *J. Opt. Soc. Am. B*, **16**, 550 (1999).
9. Выслоух В. А., Кутузов В., Петникова В.М., Шувалов В.В. *ЖЭТФ*, **111**, 705 (1997).
10. Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.И. *Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике* (С.-Петербург, Наука, 1992).
11. Аникеев В.В., Большаков М.В., Кундикова Н.Д., Лобачев А.В., Наумова И.И. В сб. *Труды конференции «Фундаментальные проблемы оптики»* (С.-Петербург, 2000, с.130).
12. Kukhtarev N.V., Markov V.B., Odoulov S.G., Soskin M.S., Vinetskii V.L. *Ferroelectrics*, **22**, 949 (1979).
13. Stepanov S.I., Petrov M.P. *Opt. Commun.*, **53**, 292 (1985).
14. Shandarov S.M., Nazhestkina N.I., Kobozev O.V., Kamshilin A.A. *Appl. Phys. B*, **68**, 1007 (1999).
15. Valley G.C., Segev M., Crosignani B., Yariv A., Fejer M.M., Bashaw M.C. *Phys. Rev. A*, **50**, R4457 (1994).
16. Кузьминов Ю.С. *Сегнетоэлектрические кристаллы для управления лазерным излучением* (М., Наука, 1982, с. 110).
17. Sun L., Yip G.L. *Opt. Lett.*, **18**, 1229 (1993).

Темные пространственные оптические солитоны в планарных градиентных волноводах на Z-срезе кристаллов симметрии $3m$

М.Н.Фролова, М.В.Бородин, С.М.Шандаров, В.М.Шандаров, Ю.М.Ларионов

Рассмотрено распространение световых пучков в планарном фоторефрактивном волноводе, созданном высокотемпературной диффузией ионов металлов в подложке Z-среза кристалла симметрии $3m$. Получены волновые уравнения для одномодовых световых пучков ТЕ- и ТМ-поляризации в планарных диффузионных волноводах, учитывающие двумерное распределение оптического поля. Найдены выражения для нелинейной добавки к показателю преломления при преобладающем вкладе фотовольтаического механизма в фоторефрактивный эффект. Численный анализ распространения одномодовых световых пучков проведен для волновода из $\text{LiNbO}_3:\text{Ti:Fe}$, полученного последовательной диффузией титана и железа в ниобат лития. Показано, что при наличии плавных огибающих амплитуды возможно распространение одномодовых световых пучков без значительных изменений распределения в области провала в интенсивности, моделирующего темный солитон. Получены соотношения, связывающие амплитуду и ширину темного пространственного солитона для ТМ-мод фоторефрактивного планарного волновода.

Ключевые слова: фоторефрактивные кристаллы, планарные волноводы, пространственные солитоны.

1. Введение

Самовоздействие световых пучков в фоторефрактивных кристаллах наблюдается при малых интенсивностях и позволяет реализовать режим распространения пучков с сохранением огибающей в виде светлых и темных солитонов [1–5]. Подобные эффекты могут иметь место и в планарных волноводах, сформированных на подложках из фоторефрактивных кристаллов [6–9]. В этом случае оптимизация процессов формирования пространственных солитонов может достигаться управлением фоторефрактивными параметрами среды при изготовлении волноводного слоя диффузионными или эпитаксиальными методами, а также ионной имплантацией.

Привлекательными материалами для реализации волноводных пространственных солитонов являются монокристаллы ниобата лития (LiNbO_3) и танталата лития (LiTaO_3), принадлежащие к тригональному классу симметрии $3m$. Процессы создания волноводных слоев в этих кристаллах хорошо отработаны [10, 11], а легирование примесями Fe, Cu, Mg и др. позволяет варьировать фоторефрактивные свойства подложки и волновода в широких пределах [12, 13]. Формирование темных пространственных солитонов в таких волноводах открывает возможность индуцирования канальных волнопроводов для излучения с другими длинами волн, т. е. позволяет осуществлять оптическое управление световыми пучками.

2. Волновые уравнения для световых пучков ТЕ- и ТМ-поляризации в планарных диффузионных волноводах

Рассмотрим планарный волновод, сформированный на пластине из одноосного электрооптического кристалла (рис.1). Полагаем, что оптическая ось Z кристалла ориентирована по нормали к границе волноводного слоя с покровной средой (воздухом), имеющей показатель преломления $N_c = 1$. Обыкновенный и необыкновенный показатели преломления волноводной структуры представим в виде

$$N_o(x, y, z) = N_{os} + \Delta N_{ow}(z) + \delta N_o(x, y, z), \quad (1)$$

$$N_e(x, y, z) = N_{es} + \Delta N_{ew}(z) + \delta N_e(x, y, z), \quad (2)$$

где N_{os} и N_{es} – обыкновенный и необыкновенный показатели преломления подложки; ΔN_{ow} , ΔN_{ew} – добавки, которые являются убывающими функциями при $z < 0$ и обусловлены неоднородным распределением примеси; δN_o , δN_e – нелинейные добавки к показателям преломления, связанные с эффектами самовоздействия. В случае диффузионного волновода и фоторефрактивного меха-

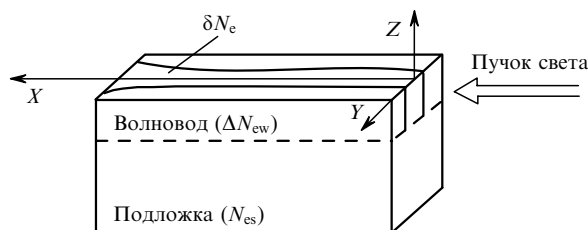


Рис.1. Геометрия распространения светового пучка в нелинейном планарном волноводе.

М.Н.Фролова, М.В.Бородин, С.М.Шандаров, В.М.Шандаров, Ю.М.Ларионов. Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Россия, 634050 Томск, просп. Ленина, 40; e-mail: frolova@phys.tsu.ru

Поступила в редакцию 12 ноября 2002 г., после доработки – 19 марта 2003 г.

низма оптической нелинейности добавки к показателям преломления удовлетворяют неравенствам

$$\Delta N_{ow} \ll N_{os}, \quad \Delta N_{ew} \ll N_{es}, \quad (3)$$

$$\delta N_o \ll \Delta N_{ow}, \quad \delta N_e \ll \Delta N_{ew}. \quad (4)$$

Неравенства (3), (4) позволяют считать, что световые волны, направляемые за счет волноводных свойств и оптической нелинейности, могут распространяться под малыми углами к продольной оси волновода (оси x). В этом случае, при условии отсутствия возмущений недиагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости в волноводной структуре, можно рассматривать распространение волн ТЕ- и ТМ-поляризации. Соответствующие волновые уравнения, описывающие распространение световых пучков вдоль оси x , для преобладающих компонент вектора электрической напряженности светового поля E_y (ТЕ-волны) и E_z (ТМ-волны) могут быть получены из уравнений Максвелла в следующем виде:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + k_0^2 N_o^2 E_y = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} + \frac{N_e^2}{N_o^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} + k_0^2 N_e^2 E_z = 0, \quad (6)$$

где $k_0 = 2\pi/\lambda$ – волновое число для вакуума. При сделанных допущениях уравнение (5) для ТЕ-волн является точным. При выводе уравнения (6) для ТМ-волн мы пренебрегли слабой зависимостью отношения N_e^2/N_o^2 от координаты z .

Распределения полей ТЕ- и ТМ-поляризации в селективно-возбуждаемых одномодовых пучках могут быть представлены в одинаковой форме:

$$E_y^{\text{TE}}(x, y, z) = \Psi_y(z) A^{\text{TE}}(x, y) \exp(-i\beta^{\text{TE}}x), \quad (7)$$

$$E_z^{\text{TM}}(x, y, z) = \Psi_z(z) A^{\text{TM}}(x, y) \exp(-i\beta^{\text{TM}}x), \quad (8)$$

где $\Psi_y(z)$ и $\Psi_z(z)$ определяют поперечные распределения полей в ТЕ- и ТМ-модах планарного волновода с постоянными распространения β^{TE} и β^{TM} , а амплитуды пучков $A^{\text{TE, TM}}(x, y)$ предполагаются медленными функциями продольной координаты x . В этом случае поперечное распределение поля ТЕ_{*m*}-моды с номером $m = 0, 1, 2, \dots$ для планарного волновода удовлетворяет волновому уравнению [14]

$$\frac{d^2 \Psi_y^{(m)}}{dz^2} + k_0^2 [(N_{os} + \Delta N_{ow}(z))^2 - (N_m^*)^2] \Psi_y^{(m)} = 0, \quad (9)$$

где $N_m^* = \beta_m^{\text{TE}}/k_0$ – эффективный показатель преломления моды. Подстановка распределения поля (7) для одномодового пучка ТЕ-поляризации в уравнение (5) позволяет получить следующее укороченное волновое уравнение для эволюции амплитуды пучка $A_m^{\text{TE}}(x, y)$ с учетом ее медленного изменения вдоль оси x , неравенств (3) и (4), уравнения (9) и условия ортогональности мод:

$$\left(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{i}{2k_0 N_m^*} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) A_m^{\text{TE}}(x, y) = -ik_0 \delta \tilde{N}_{om}(x, y) A_m^{\text{TE}}(x, y). \quad (10)$$

При выводе (10) использовано приближенное соотношение $N_m^* \simeq N_{os}$ и введена усредненная по координате z нелинейная добавка к показателю преломления для моды с номером m :

$$\delta \tilde{N}_{om}(x, y) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \Psi_y^{(m)}(z) \delta N_o(x, y, z) \Psi_y^{(m)}(z) dz}{\int_{-\infty}^{\infty} [\Psi_y^{(m)}(z)]^2 dz}. \quad (11)$$

Использование приближенного соотношения $N_e^2/N_o^2 \simeq N_{es}^2/N_{os}^2$ при анализе ТМ_{*p*}-мод анизотропного планарного волновода позволяет записать соответствующее волновое уравнение для поперечного распределения поля в виде [15]

$$\frac{d^2 \Psi_z^{(p)}}{dz^2} + k_0^2 \frac{N_{os}^2}{N_{es}^2} [(N_{es} + \Delta N_{ew}(z))^2 - (N_p^*)^2] \Psi_z^{(p)} = 0, \quad (12)$$

где $N_p^* = \beta_p^{\text{TM}}/k_0$. Эволюция амплитуды одномодового пучка $A_p^{\text{TM}}(x, y)$ в этом случае может быть описана уравнением

$$\left(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{i}{2k_0 N_p^*} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) A_p^{\text{TM}}(x, y) = -ik_0 \delta \tilde{N}_{ep}(x, y) A_p^{\text{TM}}(x, y) \quad (13)$$

с усредненной нелинейной добавкой

$$\delta \tilde{N}_{ep}(x, y) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \Psi_z^{(p)}(z) \delta N_e(x, y, z) \Psi_z^{(p)}(z) dz}{\int_{-\infty}^{\infty} [\Psi_z^{(p)}(z)]^2 dz}. \quad (14)$$

3. Нелинейные добавки к показателю преломления в фоторефрактивных планарных волноводах

Наведенные световым пучком изменения свойств фоторефрактивного волновода связаны с фотовозбуждением носителей заряда и их перераспределением по примесным центрам. Формирующееся в волноводной структуре сложное трехмерное распределение электрического поля $E^{\text{sc}}(x, y, z)$ благодаря линейному электрооптическому эффекту приводит к возмущениям ее показателя преломления. В стационарных условиях непрерывной освещенности и в отсутствие насыщения ловушек распределение плотности фотовозбужденных и термически генерируемых носителей заряда может быть представлено в виде

$$n(x, y, z) = n_d(z) + G(z) |E(x, y, z)|^2. \quad (15)$$

Здесь $n_d(z)$ и $G(z)$ – темновая концентрация свободных носителей заряда и параметр фотогенерации соответственно, зависимость которых от координаты z обусловлена неоднородным распределением примесных центров в волноводе.

Перераспределение зарядов по кристаллу в отсутствие внешнего поля происходит вследствие диффузии, фотовольтаического эффекта и дрейфа в формирующемся внутреннем поле пространственного заряда E^{sc} . В кристаллах ниобата и танталата лития, легированных такими примесями, как Fe и Cu, фотовольтаический механизм фоторефрактивного эффекта является преобладающим [16]. В этом случае можно пренебречь диффузионным током и для нахождения стационарного распреде-

ления поля пространственного заряда воспользоваться уравнением непрерывности

$$\operatorname{div}(\delta^c + \delta^{\text{ph}}) = 0, \quad (16)$$

где δ^c и δ^{ph} – векторы плотности тока проводимости и фотовольтаического тока с компонентами $\delta_m^c = en\mu_{mn}E_n^{\text{sc}}$ и $\delta_m^{\text{ph}} = \beta_{mij}E_iE_j^*$; μ_{mn} и β_{mij} – компоненты тензора подвижности носителей заряда и фотовольтаического тензора соответственно; E_n^{sc} – компоненты вектора электрической напряженности поля пространственного заряда; e – элементарный электрический заряд.

Учтем также, что основной вклад в фотопроводимость и фотовольтаический ток дают преобладающие компоненты светового поля (E_y для ТЕ- и E_z для ТМ-волн), и примем во внимание симметрию фотовольтаического тензора и соотношения между его экспериментально измеренными компонентами ($\beta_{22} \ll \beta_{33}, \beta_{31}$, где далее используются матричные обозначения) для кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$, $\text{LiTaO}_3:\text{Fe}$ и $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ [16]. Кроме того, в соответствии с неравенствами (4) характерный размер пространственной неоднородности светового поля вдоль оси z существенно меньше, чем вдоль оси y . Вследствие этого можно полагать, что в рассматриваемой волноводной структуре разделение зарядов происходит в основном вдоль оси z , а уравнение (16) может быть упрощено; для кристалла, разомкнутого вдоль этой оси, оно будет иметь следующие приближенные решения:

$$E_{\text{sc}}^{\text{TE}}(x, y, z) = -\frac{\beta_{31}(z)\Psi_y^2(z)|A^{\text{TE}}(x, y)|^2}{\sigma_d(z) + B_{\text{ph}}(z)\Psi_y^2(z)|A^{\text{TE}}(x, y)|^2}, \quad (17)$$

$$E_{\text{sc}}^{\text{TM}}(x, y, z) = -\frac{\beta_{33}(z)\Psi_z^2(z)|A^{\text{TM}}(x, y)|^2}{\sigma_d(z) + B_{\text{ph}}(z)\Psi_z^2(z)|A^{\text{TM}}(x, y)|^2}, \quad (18)$$

где $E_{\text{sc}}^{\text{TE, TM}}$ – z -компонента напряженности поля пространственного заряда, наведенная волнами ТЕ- и ТМ-поляризации; $\sigma_d = e\mu_3n_d$ – темновая проводимость; $B_{\text{ph}} = e\mu_3G$ – коэффициент фотопроводимости; μ_3 – компонента тензора, соответствующая подвижности носителей заряда вдоль оси z . При выводе соотношений (17), (18) учитывалась зависимость компонент фотовольтаического тензора β_{31} и β_{33} от поперечной координаты z , связанная с неоднородным распределением примеси, и использовались соотношения (7), (8) и (15).

Учитывая вид электрооптического тензора для кристаллов симметрии $3m$, получаем следующие нелинейные добавки к показателю преломления:

для светового пучка ТЕ- поляризации

$$\delta N_o(x, y, z) = -\frac{1}{2} N_{\text{os}}^3 r_{13} E_{\text{sc}}^{\text{TE}}(x, y, z), \quad (19)$$

для светового пучка ТМ- поляризации

$$\delta N_e(x, y, z) = -\frac{1}{2} N_{\text{es}}^3 r_{33} E_{\text{sc}}^{\text{TM}}(x, y, z). \quad (20)$$

Таким образом, для описания самовоздействия световых пучков при их распространении в диффузионных фоторефрактивных волноводах на Z -срезе кристаллов LiNbO_3 и LiTaO_3 можно воспользоваться соотношениями (9)–(11), (17) и (19) для ТЕ-волн и (12)–(14), (18) и (20) для ТМ-волн.

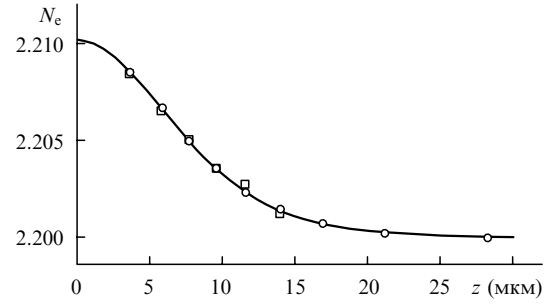


Рис.2. Профиль показателя преломления планарного волновода $\text{LiNbO}_3:\text{Ti}:\text{Fe}$ (сплошная кривая), а также расчетные (○) и экспериментальные (□) значения эффективных показателей преломления.

4. Параметры модельного волновода

Численный анализ распространения световых пучков проводился для модельного волновода, созданного последовательной высокотемпературной диффузией Ti и Fe в пластину ниобата лития Z -ориентации. Данный волновод поддерживал шесть ТМ-мод на длине волны $\lambda = 633$ нм, а его профиль показателя преломления для глубины $0 \geq z > -9$ мкм хорошо аппроксимировался функцией

$$N_e(z) = N_{\text{es}} + \frac{\Delta N_e}{\cosh^2(z/h_w)} \quad (21)$$

с параметрами $\Delta N_e = 0.0101$, $h_w = 8.5$ мкм и $N_{\text{es}} = 2.200$. Зависимость $N_e(z)$ представлена на рис.2 сплошной кривой вместе с экспериментально измеренными и рассчитанными по известному дисперсионному уравнению эффективными показателями преломления n_p^* . Для профиля показателя преломления, определяемого функцией (21), волновое уравнение (12) имеет аналитические решения [17]. Нормированные в соответствии с условием $h_w^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} [\Psi^{(p)}(z)]^2 dz = 1$ распределения полей $\Psi^{(p)}(z)$ для мод ТМ₀–ТМ₃ рассматриваемого планарного волновода представлены на рис.3. Проведенные для него эксперименты по нелинейной межмодовой интерференции [18] показали, что время релаксации наведенных изменений показателя преломления увеличивается с номером волноводной моды и лежит в диапазоне 1–20 с. Величина наведенных изменений увеличивается с интенсивностью света и с номером моды. Такие особенности характерны для структур, фоторефрактивные свойства и проводи-

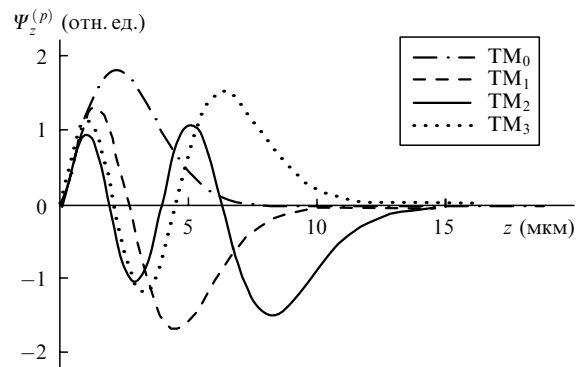


Рис.3. Нормированные поперечные распределения светового поля мод ТМ₀–ТМ₃ планарного волновода $\text{LiNbO}_3:\text{Ti}:\text{Fe}$.

мость которых определяются неоднородным распределением ионов Fe^{2+} и Fe^{3+} в волноводном слое [19].

При массовой концентрации ионов железа, превышающей в нашем случае 1 % у границы с покровной средой (при $z = 0$, см. рис. 1), темновая проводимость существенно больше фотопроводимости [20] $\sigma_d(z) \gg B_{ph}(z)\Psi_z^2(z) \times |A(x, y)|^2$ для рассматриваемых волноводных мод TM_0 – TM_3 . Как темновая проводимость $\sigma_d(z)$, так и фотовольтаическая постоянная $\beta_{33}(z)$ уменьшается при удалении от границы $z = 0$ с падением концентрации ионов железа. Однако увеличение фоторефрактивного отклика с номером моды свидетельствует о более быстром уменьшении $\sigma_d(z)$ по сравнению с $\beta_{33}(z)$. В численных расчетах мы пренебрегали фотопроводимостью, а зависимости этих величин от z моделировались функциями

$$\beta_{33}(z) = \beta_0 \exp\left(\frac{z}{h_{ph}}\right) + \beta_s, \quad (22)$$

$$\sigma_d(z) = \sigma_0 \exp\left(\frac{z}{h_d}\right) + \sigma_s \quad (23)$$

с параметрами $\beta_0 = -1 \times 10^{-10}$ А/Вт, $\beta_s = -10^{-12}$ А/Вт, $\sigma_0 = 7 \times 10^{-10}$ Ом $^{-1}$ ·м $^{-1}$, $\sigma_s = 10^{-15}$ Ом $^{-1}$ ·м $^{-1}$, $h_{ph} = 10$ мкм и $h_d = 2$ мкм. Выбор отрицательного знака фотовольтаического коэффициента при положительной электрооптической постоянной $r_{33} = 30.8$ пм/В [21] обеспечивает характерную для кристаллов $LiNbO_3:Fe$ дефокусирующую нелинейность.

Отметим, что определяемая формулой (21) модель профиля показателя преломления может быть использована для описания волноводов на ниобате лития, получаемых высокотемпературной диффузией ионов металлов, при достаточно широком варьировании технологических параметров. Аппроксимация зависимости $\beta_{33}(z)$ экспоненциальной функцией (22) оправдана для структур, в которые фоточувствительная примесь (Fe, Cu и др.) вводится диффузией, следующей за формированием волноводного слоя, из достаточно толстых пленок. В случае диффузии из тонких пленок и больших времен отжига распределение фоточувствительной примеси в волноводе, а значит, и зависимость $\beta_{33}(z)$, может быть описано функцией Гаусса или дополнительной функцией ошибок [11]. Если использовать в качестве фоточувствительной примеси ионы Cu, то при формировании волновода в кристаллах $LiNbO_3:Fe$ с малым уровнем легирования необходимо в дополнение к темновой проводимости волноводной структуры принимать во внимание фотопроводимость.

5. Темные пространственные солитоны в объемных кристаллах и планарных волноводах

В однородных объемных средах рассматриваемого типа ($LiNbO_3:Fe$) при преобладающей темновой проводимости возможно распространение темных пространственных фотовольтаических солитонов керровского вида со следующей огибающей [5]:

$$A(x, z) = A(0, z) = A_0 \tanh\left(\frac{z}{b}\right), \quad (24)$$

где амплитуда A_0 и ширина b темного солитона связаны соотношением

$$b = \frac{\sqrt{2}}{A_0 k_0 N_{es}^2 (r_{33} \beta_{33} \sigma_d^{-1})^{1/2}}. \quad (25)$$

В реальных экспериментах амплитуда A_0 является плавной функцией поперечных координат b и y , и соотношение (25) может быть использовано для оценки A_0 в центре пучка при $y = z = 0$.

В рассматриваемой волноводной структуре неоднородность поля по координате z однозначно определяется распределением моды $\Psi_z^{(p)}(z)$, а солитонная огибающая может быть задана как функция $A(x, y)$ поперечной координаты y . Действительно, для случая пренебрежимо малой фотопроводимости и TM -волн из уравнений (14), (18) и (20) следует, что нелинейная добавка к показателю преломления имеет простой вид

$$\delta N_{ep}(x, y) = \frac{1}{2} N_{es}^3 r_{33} \tilde{f} |A^{TM}(x, y)|^2, \quad (26)$$

где параметр \tilde{f} учитывает неоднородность распределения фотовольтаического тока, темновой проводимости и поля волноводной моды по координате z :

$$\tilde{f} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} [\beta_{33}(z)/\sigma_d(z)] [\Psi_z^{(p)}(z)]^4 dz}{\int_{-\infty}^{\infty} [\Psi_z^{(p)}(z)]^2 dz}. \quad (27)$$

В этом случае уравнение (13) имеет решение в виде темного керровского солитона:

$$A(x, y) = A(0, y) = A_0 \tanh\left(\frac{y}{b}\right) \quad (28)$$

с провалом в интенсивности шириной b вдоль поперечной координаты y и с амплитудой

$$A_0 = \frac{\sqrt{2}}{b k_0 N_{es}^2 (r_{33} \tilde{f})^{1/2}}. \quad (29)$$

Параметр \tilde{f} для рассматриваемого волновода увеличивается с номером волноводной моды и для мод TM_0 , TM_1 , TM_2 , TM_3 составляет 2.58×10^{-3} , 3.99×10^{-3} , 6.53×10^{-3} и 1.10×10^{-2} м/В соответственно. Таким образом, максимальные значения амплитуды светового поля A_0 , необходимые для реализации темного пространственного солитона, соответствуют моде TM_0 . Для нее при ширине провала $b = 10$ мкм и длине волны $\lambda = 633$ нм требуется возбуждение в волноводе пучка с амплитудой $A_0 = 1.045 \times 10^4$ В/м.

6. Анализ влияния огибающей пучка на распространение темных пространственных солитонов

В реальных экспериментах используются пучки с огибающими конечной ширины, и поэтому в численных расчетах моделировалось распространение световых пучков для различных волноводных мод при входных распределениях амплитуды, которые соответствуют темному керровскому солитону, наложенному на огибающие трех типов:

$$A^{TM}(0, y) = A_0 \exp\left(-\frac{y^2}{2a^2}\right) \tanh\left(\frac{y}{b}\right), \quad (30)$$

$$A^{\text{TM}}(0, y) = A_0 \exp\left(-\frac{y^6}{2a^6}\right) \tanh\left(\frac{y}{b}\right), \quad (31)$$

$$A^{\text{TM}}(0, y) = A_0 \left[\tanh\left(\frac{a-y}{a_0}\right) + \tanh\left(\frac{a+y}{a_0}\right) \right] \tanh\left(\frac{y}{b}\right). \quad (32)$$

Эволюцию пространственного распределения амплитуды пучка с шириной провала $b = 10$ мкм и характерным размером плавной огибающей $a = 120$ мкм иллюстрирует рис.4. Амплитуда пучков $A_0 = 1.1 \times 10^4$ В/м выбрана превышающей значение $A_{00} = 1.045 \times 10^4$ В/м, необходимое для реализации идеального темного солитона вида (28) на моде TM_0 рассматриваемого планарного волновода. В этом случае распределение амплитуды пучка в области провала в интенсивности при распространении на расстояние $l = 15$ мм изменяется довольно слабо. Максимальные вариации в этой области наблюдаются для наиболее плавной огибающей в виде функции Гаусса. Однако сама огибающая на этом участке изменяется гораздо сильнее для супергауссова распределения шестого порядка (формула (31)) и «прямоугольной» функции, определяемой соотношением (32). На примере огибающей в виде функции Гаусса показаны искажения формы пучка в отсутствие нелинейности (рис.4,а), когда нескомпенсированная дифракционная расходимость приводит к значительному искажению огибающей и расплыванию темного провала.

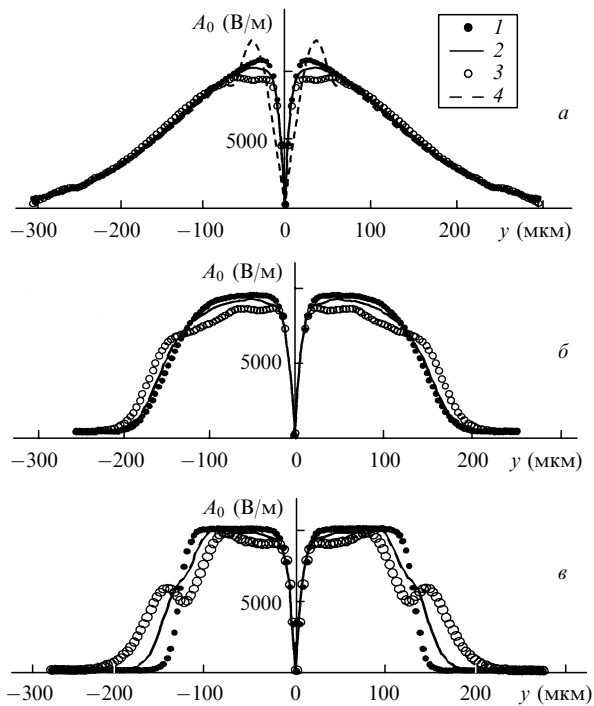


Рис.4. Распределение светового поля на входе волновода (1) и при распространении на 7.5 (2) и 15 мм (3) для огибающих в виде функции Гаусса (а), супергауссова распределения шестого порядка (б) и «прямоугольной» функции (в) при ширине провала в интенсивности, моделирующего темный солитон, $b = 10$ мкм; 4 – распределение амплитуды пучка при распространении на 15 мм в отсутствие нелинейности (а).

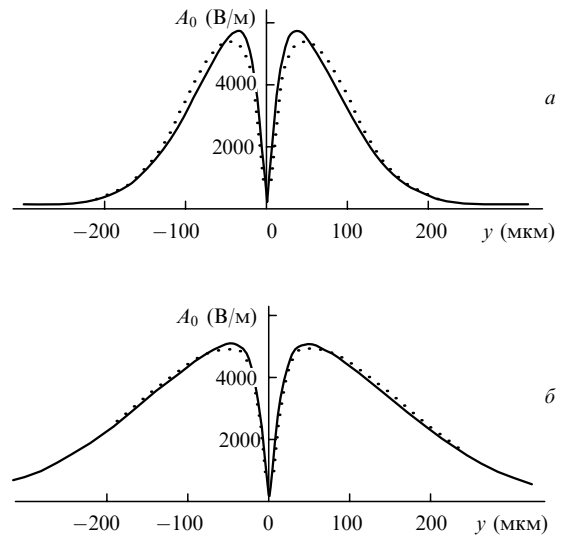


Рис.5. Распределение светового поля на входе кристалла (сплошные кривые) и при распространении на 15 мм (пунктир) для огибающей в виде функции Гаусса с полушириной $a = 80$ (а) и 150 мкм (б).

Увеличение ширины провала b до 20 мкм с пропорциональным уменьшением амплитуды A_0 до 5.5×10^3 В/м не приводит к значительным изменениям распределения в его центральной части, но ослабляет искажения его формы при распространении за счет уменьшения оптической нелинейности ($\delta N_e \sim A_0^2$). Однако при уменьшении ширины пучка до $a = 80$ мкм размер провала в выходном распределении $A(l, y)$ заметно возрастает и режим распространения темного пространственного солитона, строго говоря, нарушается. Для пучка с гауссовой огибающей входное и выходное распределения при $a = 80$ и 150 мкм представлены на рис.5. Отметим, что различия в распределениях $A(0, y)$ и $A(l, y)$ сравнительно невелики даже для $a = 80$ мкм и могут оказаться незаметными при экспериментальной реализации темного солитона.

На рис.6 представлены картины распространения возбуждаемого на нулевой моде пучка с входным распределением $A^{\text{TM}}(0, y)$, заданным формулой (31), с разными амплитудами. Уменьшение амплитуды от идеального значения ($A_{00} = 5.5 \times 10^3$ В/м) при фиксированной ширине провала приводит к явлениям недофокусировки (рис.6,б), и режим распространения темного пространственного солитона нарушается. Явление перефокусировки при амплитуде, большей A_{00} (рис.6,в), хотя и нарушает режим распространения идеального солитона, но оставляет ширину темного провала практически неизменной на длине кристалла 30 мм. Отметим, что индуцированные световыми пучками с рассматриваемыми распределениями амплитуды уменьшение показателя преломления при $|y| > b$ может быть использовано для реализации волноводного распространения света из другой области спектра, где фоторефрактивные свойства среды не проявляются [6, 7]. Представленные на рис.4–6 результаты иллюстрируют возможность создания каналных волноводов такого типа в планарных структурах $\text{LiNbO}_3:\text{Ti}:\text{Fe}$. Амплитуды светового поля $A_0 \sim 10^4$ В/м, необходимые для реализации темных пространственных солитонов с рассматриваемыми огибающими, обеспечиваются в анализируемом волноводе при входной мощности ~ 1 мВт.

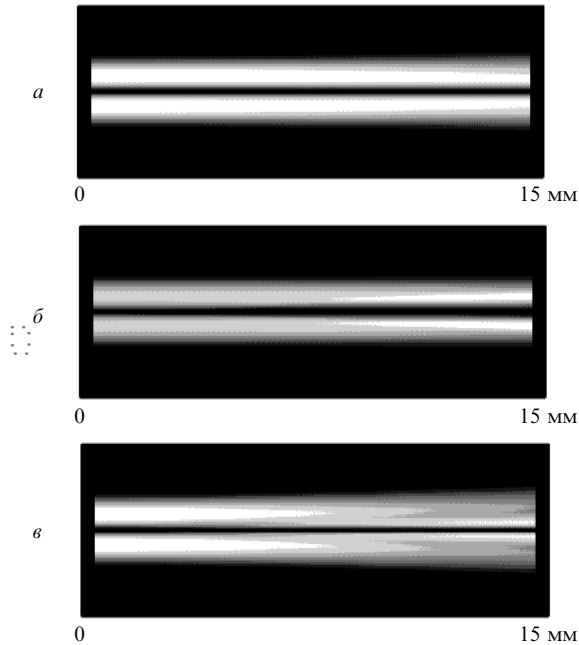


Рис.6. Распределение интенсивности светового пучка с огибающей в виде супергауссова распределения в кристалле длиной 15 мм вдоль оси x для $A_0 = 5.6 \times 10^3$ (а), 1.9×10^3 (б) и 9.3×10^3 В/м (в). Масштаб по поперечной оси y увеличен в 14 раз.

7. Заключение

Таким образом, для анализа распространения одномодовых световых пучков, селективно возбуждаемых в фоторефрактивных градиентных планарных волноводах, получено волновое уравнение в параксиальном приближении с усредненной по толщине волновода нелинейной добавкой к показателю преломления. В волноводах на Z -срезе кристаллов симметрии $3m$ с преобладающим фотовольтаическим механизмом фоторефракции последняя определяется процессом перераспределения зарядов вдоль полярной оси и линейным электрооптическим эффектом и может быть получена в виде интегрального выражения, учитывающего неоднородность распределения светового поля и фоторефрактивных свойств среды по координате z . Для волноводных структур $\text{LiNbO}_3:\text{Ti}:\text{Fe}$, в которых темновая проводимость существенно превышает фотопроводимость, характерна оптическая нелинейность керровского типа. Темные пространственные солитоны в таких планарных волноводах могут быть реализованы на различных селективно-возбуждаемых волноводных модах при соответствующем

неоднородном распределении амплитуды по поперечной координате, ортогональной полярной оси z .

Проведенный численный анализ показал возможность распространения одномодовых пучков, моделирующих темные пространственные солитоны в реальных планарных волноводах $\text{LiNbO}_3:\text{Ti}:\text{Fe}$ с Z -ориентацией, при световой мощности входного пучка ~ 1 мВт. Отметим, что темные пространственные солитоны экспериментально наблюдались в стационарном режиме в волноводах $\text{LiNbO}_3:\text{Ti}:\text{Fe}$, сформированных на подложках Y -среза, при сопоставимых световых мощностях [6].

Работа выполнена при поддержке INTAS (грант INTAS-01-0481). М.В.Бородин выражает благодарность нефтяной компании «ЮКОС» за финансовую поддержку.

1. Stegeman G.I., Segev M. *Science*, **86**, 1518 (1999).
2. Segev M., Crosignani B., Yariv A., Fisher B. *Phys. Rev. Lett.*, **68**, 923 (1992).
3. Iturbe-Castillo M.D., Marquez Aguilar P.A., Sanchez-Mondragon J.J., Stepanov S., Vysloukh V. *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 408 (1994).
4. Valley G.C., Segev M., Crosignani B., Yariv A., Fejer M.M., Bashaw M.C. *Phys. Rev. A*, **50**, R4457 (1994).
5. Taya M., Bashaw M.C., Fejer M. M., Segev M., Valley G.C. *Opt. Lett.*, **21**, 943 (1996).
6. Shandarov V., Kip D., Wesner M., Hukriede J. *J Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **2**, 500 (2000).
7. Chauvet M., Chauvin S., Mailotte H. *Opt. Lett.*, **26**, 1344 (2001).
8. Kip D., Wesner M., Shandarov V., Moretti P. *Opt. Lett.*, **23**, 921 (1998).
9. Hukriede J., Nee I., Kip D., Krätzig E. *Opt. Lett.*, **23**, 1405 (1998).
10. Попов В.Л., Шандаров В.М. *ЖТФ*, **61**, 88 (1991).
11. Kip D. *Appl. Phys. B*, **67**, 131 (1998).
12. Kip D., Hukriede J., Krätzig E. *Phys.Stat. Sol.*, **168**, R3 (1998).
13. Hukriede J., Kip D., Krätzig E. *J.Opt.A: Pure Appl. Opt.*, **2**, 481 (2000).
14. *Волноводная оптоэлектроника*. Под ред. Т.Тамира (М.: Мир, 1991).
15. Гончаренко А.М., Редько В.П. *Введение в интегральную оптику* (Минск: Наука и техника, 1975).
16. Стурман Б.И., Фридкин В.М. *Фотогальванический эффект в средах без центра симметрии и родственные явления* (М.: Наука, 1992, с. 208).
17. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. *Квантовая механика* (М.: Наука, 1988).
18. Larionov Yu., Shandarov S., Shandarov V. *Nonlinear Guided Waves and Their Applications. OSA Tech. Digest* (Washington: OSA, 1999, pp. 65–167).
19. Nisius J.P., Krätzig E. *Sol. St. Commun.*, **53**, 743 (1985).
20. Баркан И.Б., Воробьев А.В., Маренников С.И. *Квантовая электроника*, **6** (4), 833 (1979).
21. *Акустические кристаллы. Справочник*. Под ред. М.П.Шаскольской (М.: Наука, 1982).

Влияние оптической активности на самофокусировку световых пучков в кубических фоторефрактивных кристаллах

В.В.Шепелевич, Р.Коваршик, А.Кислинг, В.Матусевич, А.А.Голуб

Исследованы самофокусировка гауссовых пучков света и условия распространения экранирующих пространственных солитонов в кубическом оптически активном фоторефрактивном кристалле с плоскостью среза ($\bar{1}\bar{1}0$) при произвольной ориентации внешнего электрического поля в этой плоскости. Теоретически изучено изменение вращения плоскости поляризации светового пучка за счет нелинейного взаимодействия света с кристаллом. Показано, что оптическая активность в некоторых случаях усиливает самофокусировку. Выполнены эксперименты по наблюдению экранирующей самофокусировки в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ в условиях некогерентного освещения без дополнительной лазерной подсветки кристалла. Экспериментальные данные хорошо согласуются с предложенной теоретической моделью.

Ключевые слова: самофокусировка, пространственный солитон, фоторефрактивный кристалл, оптическая активность.

1. Введение

Самофокусировка световых пучков и распространение пространственных солитонов в фоторефрактивных кристаллах рассмотрены во многих работах, например в [1–5]. Солитоны могут быть использованы для оптического переключения и оптической обработки информации [2], а также создания волноводных структур, предназначенных для каналирования более мощных световых пучков [4]. Однако в указанных работах, учитывающих различные аспекты самовоздействия световых пучков и формирования пространственных солитонов в фоторефрактивных кристаллах, не принимается во внимание оптическая активность этих сред, которая может оказывать существенное влияние на характер нелинейного взаимодействия света с кристаллом.

В то же время оптически активные кристаллы типа силленита ($\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO), $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ (BGO), $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (BTO)) в силу высокой голографической чувствительности допускают образование солитоноподобных световых пучков при низких (несколько мкВт/см²) световых интенсивностях [2]. Влияние оптической активности на явление самофокусировки и формирование экранирующих пространственных солитонов рассматривалось в работах [6, 7]. Однако в [6] исследован только один частный случай ориентации вектора \mathbf{E}_0 внешнего электрического поля в плоскости среза (110) кубического фоторефрактивного кристалла ($\mathbf{E}_0 \parallel [001]$), а в [7] сделана попытка учесть лишь две возможные ориентации вектора \mathbf{E}_0 ($\mathbf{E}_0 \parallel [001]$ и $\mathbf{E}_0 \perp [001]$).

В.В.Шепелевич, А.А.Голуб. Мозырский государственный педагогический университет, Белоруссия, 247760 Мозырь, ул. Студенческая, 28; e-mail: vasshep@inbox.ru

R.Kowarschik, A.Kiessling, V.Matusevich. Friedrich-Schiller-Universität, Deutschland, D-07743 Jena, Fröbelstieg, 1; e-mail: kowar@pinet.uni-jena.de, vladislav.matusevich@uni-jena.de

Поступила в редакцию 13 сентября 2002 г.

Цель настоящей работы – получение общей системы связанных уравнений, описывающих распространение светового пучка в кристалле, для произвольного направления вектора внешнего электрического поля, лежащего в плоскости среза кристалла, исследование решения этой системы для нескольких типичных ориентаций кристалла, а также проверка справедливости выбранной теоретической модели экспериментально.

2. Теория

Для вывода уравнения, определяющего самофокусировку света в оптически активном фоторефрактивном кристалле, используем следующие приближения. Пусть $N_d \gg n$, $N_a \gg n$, $N_d^+ \gg n$, где N_d – концентрация атомов донорной примеси (доноров); n – концентрация электронов; N_a – концентрация атомов акцепторной примеси (акцепторов); N_d^+ – концентрация ионизированных доноров. Кроме того, полагаем, что интенсивность светового пучка $I(x, z)$ изменяется настолько медленно при изменении координаты x , что выполняется неравенство [3]

$$\left| \left(\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r}{e N_a} \right) \frac{\partial E_{sc}}{\partial x} \right| \ll 1,$$

где ε_0 – диэлектрическая постоянная; ε_r – относительная статическая диэлектрическая проницаемость кристалла; e – заряд электрона; E_{sc} – поле пространственного заряда. Тогда в пренебрежении диффузионной составляющей электрического поля пространственного заряда с помощью уравнений Кухтарева и др. [8] нетрудно получить (см., напр., [3]) соотношение

$$E_{sc} = \frac{I_d}{I_d + I}, \quad (1)$$

где I_d – темновая интенсивность кристалла, включающая в себя интенсивность подсветки.

С помощью уравнений Максвелла, материальных уравнений для кубического оптически активного кристалла и выражения (1) получаем в параксиальном приближении следующее уравнение для медленно изменяющегося комплексного вектора амплитуды напряженности электрического поля светового пучка $A(x, z)$:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{1}{2k_0 n_0} \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} - \frac{k_0 n_0^3}{2} \frac{I_d}{I_d + |A|^2} (A \hat{r} E_0) + i \rho [e_z, A] = 0, \quad (2)$$

где k_0 – длина волнового вектора монохроматического светового пучка; n_0 – невозмущенный показатель преломления кристалла, \hat{r} – электрооптический тензор третьего ранга кубического фоторефрактивного кристалла класса симметрии 23; ρ – удельное вращение кристалла; ось z с единичным вектором e_z совпадает с направлением распространения светового пучка, а ось x – с направлением внешнего электрического поля E_0 , приложенного к кристаллу. Здесь выражение $(A \hat{r} E_0)$ в силу симметрии тензора $\hat{r} = r_{ijk}$ по двум первым индексам представляет собой ковариантную (бескоординатную) запись [9] выражения $\sum_{j,k} r_{ijk} A_j E_{0k}$.

Представим вектор A в виде (см., напр., [7])

$$A = (ue_x + ve_y) I_d^{1/2}, \quad (3)$$

где u и v – в общем случае комплексные числа, характеризующие x - и y -составляющие комплексного вектора A ; e_x и e_y – единичные векторы рабочей координатной системы (рис.1). Затем выполним следующую замену переменных:

$$s = x k_0 n_0^2 \left(\frac{E_0 r_{41}}{2} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

$$\xi = \frac{z k_0 n_0^3 E_0 r_{41}}{2}, \quad (5)$$

где r_{41} – электрооптический коэффициент, а $E_0 = |E_0|$, и введем обозначение

$$\delta = \frac{2\rho}{k_0 n_0^3 r_{41} E_0}. \quad (6)$$

Тогда получим систему уравнений для безразмерных переменных u и v :

$$i \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial s^2} - \frac{\mu_1 u + \mu_2 v}{1 + |u|^2 + |v|^2} - i v \delta = 0, \quad (7)$$

$$i \frac{\partial v}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 v}{\partial s^2} - \frac{\mu_2 u + \mu_3 v}{1 + |u|^2 + |v|^2} + i u \delta = 0,$$

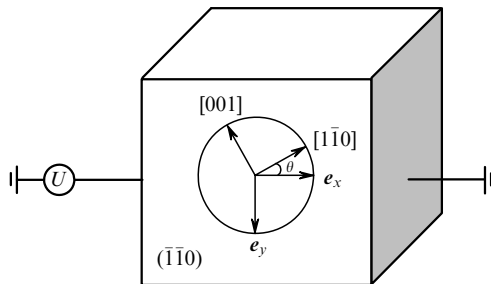


Рис.1. Рабочая координатная система xuz и кристаллографические направления; θ – ориентационный угол.

где

$$\mu_1 = 3 \sin \theta \cos^2 \theta;$$

$$\mu_2 = \cos \theta (1 - 3 \sin^2 \theta); \quad (8)$$

$$\mu_3 = \sin \theta (1 - 3 \cos^2 \theta);$$

θ – ориентационный угол (рис.1).

Система нормализованных связанных уравнений (7) отличается от систем уравнений, используемых в [6, 7], произвольной ориентацией внешнего электрического поля в плоскости среза кристалла по отношению к кристаллографической системе координат. Эта система позволяет найти оптимальные условия самофокусировки световых пучков и распространения пространственных солитонов в кубических фоторефрактивных оптически активных кристаллах класса 23. Если пренебречь оптической активностью, то система уравнений (7) может быть применена также в случае кристаллов класса 43m.

Зависимости (8) коэффициентов μ_1 , μ_2 и μ_3 от ориентационного угла θ показывают, что главная роль в процессе самофокусировки принадлежит коэффициенту μ_1 , поскольку амплитуда его изменения самая большая. Из (8) также следует, что при $\theta = 0 + \pi m$ (где $m = \pm 1, \pm 2, \dots$) коэффициенты μ_1 и μ_3 одинаковы и равны нулю, а при $\theta \approx 35.3^\circ$ или 144.7° параметр μ_1 достигает максимальных значений. Коэффициент μ_1 отвечает за самофокусировку u -поляризации светового пучка, коэффициент μ_3 – за самофокусировку v -поляризации, а μ_2 описывает кросс-нелинейную связь между u - и v -поляризациями.

Уравнения, аналогичные (7), были приведены в [6, 7] при рассмотрении кристалла ВТО в случае $\theta = 90^\circ$ ($\mu_1 = \mu_2 = 0$). При $\theta = 0$ ($\mu_3 = \mu_1 = 0$) в кристалле реализуется только кросс-нелинейная связь ($\mu_2 = 1$), и такой случай в известной нам литературе корректно не рассматривался. Не рассматривался также случай $E_0 || [1\bar{1}\bar{1}]$ ($\theta = 35.3^\circ$) с учетом оптической активности.

3. Анализ самофокусировки в кристалле типа силленита

Для исследования самофокусировки гауссова пучка света с длиной волны $\lambda = 0.6328$ мкм и радиусом перетяжки $x_0 = 25$ мкм ($I(x) = I_0 \exp(-x/x_0)$) при различных ориентационных углах рассмотрим это явление в кристалле типа силленита толщиной $d = 15$ мм, параметры которого близки к параметрам кристалла ВТО: показатель преломления $n_0 = 2.54$, электрооптический коэффициент $r_{41} = 5 \times 10^{-12}$ м/В, удельное вращение $\rho = 6$ угл.град./мм.

Рассмотрим сначала случай, когда внешнее электрическое поле параллельно кристаллографическому направлению $[1\bar{1}0]$ ($\theta = 0$) и падающий на кристалл гауссов пучок поляризован вдоль оси x (u -поляризация). Перетяжка пучка находится на входной грани кристалла.

Численные расчеты показывают, что при включении внешнего электрического поля происходит нелинейный поворот плоскости поляризации света и u -поляризованное излучение может быть почти полностью преобразовано в v -поляризованное ($A || y$) и наоборот при отсутствии оптической активности ($\rho = 0$). Интересно также отметить, что при учете оптической активности в средней части кристалла ($z \approx d/2$) имеет место небольшая самофокусировка исходного светового пучка, тогда как в от-

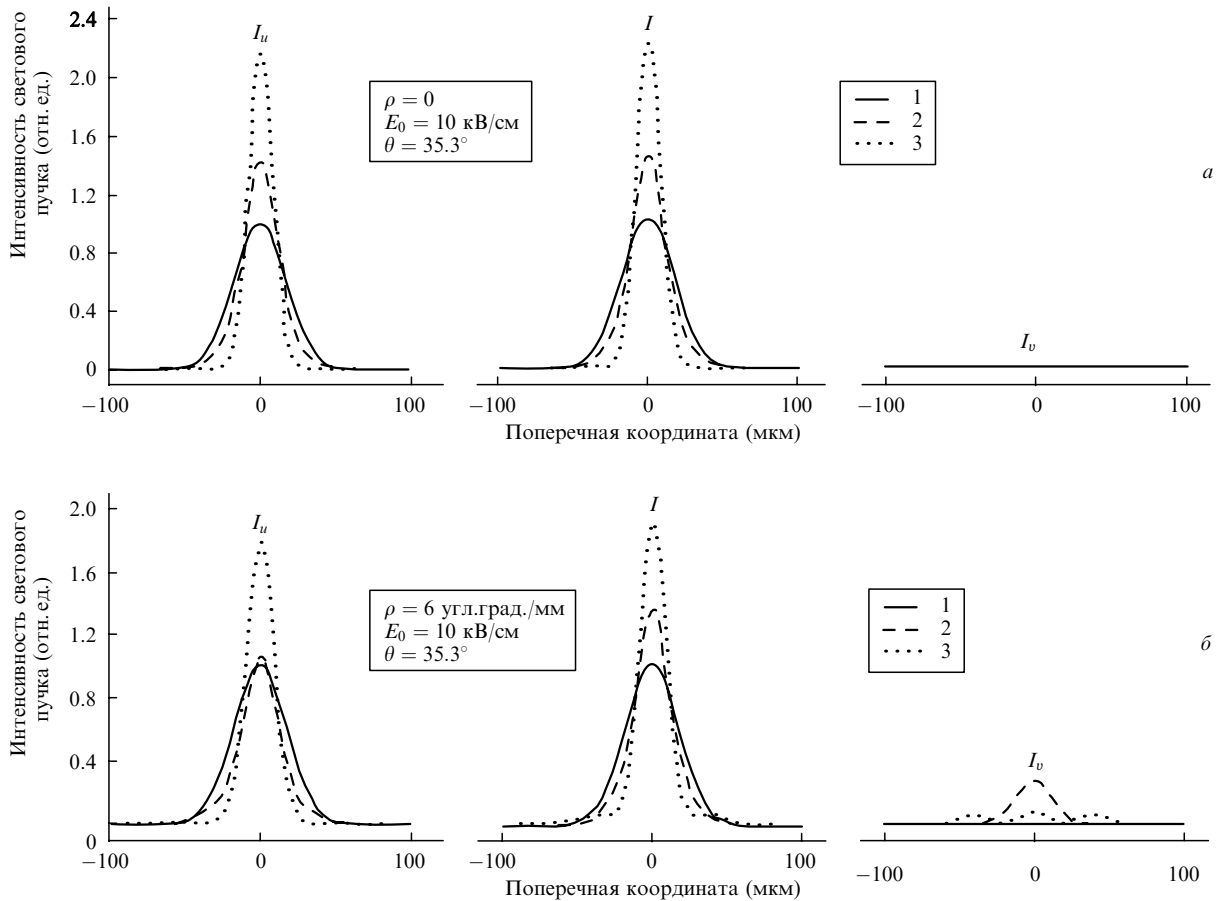


Рис.2. Пространственные распределения интенсивности поляризационных компонент I_u , I_v и суммарной интенсивности I света с u -поляризацией на входе в кристалл для $\theta = 35.3^\circ$ ($E_0 || [1\bar{1}\bar{1}]$) без учета (а) и с учетом (б) оптической активности при включенном внешнем электрическом поле: входная интенсивность ($z = 0$) (1), интенсивность в середине кристалла ($z = 7.5$ мм) (2) и выходная интенсивность ($z = d = 15$ мм) (3).

существование оптической активности при тех же остальных условиях она не проявляется. В рассматриваемой геометрии наблюдается также ярко выраженное «подавление» оптической активности нелинейным вращением плоскости поляризации светового пучка. Так, если при выключенном внешнем электрическом поле ($E_0 = 0$) на выходе оптически активного кристалла интенсивность u -поляризованной компоненты светового пучка равна нулю, т.е. плоскость поляризации поворачивается на 90° за счет оптической активности, то при включении электрического поля ($E_0 = 10$ кВ/см) u -поляризованная компонента в значительной степени восстанавливается, в то время как v -поляризованная сильно ослабляется и деформируется. Это свидетельствует о том, что при включении внешнего электрического поля поворот плоскости поляризации на 90° уже не наблюдается. Следует отметить значительное отклонение формы основного светового пучка на выходе из кристалла от гауссовой при включении внешнего электрического поля.

Результаты исследования самофокусировки при ориентационном угле $\theta \approx 35.3^\circ$ ($E_0 || [1\bar{1}\bar{1}]$) приведены на рис.2. В этом случае μ_1 достигает максимального значения (см. (8)), а нелинейная перекачка интенсивности излучения отсутствует ($\mu_2 \approx 0$). Поэтому без учета оптической активности (рис.2,а) перекачка u -поляризованного излучения в v -поляризованное не наблюдается, а максимальная интенсивность светового пучка возрастает в 2.2 раза и он сильно сужается. Можно показать, что для $\rho = 0$ солито-

ноподобное распространение светового пучка имеет место при $E_0 \approx 2.6$ кВ/см, а для $\rho = 6$ угл.град./мм оно наблюдается при $E_0 \approx 4.1$ кВ/см. Для сравнения отметим, что в случае $\theta = 90^\circ$ ($E_0 || [1\bar{1}0]$) квазисолитонный режим входящего в кристалл v -поляризованного пучка реализуется при более высоких напряженностях электрического поля: в отсутствие оптической активности – при $E_0 \approx 3.7$ кВ/см, а в ее присутствии – при $E_0 \approx 5.5$ кВ/см.

На рис.3 для входного гауссова светового пучка показаны зависимости максимальной по поперечному сечению интенсивности от координаты z в кристалле. В от-

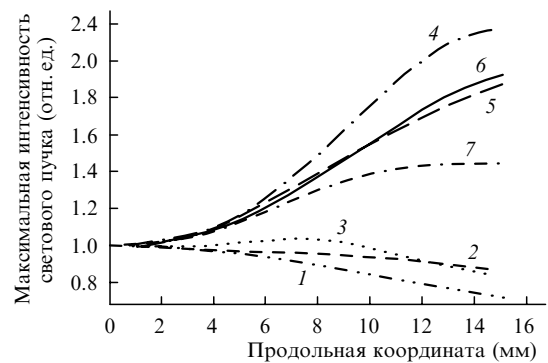


Рис.3. Зависимости максимальной по поперечному сечению светового пучка интенсивности от координаты z в кристалле при $\theta = 0$ (1–3), 35.3° (4, 5) и 90° (6, 7), $\rho = 6$ угл.град./мм (1, 3, 5, 7) и 0 (2, 4, 6), $E_0 = 0$ (1) и 10 кВ/см (2–7).

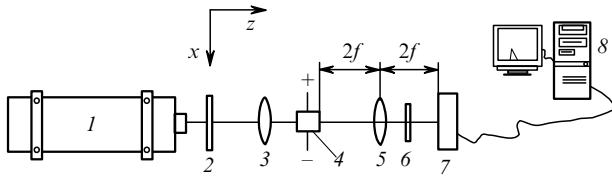


Рис.4. Схема эксперимента:
 1 – He–Ne-лазер; 2 – стандартный ослабитель; 3, 5 – собирающие линзы; 4 – кристалл BSO с электродами, к которым приложено внешнее электрическое поле; 6 – поляризатор, используемый при измерении *u*- и *v*-компонент излучения светового пучка; 7 – оптическая линейка; 8 – компьютер с АЦП-преобразователем.

сутствие внешнего электрического поля оптическая активность не влияет на интенсивность пучка. Поэтому для всех углов θ зависимость интенсивности от координаты z будет изображаться кривой 1, характеризующей дифракционную расходимость пучка. При включении внешнего электрического поля оптическая активность оказывает сильное влияние на изучаемые зависимости, т. к. вращение плоскости поляризации выполняет роль регулятора поляризационных условий самофокусировки. Как уже отмечалось, при $\theta = 0$ под влиянием оптической активности примерно в середине кристалла наблюдается небольшая самофокусировка светового пучка (кривая 3), при $z \approx 12.5$ мм кривые 2 и 3 пересекаются. При больших z кривая 2 (при отсутствии оптической активности) лежит

выше кривой 3 (с учетом оптической активности). В остальных случаях оптическая активность ослабляет эффект самофокусировки по всей толщине кристалла. Видно, что наиболее ярко самофокусировка проявляется в отсутствие оптической активности при $\theta \approx 35.3^\circ$, т. е. когда $E_0 \parallel [111]$.

4. Сравнение с экспериментом

С целью проверки предложенной теоретической модели нами был проведен эксперимент (рис.4) по наблюдению самофокусировки в кристалле BSO. Световый пучок He–Ne-лазера (ЛГН-113) 1, поляризованный в направлении оси x , после ослабителя 2 фокусировался линзой 3 с фокусным расстоянием $f = 7.5$ см на входной поверхности кристалла 4 с плоскостью среза $(\bar{1}\bar{1}0)$ и размером $1 \times 1 \times 1$ см. Радиус пучка в перетяжке был равен 50 мкм. С помощью серебряных электродов на кристалл в направлении оси x подавалось постоянное электрическое поле с напряженностью 7.5 кВ/см. Для измерения распределения интенсивности света в выходной плоскости кристалла использовалась линейная система фотодиодов 7 (оптическая линейка). Поверхность кристалла отображалась на оптической линейке с помощью второй линзы 5 с тем же фокусным расстоянием. При измерении *u*- и *v*-компонент интенсивности светового пучка за кристаллом устанавливался поляризатор 6. Световой пучок наблюдался на экране монитора компьютера 8. Экспе-

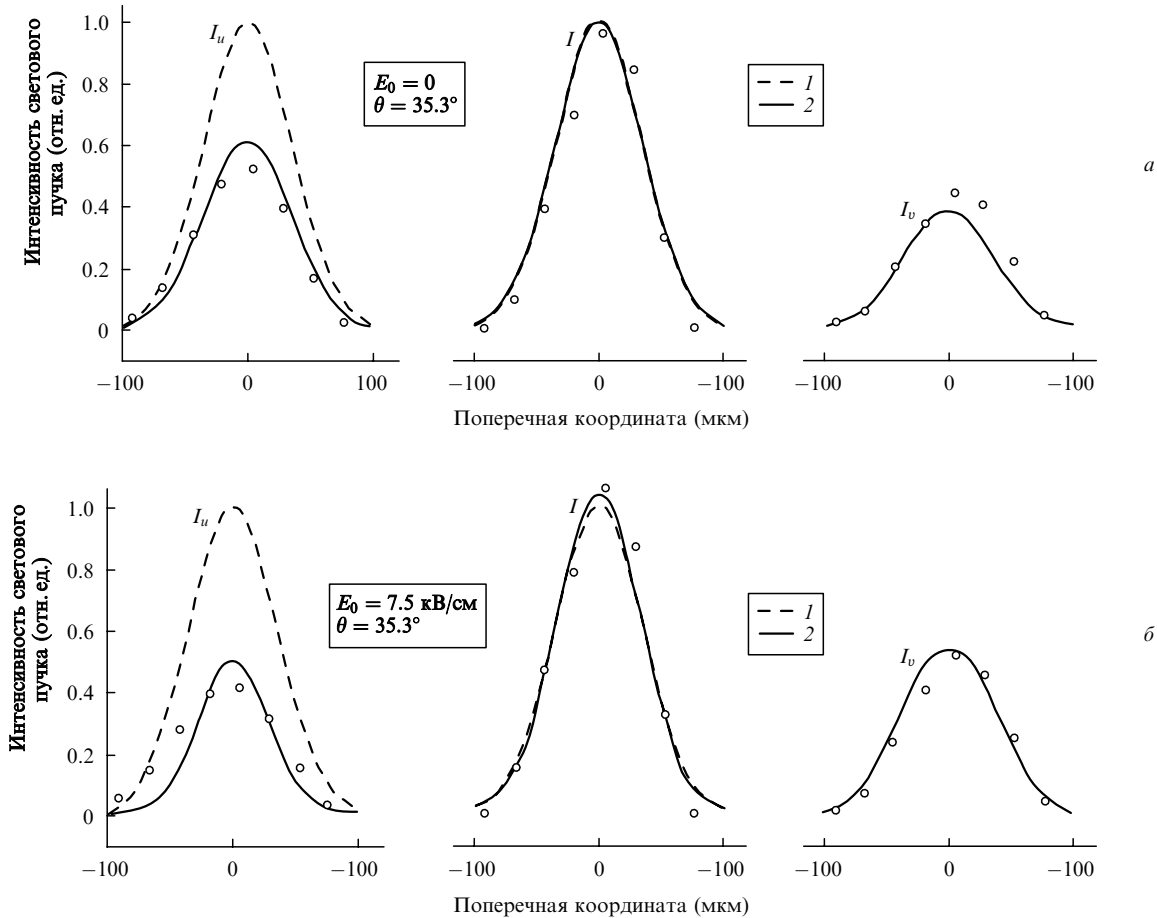


Рис.5. Экспериментальные (точки) и теоретические (кривые) пространственные распределения поляризационных компонент I_u , I_v и суммарной интенсивности света I в отсутствие внешнего электрического поля (а) и в его присутствии (б): интенсивность гауссова пучка на входе в кристалл (в перетяжке) (1) и на выходе из него (2).

римент проводился в условиях некогерентного освещения без дополнительной лазерной подсветки кристалла. Оценочные измерения и расчеты показали, что темновая интенсивность I_d с учетом некогерентной подсветки была приблизительно равна максимальной интенсивности светового пучка в перетяжке. В расчетах были использованы следующие значения параметров кристалла: $n_0 = 2.54$, $\rho = 21.8$ угл.град./мм, $r_{41} = 5 \times 10^{-12}$ м/В.

Результаты эксперимента и соответствующие теоретические кривые приведены на рис.5. Если в отсутствие внешнего электрического поля наблюдается дифракционная расходимость светового пучка (рис.5,а, в центре), то при включении поля (рис.5,б) имеет место небольшая самофокусировка (максимальная интенсивность пучка превышает единицу). Под влиянием внешнего электрического поля u -поляризованная компонента интенсивности ослабевает, а v -поляризованная – усиливается (рис.5,б) в соответствии с предсказаниями теории. Некоторое отличие экспериментальных результатов от теоретических могло быть связано с погрешностью измерений, несовершенством формы светового пучка, а также с невыполнением требования поперечной одномерности пучка лазера.

5. Заключение

Таким образом, предложена система уравнений, описывающая распространение световых пучков в кубических оптически активных фоторефрактивных кристаллах, помещенных во внешнее электрическое поле при его произвольной ориентации. Показано, что явление самофокусировки проявляется более ярко при внешнем электрическом поле, параллельном кристаллографическому направлению $[1\bar{1}\bar{1}]$, чем при поле, параллельном направлениям $[1\bar{1}0]$ и $[00\bar{1}]$. Установлено, что нелинейное взаимодействие поляризованных компонент светового

пучка может подавить поляризационные свойства оптически активного кристалла. Обнаружено, что при $\theta = 0$ влияние оптической активности кристалла приводит при толщине кристалла 7 мм к усилению самофокусировки. Для углов $\theta = 90^\circ$ и $\theta \sim 35.3^\circ$ вычислены напряженности внешнего электрического поля, при которых формируется квазисолитонный режим. Экспериментально исследована самофокусировка гауссова пучка света в кристалле BSO. Результаты экспериментов хорошо согласуются с теоретическими расчетами и свидетельствует о перспективности дальнейшего изучения распространения и взаимодействия пространственных солитонов в оптически активных кристаллах.

Выражаем благодарность П.И.Ропоту, С.Ф.Ничипорко и В.Н.Навныко за помощь в подготовке эксперимента. В.В.Шепелевич благодарен DAAD за предоставленную возможность совместной работы над статьей с немецкими коллегами.

Работа поддержана Министерством образования Республики Беларусь.

1. Segev M., Crosignani B., Yariv A., Fisher B. *Phys. Rev. Lett.*, **68**, 923 (1992).
2. Castillo M.D., Aguilar A., Mondragon J.J., Stepanov S., Vyslouch V. *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 408 (1994).
3. Christodoulides D.N., Carvalho M.I. *J. Opt. Soc. Am. B*, **12**, 1628 (1995).
4. Алешкевич В.А., Выслоух В.А., Карташев Я.В. *Квантовая электроника*, **31**, 639 (2001).
5. Фролова М.Н., Шандаров С.М., Бородин М.В. *Квантовая электроника*, **32**, 45 (2002).
6. Sing S.R., Christodoulides D.N. *J. Opt. Soc. Am. B*, **13**, 719 (1996).
7. Krolikowski W., Akhmediev N., Andersen D.R., Luther-Davies B. *Opt. Commun.*, **132**, 179 (1996).
8. Kukhtarev N., Markov V., Odulov S., Soskin M., Vinetskii V. *Ferroelectrics*, **22**, 949 (1979).
9. Федоров Ф.И. *Оптика анизотропных сред* (Минск: Изд-во АН БССР, 1958).

Взаимодействие экранирующих солитонов в кубических оптически активных фоторефрактивных кристаллах

В.В.Шепелевич, А.А.Голуб, Р.Коваршик, А.Кислинг, В.Матусевич

Исследовано когерентное взаимодействие одинаково поляризованных параллельно направлению $[1\bar{1}0]$ гауссовых пучков света в кубическом оптически активном фоторефрактивном кристалле с плоскостью среза $(\bar{1}\bar{1}0)$ в случае, когда к кристаллу в направлении $[00\bar{1}]$ приложено внешнее электрическое поле. Теоретически изучено влияние оптической активности на взаимодействие световых пучков, когда разность их фаз $\Delta = 0, \pi/2$ и π . Показано, что если при толщине кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$, равной 9 мм, изменение интенсивности объединенного светового пучка при $\Delta = 0$ под влиянием оптической активности сравнительно невелико (менее 8%), то при толщине 18 мм оно уже достигает 36%. Рассмотрено взаимодействие ортогонально поляризованных пучков в этом кристалле. Установлено, что хотя оптическая активность кристалла приводит к появлению бризгинг-эффекта («breathing effect»), солитоноподобный характер объединенного пучка сохраняется. Отмечена возможность использования полученных результатов для адресного позиционирования солитоноподобных световых пучков.

Ключевые слова: кубический фоторефрактивный кристалл, оптическая активность, гауссов пучок, взаимодействие световых пучков, экранирующий солитон, кристалл $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$.

1. Введение

Пространственные фоторефрактивные экранирующие солитоны отличаются от солитонов других типов (например, керровских) тем, что они могут существовать при исключительно малых световых мощностях (порядка микроватт) [1, 2]. Благодаря зависимости фоторефрактивных свойств кристалла от частоты света пространственный солитон может образовывать внутри кристалла волновод, способный проводить более мощный световой пучок, частота которого соответствует более низкой фоторефрактивной чувствительности [1, 3]. Кроме того, благодаря пространственным солитонам создается возможность для бездифракционного распространения чрезвычайно узких световых пучков (порядка нескольких микрометров в диаметре), используемых в современных прецизионных оптических технологиях. Особый интерес представляют исследования взаимодействия пространственных солитонов в фоторефрактивных кристаллах [1–6] в связи с перспективами создания устройств оптического переключения световых пучков [7, 8].

Несмотря на то что солитонный режим реализуется, вообще говоря, для световых пучков особого вида, отличающихся от гауссовых, экспериментальные исследования выполняются, как правило, с лазерными пучками, близкими по форме к гауссовым. В этом случае режим распространения таких пучков является квазисолитон-

ным, а световые пучки называют солитоноподобными. Первые экспериментальные данные, описывающие взаимодействие в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (ВТО), к которому приложено внешнее постоянное электрическое поле, двух параллельных когерентных солитоноподобных гауссовых пучков с одинаковой линейной поляризацией, были приведены в [5]. При интерпретации полученных результатов оптическая активность кристалла не принималась во внимание. Экспериментальное изучение взаимодействия между одномерными светлыми фоторефрактивными экранирующими солитонами в ниобате бария-стронция было проведено в [6]. Физическое объяснение природы когерентного и некогерентного солитонного «притяжения» и «отталкивания» было предложено в [1, 6].

В последнее время появилось большое число публикаций, посвященных изучению влияния оптической активности на распространение гауссовых пучков в кристаллах типа силленита [9–14] в квазисолитонном режиме, но, насколько нам известно, изучение влияния оптической активности на взаимодействие солитоноподобных пучков в силленитах не проводилось.

В данной статье мы представляем результаты теоретического изучения и компьютерного моделирования когерентного двухпучкового взаимодействия в кубических фоторефрактивных кристаллах, помещенных в постоянное электрическое поле, в квазисолитонном режиме с учетом оптической активности. Исследуется влияние оптической активности кристалла на характер взаимодействия световых пучков с одинаковой линейной поляризацией, когда начальная разность их фаз равна нулю, $\pi/2$ и π . Кроме того, рассмотрен случай, когда световые пучки линейно поляризованы в ортогональных направлениях. При этом анизотропия кристалла создает различные условия для их распространения, так что один из пучков способен управлять поперечным отклонением другого, распространяющегося в квазисолитонном режиме.

В.В.Шепелевич, А.А.Голуб. Мозырский государственный педагогический университет, Белоруссия, 247760 Мозырь, ул. Студенческая, 28; e-mail: vasshep@inbox.ru

R.Kowarschik, A.Kiessling, V.Matusevich. Friedrich-Schiller-Universität Jena, Deutschland, D-07743 Jena, Fröbelstieg, 1; e-mail: richard.kowarschik@uni-jena.de, oik@uni-jena.de, Vladislav.Matusevich@uni-jena.de

Поступила в редакцию 15 сентября 2004 г., после доработки – 18 января 2005 г.

Мы пытаемся также выяснить физическую сущность влияния оптической активности на взаимодействие солитоноподобных световых пучков в кубических кристаллах.

2. Теория

Будем использовать одномерную модель гауссова светового пучка. Пусть в кристалле реализуется режим дрейфовой нелинейности [15] (с. 50), которая способствует образованию экранирующих солитонов. Тогда распространение светового пучка можно описывать уравнением для векторной огибающей комплексной амплитуды лазерного светового поля $A(x, z)$, полученным в параксиальном приближении:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{1}{2k_0 n_0} \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} - \frac{k_0 n_0^3}{2} \frac{I_\infty + I_d}{I_d + I(x, z)} (A \hat{r} E_0) + i \rho [e_z, A] = 0, \quad (1)$$

где k_0 – длина волнового вектора монохроматического светового пучка; n_0 – невозмущенный показатель преломления кристалла; \hat{r} – электрооптический тензор третьего ранга для кристалла класса 23; $I(x, z)$ – интенсивность светового поля пучка; I_d – темновая интенсивность (включающая в себя в общем случае интенсивность фонового излучения)*; I_∞ – значение интенсивности светового пучка при $x \rightarrow \pm\infty$; ρ – удельное вращение кристалла; e_z – единичный вектор вдоль оси z . Ось z указывает направление распространения световых пучков, а ось x совпадает с направлением внешнего электрического поля E_0 , приложенного к кристаллу. В частных случаях уравнение (1) переходит в соответствующие уравнения из работ [9, 11, 14].

Представим вектор A в виде $A = A_x e_x + A_y e_y = (2\eta_0 \times I_d / n_0)^{1/2} (u e_x + v e_y)$ [16], где e_x и e_y – единичные векторы системы координат; A_x и A_y – проекции вектора A на оси x и y ; u и v – безразмерные поляризационные компоненты нормированного вектора огибающей светового пучка; $\eta_0 = (\mu_0 / \epsilon_0)^{1/2}$. Затем перейдем к безразмерным переменным $s = x/x_0$ и $\xi = z/(kx_0^2)$, где x_0 – произвольный пространственный размер; $k = n_0 k_0$. После введения безразмерных параметров $\beta = (n_0^4 k_0^2 x_0^2 r_{41} E_0) / 2$ и $\delta = n_0 k_0 x_0^2 \rho$, где r_{41} – компонента электрооптического тензора, можно получить следующую систему дифференциальных уравнений для поляризационных компонент u и v :

$$\begin{aligned} i \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial s^2} - \beta(1 + \gamma) \frac{\mu_1 u + \mu_2 v}{1 + |u|^2 + |v|^2} - i \delta v &= 0, \\ i \frac{\partial v}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 v}{\partial s^2} - \beta(1 + \gamma) \frac{\mu_2 u + \mu_3 v}{1 + |u|^2 + |v|^2} + i \delta u &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\gamma = I_\infty / I_d$;

$$\begin{aligned} \mu_1 &= 3 \sin \theta \cos^2 \theta; \\ \mu_2 &= \cos \theta (1 - 3 \sin^2 \theta); \\ \mu_3 &= \sin \theta (1 - 3 \cos^2 \theta); \end{aligned} \quad (3)$$

* Темновая интенсивность I_d (dark irradiance) [4, 9, 16]) определяется как некоторая условная интенсивность света, при воздействии которой происходила бы генерация ионизированных доноров, эквивалентная тепловой генерации ($sI_d = \beta$, где s – поперечное сечение фотоионизации, β – степень тепловой генерации ионизированных доноров [17]). Под интенсивностью фонового излучения понимают интенсивность однородной фоновой подсветки [6].

θ – угол, отсчитываемый по часовой стрелке от направления $[1\bar{1}0]$ к вектору внешнего электрического поля [14]. Здесь для интенсивности светового поля мы использовали выражение из работы [9]: $I(x, z) = (n_0 / 2\eta_0) (|A_x|^2 + |A_y|^2) = I_d (|u|^2 + |v|^2)$.

Система нормированных связанных уравнений (2) отличается от системы уравнений в [9, 10] произвольной ориентацией внешнего электрического поля в плоскости $(1\bar{1}0)$ по отношению к кристаллографической системе координат. Уравнения (2) отличаются также от соответствующих уравнений в [14] прежде всего тем, что они могут быть применены для описания распространения не только светлых, но и темных солитонов в кубических оптически активных фоторефрактивных кристаллах.

3. Численное моделирование взаимодействия гауссовых пучков в кристалле типа силленита

На основании уравнений (2) выполним численное моделирование взаимодействия одномерных гауссовых солитоноподобных пучков в кубическом оптически активном кристалле ВТО класса симметрии 23 с плоскостью среза $(1\bar{1}0)$, к которому приложено внешнее электрическое поле. В уравнениях (2) полагаем $\gamma = 0$, т. к. далее будем рассматривать светлые солитоны ($I_\infty = 0$).

В расчетах используем параметры кристалла, близкие к параметрам в первом эксперименте [5]: $n_0 = 2.25$, $r_{41} = 6.175 \times 10^{-12}$ м/В, $\rho = 6.3$ град/мм ($\lambda = 0.6328$ мкм). Напряженность внешнего электрического поля E_0 выберем равной 9 кВ/см. Предполагается, что входные пучки имеют гауссов профиль по оси x , линейную поляризацию вдоль оси y и полуширину $x_0 = 19.5$ мкм ($I(x) = I_0 \times \exp(-x^2/x_0^2)$). Расстояние между пучками составляет 39 мкм, угол $\theta = 90^\circ$, толщина кристалла $d = 18$ мм.

Сначала рассмотрим случай взаимодействия световых пучков с одинаковой линейной v -поляризацией, когда разность фаз A между ними равна нулю (рис. 1, а). Если сравнить нормированные интенсивности объединенного пучка в середине кристалла ($z = 9$ мм) без учета оптической активности (кривая 1) и с ее учетом (кривая 2), то можно отметить, что влияние оптической активности мало (изменение интенсивности составляет менее 8%) и пренебрежение им при интерпретации экспериментальных данных в [5] было оправданным. В то же время, сравнивая результаты численных расчетов световой интенсивности на выходе из кристалла без учета оптической активности (кривая 3) и с ее учетом (кривая 4), можно заметить, что оптическая активность приводит к значительному уменьшению самофокусировки объединенного пучка в процессе «притяжения» пучков, т. е. для кристалла толщиной более 15 мм влияние оптической активности оказывается существенным (изменение интенсивности при $z = d = 18$ мм составляет приблизительно 36%).

На рис. 1, б и в показано развитие процесса объединения когерентных одинаково поляризованных световых пучков в фоторефрактивном кристалле. Из анализа данных, приведенных на рис. 1, б, следует, что в рассматриваемом диапазоне толщин кристалла максимальная интенсивность и минимальная полуширина объединенного пучка не достигаются (эти экстремальные значения имеют место при $z \approx 19.6$ мм). В то же время под влиянием оптической активности (рис. 1, в) максимум интенсивности объединенного пучка смещается в точку В с координатой $z = 13.6$ мм, причем высота этого макси-

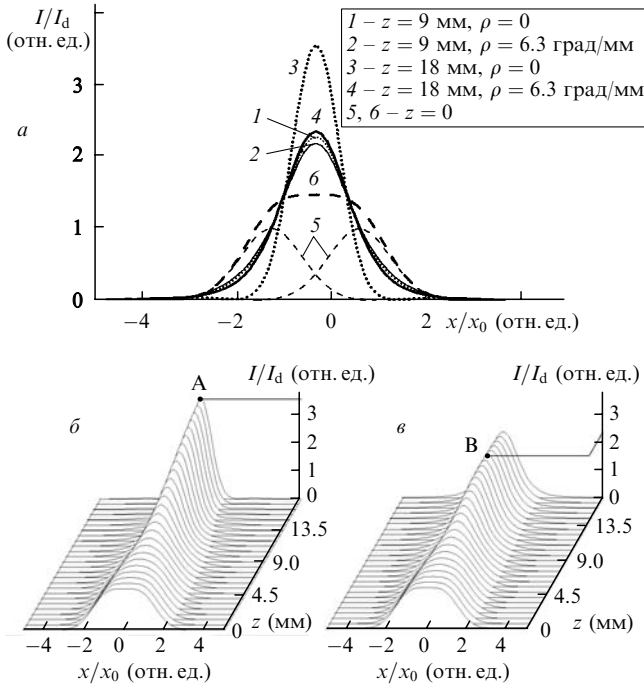


Рис.1. Взаимодействие гауссовых световых пучков в кристалле ВТО в условиях эксперимента [5] при одинаковых начальных фазах световых пучков ($\Delta = 0$): распределения интенсивности распространяющегося света в середине кристалла без учета (1) и с учетом оптической активности (2), на выходной грани кристалла без учета (3) и с учетом оптической активности (4), на входной грани кристалла отдельно для каждого из пучков (5) и после когерентного сложения пучков (6) (а), а также распределения интенсивности распространяющегося света по координатам x, z без учета (б, $\rho = 0$) и с учетом оптической активности (в, $\rho = 6.3$ град/мм).

мама значительно уменьшается по сравнению со значением интенсивности при $z = 13.6$ мм на рис.1,б. Влияние оптической активности приводит к ослаблению самофокусировки в результате вращения плоскости поляризации световых пучков, поскольку их исходная поляризация была выбрана оптимальной при отсутствии оптической активности. Поэтому максимумы кривых 1 ($I_{max}/I_d \approx 2.3$) и 3 (~ 3.6) на рис.1,а выше максимумов кривых 2 (~ 2.2) и 4 (~ 2.4) соответственно.

Если разность фаз взаимодействующих световых пучков $\Delta = \pi$, интерференция является деструктивной и в области наложения пучков образуется участок с почти нулевой интенсивностью (вблизи точки $x = 0$ на рис.2,а), который постоянно растет благодаря дифракционному расплыванию пучков. Это приводит к деформации волнового фронта пучков и объясняет их взаимное «отталкивание» в процессе распространения. Нелинейные свойства кристалла при включенном внешнем электрическом поле способствуют возрастанию показателя преломления в областях максимальной интенсивности светового поля по сравнению с другими областями. В этих областях наблюдается самофокусировка пучков, препятствующая их расплыванию, поэтому процесс взаимного «отталкивания» пучков ослабляется. Поскольку, как уже отмечалось выше, оптическая активность приводит к отклонению вектора A от направления, в котором нелинейные свойства проявляются наиболее сильно, «отталкивающиеся» пучки на рис.2,в (с учетом оптической активности) более размыты, чем на рис.2,б (без учета оптической активности). Отметим, кроме того, что при учете оптической активности взаимное «отталкивание» световых

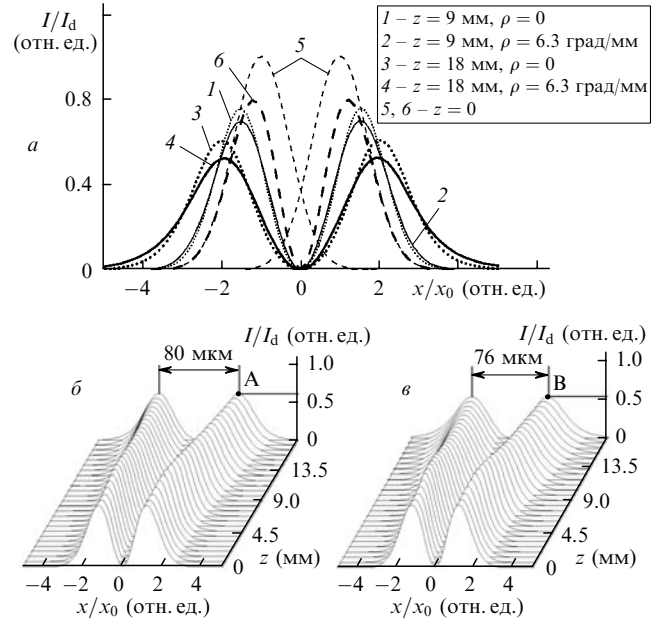


Рис.2. То же, что и на рис.1, при начальной разности фаз $\Delta = \pi$.

пучков немного уменьшается – максимумы интенсивности расположены на меньших расстояниях (рис.2,в), чем в случае пренебрежения оптической активностью (рис.2,б).

Рассмотрим случай, когда разность фаз между входными световыми пучками $\Delta = \pi/2$. При этом из-за взаимодействия солитоноподобных пучков энергия из одного пучка перекачивается в другой (рис.3,а) В результате происходит самофокусировка первого пучка и расплывание второго пучка. Оптическая активность кристалла приводит к увеличению расплывания обоих световых пучков и расстояния между максимумами их интенсивности. Влияние оптической активности на процесс самофокусировки хорошо прослеживается при сравнении рис.3,б и в.

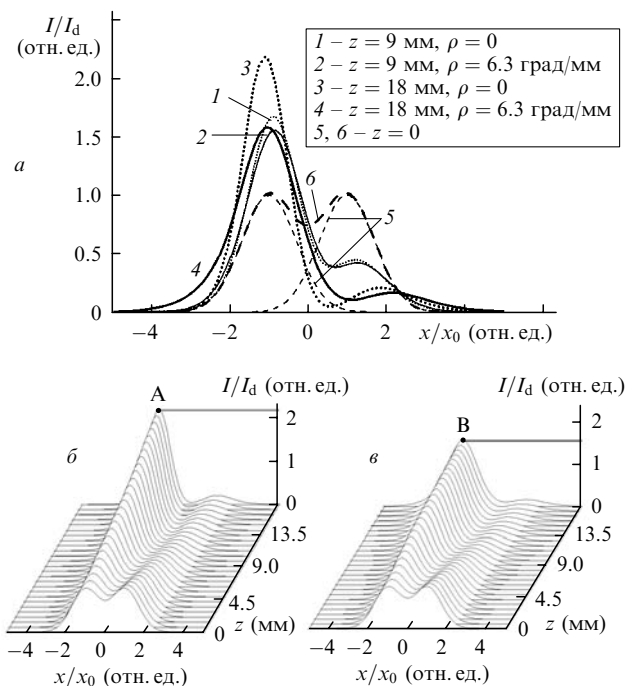


Рис.3. То же, что и на рис.1, при начальной разности фаз $\Delta = \pi/2$.

Описанные выше геометрия взаимодействия, параметры световых пучков и расстояние между ними, соответствующие эксперименту работы [5], не являются оптимальными с точки зрения наглядности физической интерпретации взаимодействия. Действительно, при взаимодействии пучков мы не можем явно наблюдать процесс их объединения, т. к. они объединены уже на входе в кристалл (см. рис. 1, б и в) за счет наложения при малом расстоянии между ними. Кроме того, выбранная толщина кристалла не позволяет исследовать периодический характер пространственных пульсаций (фокусировки и дефокусировки) объединенного пучка в случае «притяжения» пучков (рис. 1, б и в), т. к. на рассмотренных участках кристалла либо максимум интенсивности объединенного пучка еще не достигается (рис. 1, б), либо имеется только один максимум (точка В на рис. 1, в).

В связи с этим для создания более наглядного представления о картине квазисолитонного взаимодействия рассмотрим два параллельно распространяющихся в кристалле ВТО световых пучка с полушириной $x_0 = 15$ мкм каждый и расстоянием между ними 40 мкм. Все остальные характеристики пучков и кристалла, а также параметры внешнего электрического поля, кроме модуля его напряженности, остаются прежними.

Поскольку форма гауссова пучка отличается от формы истинного солитонного пучка, мы можем говорить только о солитоноподобном распространении пучка даже без принятия во внимание оптической активности. Из кривой существования для солитонного пучка с полушириной $x_0 = 15$ мкм [6] мы находим модуль напряженности внешнего электрического поля $E_0 \simeq 15.2$ кВ/см, но для гауссова пучка мы взяли $E_0 \simeq 14$ кВ/см. Для такой напряженности поля распределение интенсивности отдельного гауссова пучка при перемещении вдоль оси z в случае $\rho = 0$ остается почти постоянным.

Приведем физическое объяснение периодических (в пространстве) пульсаций интенсивности объединенного светового пучка при когерентном взаимодействии двух гауссовых пучков одинаковой интенсивности в кристалле большой толщины (рис. 4) в случае, когда разность фаз Δ между входными пучками равна нулю. При этом нелинейное взаимодействие световых пучков приводит к образованию одного пучка с увеличенной максимальной интенсивностью ($I_{\max}/I_d = 2$). Это смещает положение общего пучка на кривой существования [6] и вызывает уменьшение ширины солитоноподобного пучка. Для него напряженность внешнего электрического поля является недостаточной, чтобы компенсировать дифракционную расходимость, и пучок начинает расплываться. После прохождения некоторого расстояния ширина пучка увеличивается, напряженность внешнего электрического поля опять становится достаточной для создания самофокусирующегося пучка, и описанный процесс повторяется (рис. 4, а).

Теоретические вычисления показывают, что если принимать во внимание оптическую активность фоторефрактивного кристалла ($\rho \neq 0$), то расстояния между максимумами интенсивности объединенного пучка возрастают, а интенсивности в этих максимумах уменьшаются (рис. 4, б). Это связано с тем, что за счет вращения плоскости поляризации происходит отклонение поляризации взаимодействующих световых пучков от оптимальной, соответствующей образованию квазисолитонного режима. При переходе к ортогональной поляриза-

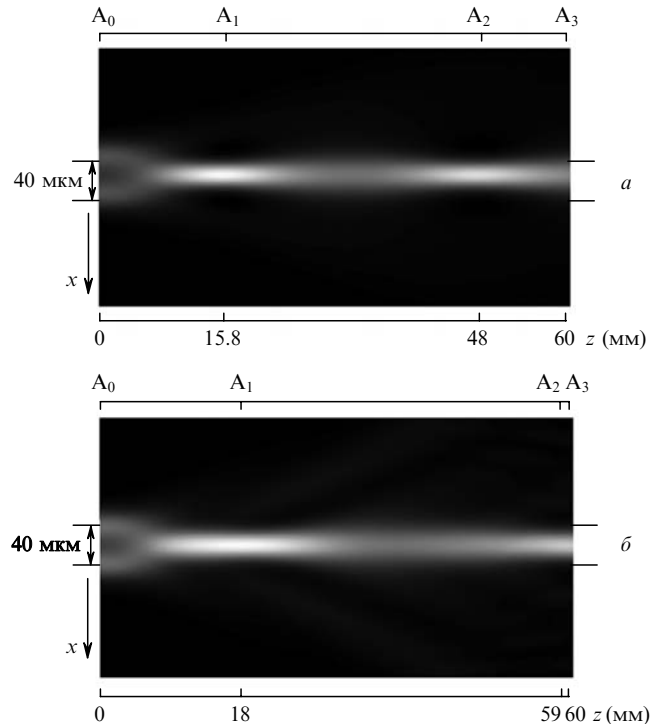


Рис. 4. Распределения по координатам x и z интенсивности распространяющегося света при взаимодействии гауссовых световых пучков в кристалле ВТО большой толщины в квазисолитонном режиме при начальной разности фаз взаимодействующих пучков $\Delta = 0$. В характерных точках интенсивности $I = 2.91I_d$ (т. A_1), $2.6I_d$ (т. A_2) и $1.7I_d$ (т. A_3) получены без учета оптической активности ($\rho = 0$) (а), а интенсивности $I = 2.87I_d$ (т. A_1), $1.9I_d$ (т. A_2) и $1.8I_d$ (т. A_3) – с ее учетом (б).

ции самофокусирующие свойства кристалла ослабевают, поэтому период пространственных осцилляций увеличивается. Такое объяснение является качественным, т. к. оно не учитывает эллиптичности собственных волн в оптически активном кристалле, возникающих за счет электрооптического эффекта.

Исследуем взаимодействие гауссовых пучков в кристалле ВТО ($\theta = 90^\circ$) в случае их ортогональной линейной поляризации на входе в кристалл (параллельно вектору напряженности внешнего электрического поля E_0 и перпендикулярно ему) на основе уравнений (2), причем все остальные характеристики пучков, за исключением модуля напряженности внешнего электрического поля, остаются прежними. Пучок, поляризованный ортогонально E_0 , находится в лучших условиях для солитоноподобного распространения (необходимое для этого внешнее электрическое поле меньше), поэтому при увеличении напряженности поля он переходит в солитоноподобный режим раньше, чем другой пучок, поляризованный параллельно E_0 . Последний пучок играет роль направляющего: он задает направление распространения первого пучка. В оптике это явление было названо «логические ворота углового отклонения» [18], т. к. оно позволяет выполнять логические операции пространственным переключением светового пучка в различных направлениях. Интересно исследовать это явление в кристаллах типа силленита, потому что они имеют быстрый отклик и высокую световую чувствительность

На рис. 5, а представлены результаты взаимодействия ортогонально поляризованных одномерных гауссовых пучков света одинаковой интенсивности (верхний пучок

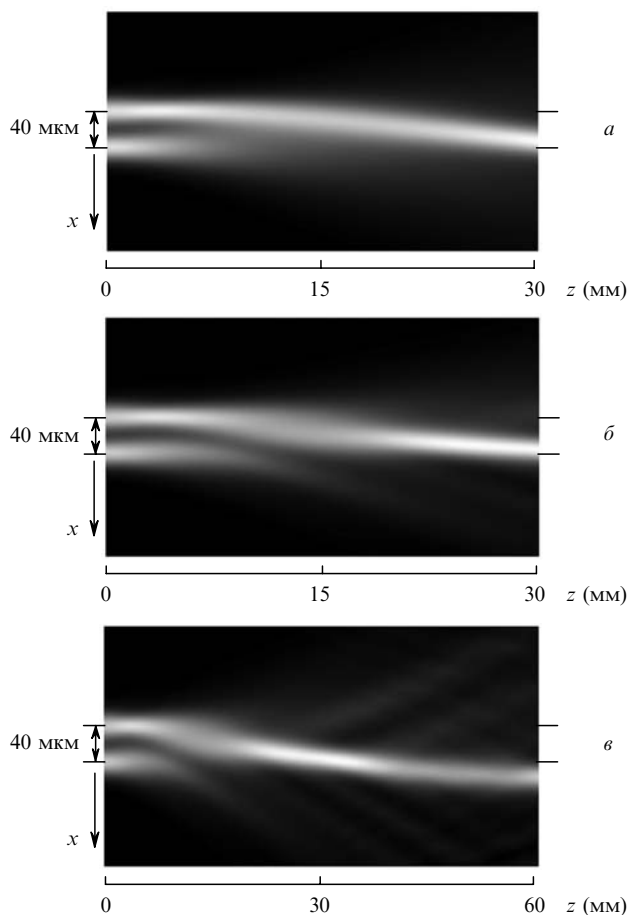


Рис.5. Распределения по координатам x и z интенсивности распространяющегося света при взаимодействии ортогонально поляризованных световых пучков в фоторефрактивном кристалле ВТО, полученные без учета оптической активности кристалла ($\rho = 0$) при толщине кристалла $d = 30$ мм (а) и с ее учетом ($\rho = 6.3$ град/мм) при $d = 30$ (б) и 60 мм (в).

поляризован перпендикулярно направлению внешнего электрического поля, нижний – параллельно) при прохождении их через фоторефрактивный кристалл ВТО в случае, когда разность фаз пучков на входе в кристалл равна нулю, а $E_0 = 18$ кВ/см. Видно, что один одномерный пучок изгибается под влиянием другого пучка в сторону последнего. Оптическая активность кристалла ВТО в этом случае не принималась во внимание.

Взаимодействие световых гауссовых одномерных ортогонально поляризованных пучков с учетом оптической активности и при $E_0 = 20$ кВ/см показано на рис.5,б и в. Видно, что влияние оптической активности на распространение отклоненного солитоноподобного пучка выражается в появлении бризинг-эффекта [11] – периодического оттока энергии, уменьшающего интенсивность светового пучка. Однако солитоноподобный характер распространения одномерного пучка при этом сохраняется. Для более сильного проявления бризинг-эффекта толщина кристалла увеличена вдвое (рис.5,в), а все остальные характеристики кристалла и световых пучков такие же, как и для рис.5,б.

Интересно отметить, что изменение направления электрического поля на противоположное не влияет на результат взаимодействия, а изменение последователь-

ности расположения пучков приводит к изменению направления отклонения солитоноподобного пучка.

4. Заключение

Таким образом, показано, что даже в кристалле ВТО, отличающемся сравнительно небольшим удельным вращением (6.3 град/мм на длине волны $\lambda = 0.6328$ мкм), максимальная интенсивность объединенного светового пучка, образованного при когерентном взаимодействии двух одинаково поляризованных одномерных гауссовых световых пучков с одинаковыми начальными фазами, под влиянием оптической активности может уменьшаться на 36 % при толщине кристалла 18 мм.

Наличие оптической активности ухудшает условия достижения солитоноподобного режима, поэтому при взаимном «отталкивании» световых пучков ($\Delta = 0$) они расплываются сильнее, а при $\Delta = \pi/2$ процесс энергообмена взаимодействующих пучков происходит менее интенсивно. При взаимодействии ортогонально поляризованных одномерных световых гауссовых пучков один из них отклоняется под воздействием другого, причем несмотря на деструктивное влияние оптической активности кристалла солитоноподобный характер отклоненного пучка все же сохраняется. Таким образом, взаимодействие двух гауссовых пучков в кристаллах типа силленита представляет интерес для реализации оптического адресного переключения положений световых пучков.

Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования Белоруссии (государственная программа ориентированных фундаментальных исследований «Когерентность») и Немецкого исследовательского общества (DFG, грант GZ: 436 WER 17/10/03).

1. Shih M., Segev M. *Opt. Lett.*, **21**, 1538 (1996).
2. Mamaev A.V., Saffman M., Zozulya A.A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **15**, 2079 (1998).
3. Krolikowski W., Denz C., Stepken A., Saffman M., Luther-Davies B. *Quantum Semiclass. Opt.*, **10**, 823 (1998).
4. Singh S.R., Christodoulides D.N. *Opt. Commun.*, **118**, 569 (1995).
5. Garcia-Quirino G.S., Iturbe-Castillo M.D., Vysloukh V.A., Sanchez-Mondragon J.J., Stepanov S.I., Lugo-Martinez G., Torres-Cisneros G.E. *Opt. Lett.*, **22**, 154 (1997).
6. Meng H., Salamo G., Shih M., Segev M. *Opt. Lett.*, **22**, 448 (1997).
7. Swartzlander G.A. Jr. *Opt. Lett.*, **17**, 493 (1992).
8. Akhmediev N., Ankiewicz A. *Opt. Commun.*, **100**, 183 (1993).
9. Singh S.R., Christodoulides D.N. *J. Opt. Soc. Am. B*, **13**, 719 (1996).
10. Krolikowski W., Akhmediev N., Andersen R.D., Luther-Davies B. *Opt. Commun.*, **132**, 179 (1996).
11. Fazio E., Babin V., Bertolotti M., Vlad V. *Phys. Rev. E*, **66**, 016605-1 (2002).
12. Fazio E., Ramadan W., Belardini A., Bosco A., Bertolotti M., Petris A., Vlad V.I. *Phys. Rev. E*, **67**, 026611-1 (2003).
13. Fazio E., Ramadan W., Bertolotti M., Petris A. Vlad V.I. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **5**, S119 (2003).
14. Шепелевич В.В., Коваршик Р., Кислинг А., Матусевич В., Голуб А.А. *Квантовая электроника*, **33**, 446 (2003).
15. Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. *Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике* (СПб.: Наука, 1992).
16. Christodoulides D.N., Carvalho M.I. *J. Opt. Soc. Am. B*, **12**, 1628 (1995).
17. Kukhtarev N., Markov V., Odoulov S., Soskin M., Vinetskii V. *Ferroelectrics*, **22**, 949 (1979).
18. Blair S., Wagner K. *Appl. Opt.*, **38**, 6749 (1999).

Формирование волноводных каналов темными пространственными солитонами в планарном волноводе, оптически индуцированном в кристалле ниобата лития

В.М.Шандаров, К.В.Шандарова

Экспериментально продемонстрировано формирование оптических волноводных каналов при фоторефрактивном самовоздействии сфазированного светового пучка в планарном волноводе, оптически индуцированном в объеме кристалла ниобата лития, легированного железом. При формировании планарных и канальных волноводов использовалось излучение He–Ne-лазера с длиной волны $\lambda = 633$ нм и мощностью 1 мВт и ~ 10 мкВт соответственно.

Ключевые слова: темные солитоны, планарный волновод, взаимодействие излучения с веществом.

В последнее время значительный интерес вызывают пространственные оптические солитоны [1–3] – области светового поля с практически бездифракционным поведением в оптически нелинейной среде. В простейшем случае это светлый пространственный солитон, т. е. световой пучок, дифракционное расплывание которого компенсируется самофокусировкой [1, 2]. В дефокусирующей среде могут существовать темные солитоны, т. е. неосвещенные области в световом поле с бездифракционным поведением [3]. Фоторефрактивные пространственные солитоны наблюдались при микро- и милливаттных мощностях света в кристаллах титаната висмута [4], стронций-бариевого ниобата [5] и некоторых других электрооптических кристаллах в условиях приложенного внешнего электрического поля. Одномерные темные фотovoltaические солитоны реализованы в объемных образцах ниобата лития (LiNbO_3) [6]. В работах [7–9] продемонстрировано возникновение светлых и темных фоторефрактивных солитонов в планарных волноводах, сформированных методами ионной имплантации на поверхности образцов стронций-бариевого ниобата [7] и термической диффузии Fe и Ti на поверхности LiNbO_3 [8, 9]. Темный солитон индуцирует в неосвещенной области волноводный канал аналогично тому, как светлый солитон индуцирует такой канал в освещенной области.

В настоящей работе впервые продемонстрировано формирование волноводных каналов полем темных фотovoltaических солитонов в планарных волноводах, оптически индуцированных в объеме легированного железом кристалла ниобата лития ($\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$).

Планарные волноводы были сформированы в результате двухлучевой записи одномерных фоторефрактивных решеток обыкновенно поляризованным излучением He–Ne-лазера с длиной волны $\lambda = 633$ нм в образце $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$ с размерами 9, 6 и 8 мм вдоль осей x , y и z соответственно. Вектор решетки ориентировался вдоль оптической оси кристалла (ось z), суммарная мощность

записывающих пучков излучения составляла ~ 1 мВт, их апертура изменялась от 2 до 3 мм. В линейном приближении показатель преломления в области сформированной решетки изменяется согласно соотношению $n(z) = n_s + \Delta n \cos^2(\pi z/L)$, где n_s и Δn – его невозмущенное значение и максимальное изменение, а L – пространственный период решетки. В общем случае такие решетки являются системами связанных планарных волноводов [10, 11].

Коэффициент связи между соседними элементами зависит от периода L и величины Δn . При определенных условиях волноводные слои оказываются практически изолированными. На рис.1 показаны распределения интенсивности света в выходной плоскости в системах связанных и изолированных планарных волноводов, индуцированных в данном образце, при их возбуждении гауссовым пучком с необыкновенной поляризацией. Световое поле изучалось с помощью видеокамеры. Видно, что световой пучок в волноводах испытывает обычную дифракцию в их плоскости, а в направлении вектора решетки дифракция ограничивается или определяется волноводными свойствами.

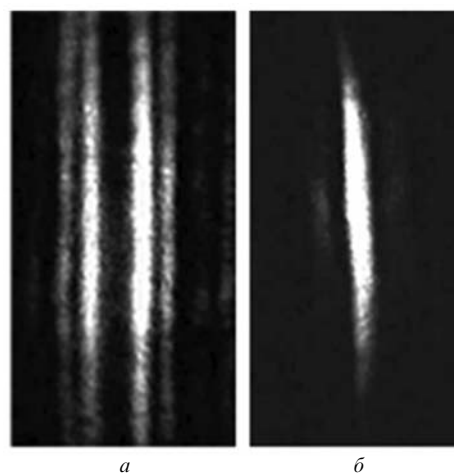


Рис.1. Распределения интенсивности в выходной плоскости при возбуждении одного волноводного слоя в системах связанных ($\Delta n = 10^{-4}$, $L = 15$ мкм) (а) и изолированных ($\Delta n = 10^{-4}$, $L = 20$ мкм) (б) планарных волноводов.

В.М.Шандаров, К.В.Шандарова. Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Россия, 634050 Томск, просп. Ленина, 40; e-mail: shan@svch.rk.tusur.ru

Поступила в редакцию 30 июня 2005 г.

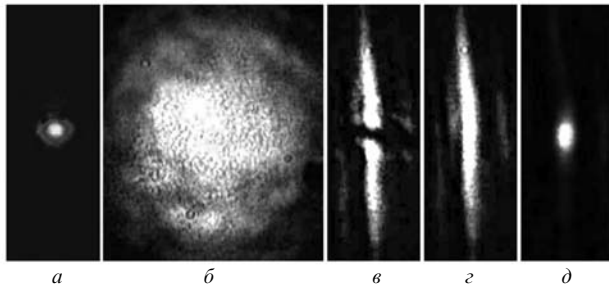


Рис.2. Распределения интенсивности во входной (а) и выходной (б) плоскостях однородного кристалла для гауссова пучка с размером перетяжки 15 мкм, а также в выходной плоскости для формирующего пучка при $t = 0$ (в) и считывающего пучка при $t = 0$ (з) и 180 мин (д).

Для индуцирования волноводных каналов в планарном волноводе использовались световые пучки с амплитудным профилем, близким к требуемому для достижения режима темных пространственных солитонов. Во входной световой пучок вводилась тонкая стеклянная пластинка, перекрывающая половину его апертуры и обеспечивающая для светового поля фазовый сдвиг $(2m + 1)\pi$, где m – целое число. Сферическими линзами с фокусным расстоянием от 2 до 5 см пучок фокусировался на входную плоскость волноводного слоя. В ходе эксперимента пластинка периодически выводилась из формирующего пучка, что позволяло следить за изменением профиля интенсивности считывающего пучка в выходной плоскости и соответственно за процессом формирования волноводного канала. На рис.2 представлены результат дифракции считывающего светового пучка на длине кристалла в однородной области и распределения интенсивности в выходной плоскости волновода для формирующего и считывающего пучков в решетке с $\Lambda = 20$ мкм и $\Delta n = 10^{-4}$. Формирующий сфазированный световой пучок с размером перетяжки 15 мкм на входной плоскости волновода имел мощность 10 мкВт.

Уже при времени экспозиции $t < 30$ мин наблюдалась заметная локализация светового поля считывающего пучка в области минимума интенсивности формирующего пучка. При $t = 180$ мин дифракционная расходимость считывающего пучка в плоскости волновода почти полностью компенсировалась (рис.2,д), что указывает на формирование в планарном волноводе темного фото-рефрактивного пространственного солитона, индуцирующего каналный волновод в неосвещенной области. Эволюция распределения интенсивности считывающего пучка в выходной плоскости волновода иллюстрируется зависимостью отношения его поперечных размеров w_z/w_y от времени экспозиции при создании каналного

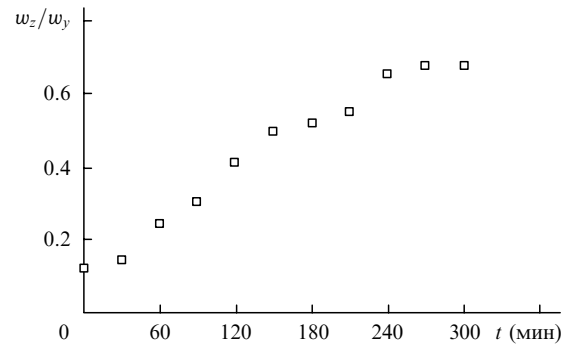


Рис.3. Временная зависимость отношения w_z/w_y размеров пучка в выходной плоскости кристалла (по уровню половинной интенсивности).

волновода формирующим пучком (рис.3). Здесь w_z и w_y – размеры пучка по уровню половинной интенсивности в направлении нормали к плоскости волновода и в данной плоскости. Сечение считывающего пучка остается слегка эллиптическим даже при времени экспозиции $t = 5 - 6$ ч, поскольку изменение показателя преломления в плоскости волновода может сравняться с таковым в направлении нормали к этой плоскости только при полном исчезновении волноводного слоя в освещенной области.

Таким образом, продемонстрирована генерация изолированных двумерных волноводных каналов в объеме кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$. Полученные результаты указывают на возможность формирования более сложных канальных волноводных структур в оптически индуцированных в кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ системах связанных и изолированных планарных оптических волноводов.

1. Kivshar Yu.S., Stegeman G.I. *Opt. & Phot. News*, **13** (2), 59 (2002).
2. Stegeman G.I., Segev M. *Science*, **286**, 1518 (1999).
3. Kivshar Yu.S., Luther-Davis B. *Phys. Rep.*, **298**, 81 (1998).
4. Iturbe-Castillo M.D., Marquez-Aguilar P.A., Sanchez-Mondragon J.J., Stepanov S., Vysloukh V. *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 408 (1994).
5. Duree G., Shultz J., Salamo G., Segev M., Yariv A., Crosignani B., Di Porto P., Sharp E., Neurgaonkar R.R. *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 533 (1993).
6. Taya M., Bashaw M.C., Fejer M.M., Segev M., Valley G.C. *Phys. Rev. A*, **52**, 3095 (1995).
7. Kip D., Wesner M., Shandarov V., Moretti P. *Opt. Lett.*, **23**, 921 (1998).
8. Shandarov V., Kip D., Wesner M., Hukriede J. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **2**, 500 (2000).
9. Chauvet M., Chauvin S., Maillotte H. *Opt. Lett.*, **26**, 1344 (2001).
10. Neshev D., Ostrovskaya E., Kivshar Yu., Krolikowski W. *Opt. Lett.*, **28**, 710 (2003).
11. Fleischer J., Carmon T., Segev M., Efremidis N.K., Christodoulides D.N. *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 023902 (2003).

В.Г. КРУГЛОВ, В.М. ШАНДАРОВ

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТЁМНЫХ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ СОЛИТОНОВ В ИОННО-ИМПЛАНТИРОВАННОМ ПЛАНАРНОМ ВОЛНОВОДЕ В НИОБАТЕ ЛИТИЯ: ЭКСПЕРИМЕНТ И ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ¹

Представлены результаты экспериментального исследования и численного моделирования взаимодействия темных пространственных солитонов при их распространении в планарном волноводе, сформированном имплантацией легких ионов в легированной медью пластине ниобата лития.

Ключевые слова: темные пространственные солитоны, планарный волновод, легкие ионы.

Эффекты формирования оптических пространственных солитонов относятся к одному из приоритетных направлений исследований в плане реализации на их основе преобразующих и управляющих светом устройств. Пространственные солитоны представляют собой световые пучки или элементы светового поля, дифракционное уширение которых полностью скомпенсировано эффектами самофокусировки или самодефокусировки [1]. Так, в среде с оптической нелинейностью самодефокусирующего типа могут существовать темные пространственные солитоны, для которых неосвещенная область в световом поле как бы не испытывает дифракции. Целью данной работы явилось численное и экспериментальное исследование взаимодействия темных фотовольтаических пространственных солитонов в планарном волноводе, полученном в ниобате лития (LiNbO_3) методом ионной имплантации.

Исследовался планарный волновод, созданный в пластине $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ (0,1 вес. %) X среза имплантацией протонов при энергии пучка 500 кэВ и дозе 10^{17} см⁻². После имплантации образец отжигался на воздухе при $T=400$ °С в течение 30 мин для устранения точечных дефектов и центров окраски, образующихся в процессе внедрения ионов. Модовый состав и оптические потери волноводного образца изучались на длине волны света $\lambda=633$ нм с помощью призменного элемента связи. При данном режиме имплантации протонов в волноводе существуют две TE -моды. Потери для TE_0 -моды не превышают 1 дБ/см, TE_1 -мода является вытекающей, для нее потери обусловлены туннелированием света из волновода через изолирующий барьер с пониженным показателем преломления в подложку и составляют более 20 дБ/см.

Схема экспериментов поясняется рис. 1. В качестве источника излучения используется He-Ne-лазер ($\lambda=633$ нм) 1. Коллимированный световой пучок с помощью микрообъектива 2 с увеличением $3,7\times$ фокусируется на оптически полированный торец планарного волновода. Поляризация света соответствует необыкновенной волне в кристалле. Для формирования темного солитона требуется световой пучок с противоположными знаками поля в половинах апертуры [2]. Фазирование светового поля осуществляется в нашем случае с помощью тонких стеклянных пластинок 4, которые при определенном положении изменяют фазу световой волны на $(2m+1)\pi$, где m – целое число. Две пластинки 4 позволяют дважды изменить знак поля по его апертуре и сформировать темный солитон более высокого порядка, который можно представить в виде композиции двух взаимодействующих «обычных» темных солитонов. Картины светового поля на выходной плоскости волновода изучаются с помощью анализатора пучков 10. В экспериментах пластинки 4 периодически выводятся из пучка на время считывания (~ 1 с), позволяя проследить за временной эволюцией поля считывающего пучка, дающей информацию о процессе формирования пространственного солитона.

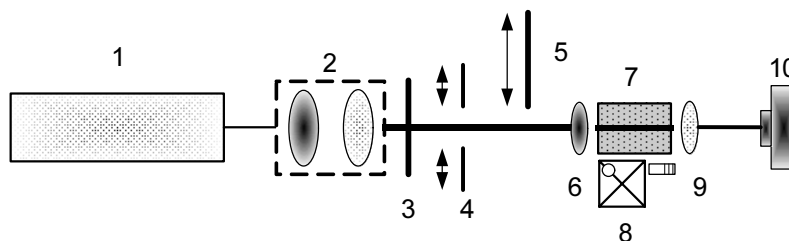


Рис. 1. Схема экспериментов: 1 – He-Ne-лазер ($\lambda=633$ нм), 2 – коллиматор; 3 – фильтр; 4 – стеклянные пластинки; 5 – штормка, 6, 9 – микрообъективы; 7 – волновод; 8 – трехкоординатный позиционер; 10 – анализатор пучков

¹ Работа выполнена в рамках НИР РНП.2.1.1.429 и НИР по госконтракту № 02.740.11.0553, а также при финансовой поддержке Фонда содействия развитию МФП в НТС, грант «У.М.Н.И.К.».

Картины светового поля формирующего солитоны пучка, распространяющегося в планарном волноводе, представлены на рис. 2. Они иллюстрируют результаты численного моделирования взаимодействия темных пространственных солитонов в планарном волноводе $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}:\text{H}^+$. Моделирование проводилось в среде MatLab 7. Максимальное изменение показателя преломления составляло $\Delta n = 82,9 \cdot 10^{-5}$ для $E_{sc} = 50 \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1}$ [3] при $\lambda = 633 \text{ нм}$, и общая ширина формирующего пучка составила 37 мкм . На начальном этапе формирования вследствие дифракции ширина темной области поля на выходной плоскости волновода больше, чем ширина темных областей на входе (рис. 2, а). Затем наблюдается процесс сужения темной области, что свидетельствует о формировании солитонов, которые, взаимодействуя друг с другом, сближаются (рис. 2, б). После столкновения сформированных солитонов наблюдается эффект их отталкивания (рис. 2, в). Ранние исследования показали, что фаза между взаимодействующими темными солитонами фиксирована при их формировании, поэтому они всегда отталкиваются [4], но последующие теоретические и экспериментальные исследования выявили, что природа взаимодействия темных солитонов может радикально изменяться при наличии нелокального отклика материала. Например, в [5] показано, что при взаимодействии темных солитонов становятся возможны эффекты не только отталкивания, но и притяжения. Проявление эффектов как отталкивания, так и притяжения темных солитонов в данных экспериментах не может быть связано лишь с нелокальностью нелинейного отклика, обусловленной поглощением света в $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}:\text{H}^+$. Причиной такого поведения может быть и существенная неоднородность светового поля формирующего пучка. Рис. 2, г демонстрирует полученную экспериментально зависимость изменения расстояния между темными провалами в процессе взаимодействия темных солитонов в планарном волноводе в $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}:\text{H}^+$. Из графика видно, что в начальный момент наблюдается эффект притяжения темных солитонов, через 17 мин они начинают отталкиваться. Расстояние между темными провалами на входной плоскости волновода составляло 300 мкм , мощность формирующего и считывающего пучков перед микрообъективом δ составляла в данном случае $\sim 110 \text{ мкВт}$.

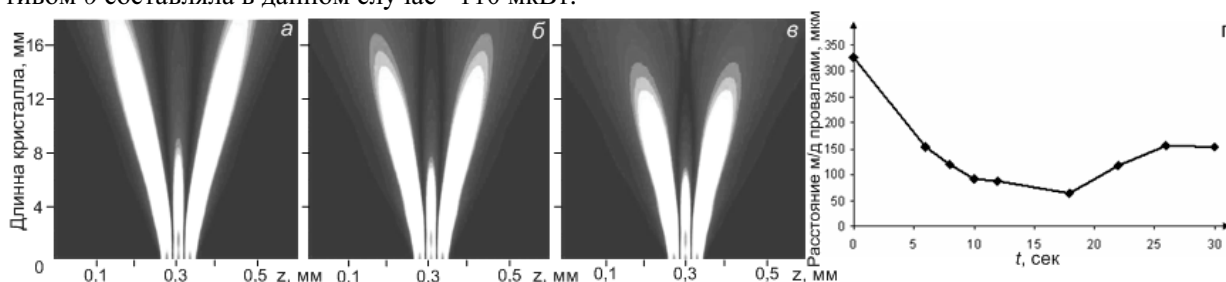


Рис. 2. Картины светового поля формирующего солитоны пучка в волноводе (при $0,1 \Delta n$ (а), $0,5 \Delta n$ (б), $0,9 \Delta n$ (в)) и экспериментальная зависимость изменения расстояния между темными солитонами на выходной плоскости образца $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}:\text{H}^+$ в процессе их взаимодействия

При мощности считывающего пучка в единицы микроватт время хранения одиночных волноводных каналов и реализованной в данном эксперименте канальной волноводной структуры, играющей роль переключателя светового пучка, составляет несколько часов.

Авторы выражают благодарность сотрудникам Шэньдунского университета (Китай) Я. Тану и Ф. Чену за представленные образцы $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}:\text{H}^+$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кившарь Ю.С., Агравал Г.П. Оптические солитоны. От волоконных световодов к фотонным кристаллам. – М.: Физматлит, 2005. – 648 с.
2. Taya M., Bashaw M., Fejer M., et al. // Phys. Rev. A. – 1995. – V. 52. – P. 3095.
3. Петров М.П., Хоменко С.И., Хоменко А.В. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. – СПб.: Наука, 1992. – 320 с.
4. Dreischuh A., Neshev D.N., Petersen D., et al. // PRL. – 2006. – V. 96. – P. 043901.
5. Nikolov N.I., Neshev D., Krolikowski W., et al. // Opt. Lett. – 2004. – V. 29. – P. 286.

Томский государственный университет систем управления
и радиоэлектроники, г. Томск, Россия

Поступила в редакцию 24.06.10.

Круглов Виталий Геннадьевич, инженер;
Шандаров Владимир Михайлович, д.ф.-м.н., профессор.

УДК 535:621.372.8

А.В. ГУСЕВ, А.В. КАНШУ*, К.В. ШАНДАРОВА*, В.М. ШАНДАРОВ*, Е.В. СМИРНОВ*,
Д. КИП***, Х. РЮТЕР***, Я. ТАН**, Ф. ЧЕН***

ДИСКРЕТНАЯ ДИФРАКЦИЯ СВЕТА В ОБЪЕМНЫХ И ПЛАНАРНЫХ ФОТОННЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ, ОПТИЧЕСКИ ИНДУЦИРОВАННЫХ В ФОТОРЕФРАКТИВНОМ НИОБАТЕ ЛИТИЯ¹

Экспериментально демонстрируется индуцирование когерентным излучением многоэлементных планарных и канальных волноводных структур в объемных образцах фоторефрактивного ниобата лития и планарных волноводах на его основе, в том числе с использованием проекционной схемы с масштабированием размеров изображения. Демонстрируется возможность линейной и нелинейной локализации света в оптически индуцированных объемных и планарных одномерных фоторефрактивных фотонных сверхрешетках.

Введение

Одномерные и двумерные системы связанных оптических волноводов дают уникальную возможность изучения взаимодействия волновых пакетов с линейными и нелинейными системами разной природы, поскольку в оптике результаты подобных взаимодействий могут наблюдаться визуально [1, 2]. В первых экспериментах в данной области использовались одномерные периодические канальные волноводные системы на основе арсенида галлия (GaAs) с керровской оптической нелинейностью [1–3]. Их результаты подтвердили положения о возможностях управления дифракцией света и его нелинейной локализации в виде дискретных пространственных солитонов в периодических волноводных системах. Однако эффекты самовоздействия световых пучков в волноводных структурах на основе GaAs наблюдаются при оптических мощностях не ниже сотен ватт. Реализованные позднее одномерные периодические фоторефрактивные канальные волноводные системы в ниобате лития (LiNbO_3) позволили наблюдать ряд аналогичных эффектов нелинейно-оптического самовоздействия при световых мощностях микроваттного уровня [4, 5]. Указанные канальные волноводные системы являются принципиально одномерными. Двумерные системы связанных волноводов существенно изменяют условия распространения световых полей и в них возможно проявление эффектов, не имеющих аналогов в одномерных периодических структурах. В [6] предложена голографическая методика формирования подобных двумерных систем (фотонных решеток, ФР) в фоторефрактивном кристалле стронций-бариевого ниобата (SBN). Последующие экспериментальные исследования убедительно продемонстрировали достоинства данного подхода. Наряду с кристаллами SBN, перспективным материалом для оптического индуцирования нелинейных волноводных структур является LiNbO_3 , легированный некоторыми примесями (например, ионами Fe и Cu) [7–9]. Его фоторефрактивная оптическая нелинейность обусловлена фотовольтаическим эффектом, поэтому проявление нелинейного отклика в LiNbO_3 не требует внешних электрических полей, как в случае SBN. Общим достоинством оптически индуцированных ФР в фоторефрактивных материалах является возможность их оптической реконфигурации, что недоступно для канальных волноводных структур, полученных методами фотолитографии и термической диффузии.

Усложнение топологии многоэлементных волноводных структур расширяет возможности реализации в них оптических аналогов эффектов, характерных для нелинейных квазипериодических и непериодических систем [10, 11]. В то же время это требует и модификации методов оптического индуцирования подобных структур, поскольку возможности голографического метода, основанного на интерференции нескольких когерентных световых пучков, оказываются ограниченными. В данной работе экспериментально демонстрируются возможности проекционной и голографической схем оптического индуцирования фоторефрактивных ФР в объемных образцах

¹ Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 02-39017-ГФЕН_a) и Национального фонда естественных наук Китая (гранты 10505013 и 10711120169).

LiNbO_3 и планарных волноводах на его основе, а также особенности эффектов линейной и нелинейной дискретной дифракции света в оптически индуцированных одномерных квазипериодических волноводных системах (фотонных сверхрешетках, ФСР).

Фоторефрактивный эффект дает возможность модуляции показателя преломления материала при его экспонировании пространственно неоднородным световым полем. Таким образом можно формировать волноводно-оптические структуры с заданной топологией в объемных образцах и планарных оптических волноводах [7, 8, 12]. Стандартная голографическая методика позволяет осуществить достаточно просто лишь гармоническую модуляцию показателя преломления среды. Усложнение топологии оптически индуцируемых волноводных структур достигается для SBN существенным усложнением оптических схем, обеспечивающих интерференцию более чем двух световых пучков [13, 14]. Для LiNbO_3 эта задача несколько упрощается, поскольку инерционность его фоторефрактивного отклика позволяет использовать многоступенчатые процессы последовательного формирования нескольких ФР [12]. В случае формирования ФР в планарных волноводах периодические и непериодические каналные волноводные структуры могут индуцироваться с помощью когерентного либо некогерентного излучения и амплитудных транспарантов, размещенных на поверхности волновода [15]. При освещении транспаранта дифракционные эффекты проявляются на расстояниях, превышающих толщину волноводного слоя, составляющую, как правило, единицы микрометров. Таким образом, топология индуцируемых в планарном волноводе каналных структур определяется топологией транспаранта [15]. Проекционный метод заключается в формировании изображения амплитудного транспаранта на фоточувствительной поверхности или в объеме среды с помощью оптической системы, позволяющей масштабировать размеры изображения. Этот метод обладает большей гибкостью в сравнении с контактным и голографическим. Он позволяет формировать в фоточувствительной среде как периодические, так и непериодические волноводные структуры с возможностью варьирования характерных размеров их элементов, используя один и тот же амплитудный транспарант.

Экспериментальные образцы

В экспериментах одномерные ФР и ФСР формировались в объемных образцах $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ и $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$, а также в планарных волноводах $\text{LiNbO}_3:\text{Ti}:\text{Fe}$ и $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}:\text{H}^+$. Объемные образцы LiNbO_3 конгруэнтного состава легированы в процессе выращивания кристаллов, концентрация Fe для них составляла от 0,005 до 0,1 вес. %, а Cu – 0,02 вес. %. Планарные волноводы формировались в пластинах номинально чистого LiNbO_3 или $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ X-среза двумя способами. Первый включает диффузию титана (Ti) из пленки толщиной 10–12 нм, нанесенной на поверхность пластины номинально чистого LiNbO_3 методом вакуумного распыления. Диффузия проводится в атмосфере воздуха при $T = 1000$ °C в течение двух часов [12, 16]. В результате у поверхности подложки формируется волноводный слой с толщиной около 2,5 мкм. Величина приращения необыкновенного показателя преломления на поверхности волновода в этих условиях составляет $\sim 2 \cdot 10^{-3}$. Для модификации фоторефрактивных свойств волноводной области подложки затем легировались ионами Fe путем термической диффузии из пленки толщиной от 10 до 60 нм при той же температуре в течение от 20 до 40 ч. Глубина диффузии Fe превышала 20 мкм, и в волноводе с толщиной $\sim 2,5$ мкм его концентрация оставалась практически неизменной. На длине волны света $\lambda = 532$ нм для ТЕ-волн полученные волноводы обеспечивали одномодовый режим.

Вторая группа волноводных образцов создана в пластинах $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ (0,1 вес. %) X-среза имплантацией протонов при энергии ионного пучка 500 кэВ и дозе 10^{17} см⁻² [15]. После имплантации образцы отжигались на воздухе при $T = 400$ °C в течение 30 мин для устранения точечных дефектов и центров окраски, образующихся в процессе внедрения ионов. Для ионно-имплантированных волноводов характерен близкий к ступенчатому вид профиля показателя преломления. Во многих случаях, включая имплантацию протонов в LiNbO_3 , волноводный эффект достигается за счет формирования слоя с нарушенной кристаллической структурой и пониженным показателем преломления на некотором расстоянии от облучаемой поверхности. Модовый состав и оптические потери волноводов $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}:\text{H}^+$ изучались с помощью призмного элемента связи ($\lambda = 633$ нм). При данных параметрах процесса имплантации протонов в волноводе существуют две ТЕ-моды. Потери для ТЕ₀-моды не превышают 1 дБ/см, ТЕ₁-мода является вытекающей, для нее потери обусловлены туннелированием света из волновода в подложку через изолирующий барьер и состав-

ляют более 20 дБ/см. ТМ-моды при распространении света в направлении оси Y в таких волноводах не поддерживаются.

Схема проекционного формирования ФР

При формировании ФР и ФСР в объемных образцах и планарных волноводах в экспериментах использовались голографическая двухпучковая методика [7], а также контактный [15] и проекционный методы. На рис. 1 приведена схема эксперимента для проекционного формирования ФР. В качестве источника излучения используется непрерывный твердотельный лазер (Las) с удвоением частоты LCS-DTL-317 ($\lambda = 532$ нм, мощность излучения 50 мВт). Коллиматором (Col) лазерный пучок расширяется до диаметра ~ 3 см (по уровню половинной интенсивности) для однородного освещения нужных структур амплитудного транспаранта (AM). Данные структуры представляют собой группы непрозрачных параллельных полосок (пленка хрома) на поверхности стандартной подложки фотошаблона размером 10×10 см, полученных путем фотолитографии. Число элементов в структурах изменяется от 3 до 50, ширина полосок и расстояние между ними – от 20 до 40 мкм, длина элементов составляет 18 мм. Изображение нужной структуры с помощью цилиндрической линзы (CL) проецируется на поверхность образца $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ (LN) с необходимым коэффициентом масштабирования, что достигается изменением расстояния (A) между линзой CL и плоскостью транспаранта. Цилиндрическая линза позволяет масштабировать изображение транспаранта в направлении вектора дифракционных структур, сохраняя его размер в направлении вдоль их элементов. Контроль качества изображения структуры на поверхности образца осуществляется с помощью дополнительной изображающей линзы, размещаемой после образца, и видеокамеры. Время экспозиции образцов в разных экспериментах составляло от 5 до 60 мин при мощности излучения 50 мВт. Волновые векторы формируемых ФР ориентировались вдоль оптической оси кристалла.

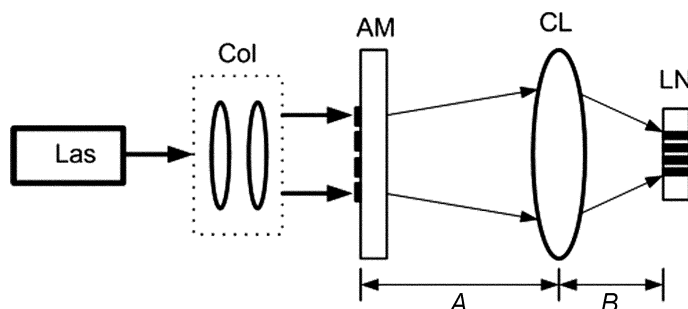


Рис. 1. Схема эксперимента по проекционному индуцированию ФР в образцах LiNbO_3 : Las – лазер; Col – коллиматор; AM – амплитудный транспарант; CL – цилиндрическая линза; LN – образец LiNbO_3

Линейная дискретная дифракция света в одномерных ФР и ФСР

Сформированные на поверхности или в объеме образцов LiNbO_3 волноводные структуры исследовались путем их зондирования световыми пучками (излучение He–Ne-лазера, $\lambda = 633$ нм) в направлениях нормали к экспонированной поверхности и параллельно ей. Для планарных ФР и ФСР зондирование в направлении нормали к поверхности дает информацию о величине оптически индуцированного изменения показателя преломления и их характеристиках как планарных дифракционных элементов. Возбуждение света в таких структурах вдоль каналных волноводных элементов или под некоторым углом к этому направлению позволяет по картинам дискретной дифракции света оценить величину межэлементной связи и выявить особенности эффекта дискретной дифракции для структур с разной топологией. Дифракционные картины в экспериментах исследовались путем формирования изображения выходной плоскости ФР (ФСР) на сенсорной матрице видеокамеры.

Картины светового поля на выходной плоскости оптического волновода $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}:\text{Ti}$ (рис. 2) иллюстрируют зависимость характеристик дискретной дифракции света от условий оптического индуцирования ФР. Изображение рис. 2, *a* соответствует торцевому возбуждению света в исходном планарном волноводе фокусированным пучком с диаметром ~ 5 мкм и необыкновенной поля-

ризацией. Изображение рис. 2, б представляет картину дискретной дифракции такого пучка в ФР с пространственным периодом 10 мкм, полученной в контактной схеме с амплитудным транспарантом, освещаемым некогерентным ультрафиолетовым излучением (интенсивность света ~ 5 Вт/см², время экспозиции 30 с). Картина рис. 2, в соответствует дискретной дифракции в ФР с периодом 13 мкм, индуцированной голографическим методом, излучением с $\lambda = 532$ нм (интенсивность света ~ 50 мВт/см², время экспозиции 40 мин). Различие в виде дифракционных картин в данном случае определяется, в основном, отличием периодов сформированных ФР.

Изображения на рис. 3 иллюстрируют возможность проекционного метода в формировании ФР как в объемных образцах, так и в планарных волноводах в LiNbO₃. Экспонируемым образцом являлся протонно-имплантированный планарный волновод LiNbO₃:Fe:H⁺. Волноводная система сформирована путем проецирования на поверхность образца X-среза изображения многоэлементной структуры с амплитудного транспаранта. Период формируемой ФР составлял 20 мкм при периоде структуры транспаранта 40 мкм. Образец экспонировался в течение 30 мин (рис. 3, а, б) и 40 мин (рис. 3, в). Картины рис. 3, а, б соответствуют возбуждению света в ФР в объеме подложки параллельным (а) и фокусированным (б) световыми пучками. Изображение рис. 3, в соответствует возбуждению одного элемента ФР, индуцированной в планарном волноводе. В данном случае туннельная связь между соседними элементами ФР достаточно мала, поэтому свет практически каналируется в возбуждаемом элементе. В то же время наблюдается незначительная туннельная перекачка света в квазипланарный волновод в подложке (нижняя часть изображения).

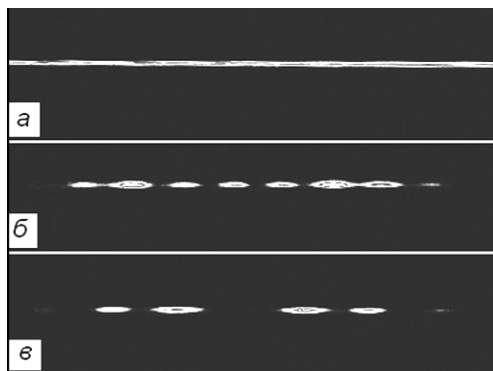


Рис. 2. Картины светового поля на выходной плоскости планарного волновода до индуцирования ФР (а) и после (б, в). Экспонирование через маску (б) и голографический метод (в)

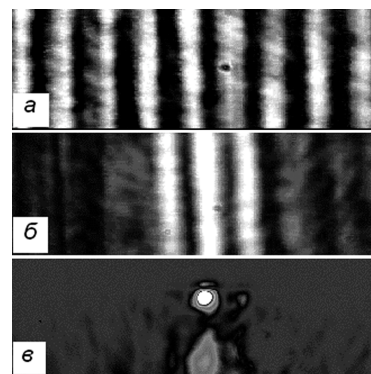


Рис. 3. Картины светового поля на выходной плоскости подложки при возбуждении света в ФР в объеме (а, б) и в протонно-имплантированном планарном волноводе (в)

При формировании ФСР в объемных образцах или планарных волноводах сначала в схеме двухпучковой голографической записи создавались базовые одномерные ФР с периодом $\Lambda_b = 8\text{--}18$ мкм и изменением необыкновенного показателя преломления Δn_e от $3 \cdot 10^{-5}$ до 10^{-4} . Затем, также голографическим методом, параметры базовой структуры модулировались с периодом $\Lambda_m = 24\text{--}60$ мкм. Волновые векторы базовых и модулирующих ФР ориентировались вдоль оптической оси кристалла LiNbO₃, отношение Λ_m/Λ_b составляло от 3:1 до 5:1. Формирование ФР и модуляция параметров каналных волноводных структур осуществлялись излучением с $\lambda = 532$ нм. Интенсивность света составляла от 20 до 100 мВт/см², время экспозиции – от 3 до 30 мин.

Информация о пространственной эволюции светового поля в ФР и ФСР может быть получена из распределения интенсивности света на выходной плоскости, при их одноэлементном возбуждении. В экспериментах такие распределения изучались с помощью видеокамеры. Изображения на рис. 4 демонстрируют картины светового поля на выходных плоскостях одномерных ФСР, индуцированных в объемном образце LiNbO₃:Fe (рис. 4, а, б, в) и в планарном волноводе LiNbO₃:Fe:Ti (рис. 4, г, д, е). Картины рис. 4, а и г соответствуют дискретной дифракции света в базовых ФР с периодом 12 и 13 мкм соответственно. Изображения рис. 4, б, в, д, е представляют результат дискретной дифракции света в ФСР на основе этих базовых структур с $\Lambda_m/\Lambda_b = 3:1$ при возбуждении света в разных элементах. Использовался фокусированный световой пучок с диаметром ~ 10 мкм,

$\lambda = 532$ нм и мощностью около 1 мкВт, что исключало проявление эффектов самовоздействия света за время измерений. Для базовых ФР картины светового поля симметричны относительно возбуждаемого волноводного элемента (рис. 4, а, з), что хорошо согласуется с известными результатами [1, 2]. Но вид картин дискретной дифракции света для ФСР резко отличается при его возбуждении в разных элементах структуры (рис. 4, б, в, д, е). В этом случае может наблюдаться сильная асимметрия распределений интенсивности и даже полное подавление эффекта дискретной дифракции в линейном режиме (рис. 4, в, д, е). Аналогичные особенности наблюдаются и для оптически индуцированных ФСР с другими соотношениями пространственных периодов модулирующей и базовой волноводных структур.

Наблюдаемая асимметрия картин дискретной дифракции и локализация световой энергии в линейном режиме при возбуждении некоторых волноводных элементов объясняются зависимостью параметров волноводных элементов ФСР от их положения в структуре. Соответственно постоянные распространения волноводных мод в этих элементах также различаются. В результате, может резко уменьшаться эффективность туннельной перекачки световой мощности в соседние волноводные элементы, что и повышает вероятность линейной локализации света в ФСР. При стохастической модуляции параметров ФР в поперечном сечении в таких структурах могут наблюдаться оптические аналоги локализации Андерсона [17], что также привлекает внимание к оптически модулируемым волноводным структурам.

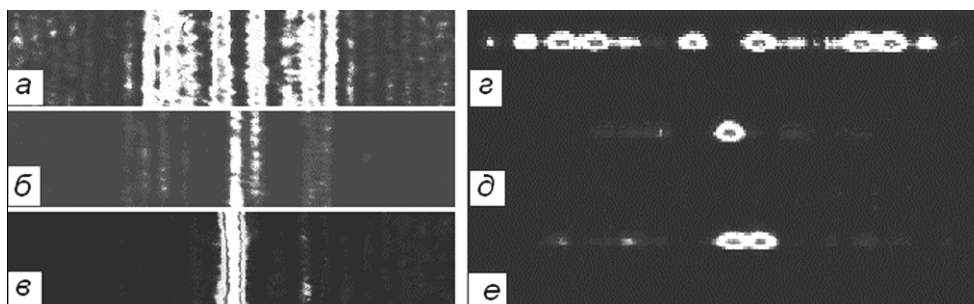


Рис. 4. Картины светового поля на выходной плоскости ФСР в объемном образце $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ и в планарном волноводе $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}:\text{Ti}$ при одноэлементном возбуждении: а, з – в базовых ФР; б, в, д, е – в области ФСР

Возможность линейной локализации света в одномерных ФСР подтверждается результатами компьютерного моделирования эволюции светового поля по мере распространения при его одноэлементном возбуждении в ФСР с $\Lambda_b = 12$ мкм, $\Lambda_m/\Lambda_b = 3$ и с глубиной модуляции базовой ФР 0,01 (рис. 5, а); 0,1 (рис. 5, б) и 0,5 (рис. 5, в). В данном случае свет возбуждается в элементе ФСР с максимальным приращением показателя преломления. При моделировании использовался метод распространяющегося луча. Можно видеть, что уже при глубине модуляции базовой ФР 10 % в линейном режиме эффект дискретной дифракции в ней существенно подавляется. Картины рис. 5, з, д соответствуют распределениям интенсивности света в ФСР с $\Lambda_m/\Lambda_b = 4$ и глубиной модуляции 50 % при возбуждении света в некоторых из ее элементов. В данном случае можно достичь локализации световой мощности в одном или группах из двух или трех волноводных элементов ФСР при определенных фазовых соотношениях между функциями профилей показателей преломления базовой и модулирующей ФР.

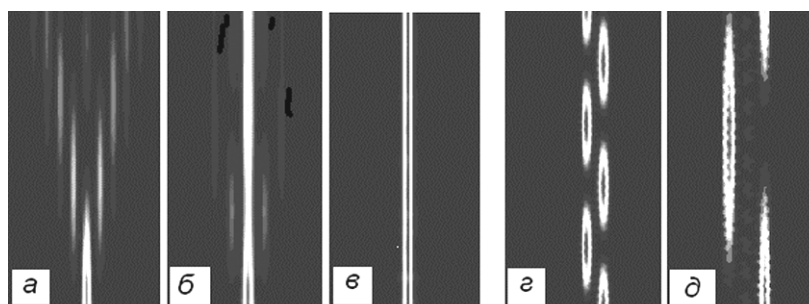


Рис. 5. Результаты численного моделирования эволюции светового поля по мере его распространения в ФСР с $\Lambda_m/\Lambda_b = 3$ (а, б, в) и $\Lambda_m/\Lambda_b = 4$ (з, д)

Нелинейная локализация света в ФСР

Нелинейное распространение света в объемных и планарных ФСР исследовалось в режиме одноэлементного возбуждения, при необыкновенной поляризации света и его мощности от 1 до 10 мкВт. Эксперименты показали, что, как и в случае линейной дискретной дифракции, характер самовоздействия светового поля также существенно зависит от номера возбуждаемого элемента. Так, при возбуждении некоторых элементов наблюдалась самодефокусировка светового поля, при которой число освещенных элементов на выходной плоскости ФСР с течением времени существенно возрастало при сохранении полной световой мощности. При возбуждении других элементов наблюдалась квазистационарная нелинейная локализация света в одном из волноводов либо нестационарная перекачка мощности между элементами структуры, разделенными более чем одним промежуточным волноводом. В качестве примера на рис. 6 иллюстрируется режим нелинейной локализации света в одном из волноводных слоев ФСР в объемном кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$. Мощность светового пучка в этом случае 5 мкВт, $\lambda = 633$ нм, $\Lambda_b = 13$ мкм, $\Lambda_m/\Lambda_b = 3$, а изменение необыкновенного показателя преломления в области базовой ФР $\Delta n_e = 7 \cdot 10^{-5}$. В момент непосредственно после возбуждения света в ФСР ($t = 0$) основная доля световой мощности ($\sim 80\%$) локализована на выходной плоскости в двух волноводных слоях (рис. 6, а). С течением времени наблюдается ее концентрация в одном из этих элементов (рис. 6, б, $t = 8$ мин). Время установления квазистационарного состояния нелинейной локализации света в данном случае составляет 8–10 мин. Затем распределение интенсивности света на выходной плоскости ФСР остается практически неизменным в течение более 30 мин.



Рис. 6. Картины светового поля на выходной плоскости ФСР в объемном образце $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ при нелинейной локализации света в одном из элементов: $t = 0$ (а), 8 (б) и 31 мин (в)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Christodoulides D., Lederer F., and Silberberg Y. // *Nature*. – 2003. – V. 424. – P. 817–823.
2. Fleischer J.W., Bartal G., Cohen O., et al. // *Opt. Expr.* – 2005. – V. 13. – P. 1780–1796.
3. Eisenberg H.S., Silberberg Y., Morandotti Y., et al. // *Phys. Rev. Lett.* – 1998. – V. 81. – P. 3383–3386.
4. Chen F., Stepić M., Rüter C., et al. // *Opt. Expr.* – 2005. – V. 13. – P. 4314–4324.
5. Matuszewski M., Rosberg C.R., Neshev D.N., et al. // *Opt. Expr.* – 2006. – V. 14. – P. 254–259.
6. Efremidis N.K., Sears S., Christodoulides D.N., et al. // *Phys. Rev. E*. – 2002. – V. 66. – P. 046602.
7. Шандаров В.М., Шандарова К.В., Кип Д. // *Письма в ЖТФ*. – 2005. – Т. 31. – С. 88–94.
8. Song T., Liu S.M., Guo R., et al. // *Opt. Expr.* – 2006. – V. 14. – P. 1924–1932.
9. Zhang P., Yang D., Zhao J., and Wang M. // *Opt. Eng.* – 2006. – V. 45. – P. 074603.
10. Rosberg Ch.R., Garanovich I.L., Sukhorukov A.A., et al. // *Opt. Lett.* – 2006. – V. 31. – P. 1498–1500.
11. Freedman B., Bartal G., Segev M., et al. // *Nature*. – 2006. – V. 440. – P. 1166–1169.
12. Smirnov E., Rüter C.E., Kip D., et al. // *Appl. Phys. B*. – 2007. – V. 88. – No. 3. – P. 359–362.
13. Rosberg Ch.R., Neshev D.N., Sukhorukov A.A., et al. // *Opt. Lett.* – 2007. – V. 32. – P. 397–399.
14. Trompeter H., Krolikowski W., Neshev D.N., et al. // *Phys. Rev. Lett.* – 2006. – V. 96. – P. 053903.
15. Tan Y., Chen F., Wang X.-L., et al. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2008. – V. 41. – P. 102001.
16. Smirnov E., Stepić M., Rüter C.E., et al. // *Phys. Rev. E*. – 2006. – V. 74. – P. 065601(R).
17. Schwartz T., Bartal G., Fishman S., and Segev M. // *Nature*. – 2007. – V. 446. – P. 52–55.

*Томский государственный университет
систем управления и радиоэлектроники, г. Томск, Россия
E-mail: ShandarovVM@svch.rk.tusur.ru

**Шэндуньский университет, г. Цзинань, КНР

***Технологический университет, г. Клаустхал, Германия

Поступила в редакцию 15.05.08.

УДК 535:621.372.8

П.А. ТРЕНИХИН*, С.Н. КОРОВЕНКО*, В.М. ШАНДАРОВ*, К. ХАУНХОРСТ **, Д. КИП ***, Ф. ЧЕН ***

ДИСКРЕТНАЯ ДИФРАКЦИЯ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В ФОТОННЫХ РЕШЕТКАХ И СВЕРХРЕШЕТКАХ, ОПТИЧЕСКИ ИНДУЦИРОВАННЫХ В ФОТОРЕФРАКТИВНОМ НИОБАТЕ ЛИТИЯ¹

Экспериментально продемонстрировано оптическое индуцирование фотонных решеток и сверхрешеток в образцах фоторефрактивного ниобата лития с помощью контактной схемы, изучены особенности дискретной дифракции света в полученных фотонных сверхрешетках.

Ключевые слова: световой пучок, фотонная сверхрешетка, дифракция света, ниобат лития.

В последние годы в нелинейной оптике особое внимание привлекают эффекты распространения и самовоздействия световых пучков в системах связанных оптических волноводов, что связано с возможностью реализации на их основе полностью оптических элементов фотоники [1, 2]. Целью данной работы явилось исследование дискретной дифракции света в одномерных системах связанных оптических волноводов – фотонных решетках и сверхрешетках (ФР и ФСР), оптически индуцированных в фоторефрактивных образцах ниобата лития (LiNbO_3) в контактной схеме с использованием амплитудных транспарантов.

Методики оптического индуцирования волноводных элементов в фоторефрактивных кристаллах основаны на изменении показателя преломления среды в освещенной области и в LiNbO_3 реализуются с использованием голографической, контактной и проекционной схем [3, 4]. Одномерные базовые ФР формировались в кристаллических подложках LiNbO_3 конгруэнтного и близкого к стехиометрическому составов, легированных железом. Их пространственные периоды Λ составляли от 12 до 40 мкм, а волновые векторы были ориентированы вдоль оптической оси кристалла (ось Z). Для получения ФСР использовалась дополнительная одномерная модуляция параметров базовой ФР световым полем с пространственным периодом Λ_m ($\Lambda_m > \Lambda$).

На рис. 1 представлена схема экспериментальной установки по формированию одномерных ФР в образцах LiNbO_3 . В качестве источников света 1 в разных экспериментах использовались светодиоды со средними длинами волн излучения $\lambda=455$ и 377 нм и с выходной мощностью около 0,5 Вт, а также непрерывный твердотельный YAG:Nd^{3+} -лазер с удвоением частоты ($\lambda=532$ нм) и мощностью излучения 50 мВт, работающий в одночастотном режиме. Излучение формировалось в световой пучок с диаметром ~ 30 мм с помощью коллиматора (для лазера) и двухлинзового конденсора (для светодиода с $\lambda=455$ нм). Для светодиода с $\lambda=377$ нм дополнительный конденсор не использовался вследствие существенного поглощения света в обычных стеклянных линзах.

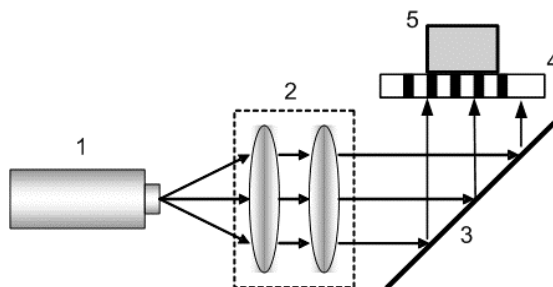


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для оптического индуцирования ФР и ФСР в образцах LiNbO_3 : 1 – источник света; 2 – конденсор (или коллиматор); 3 – зеркало; 4 – фотошаблон; 5 – кристалл LiNbO_3

Характеристики и особенности дискретной дифракции света в полученных ФР и ФСР изучались по картинам световых полей на выходной плоскости образцов при разных условиях возбуждения фотонных структур. В экспериментах использовался традиционный подход, предполагающий как многоэлементное (коллимированным световым пучком) возбуждение фотонных волноводных структур, так и одноэлементное возбуждение (фокусированным световым пучком). В этом случае направление распространения считывающего излучения ортогонально направлению света на этапе индуцирования структур. В качестве источника излучения использовался He–Ne-лазер ЛГН-207А ($\lambda=633$ нм) с выходной мощностью около 1 мВт. Согласование диаметра светового пучка с толщиной волноводного элемента

¹ Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (НИР РНП.2.1.1.429, НИР по госконтракту № 02.740.11.0553).

осуществлялось с помощью фокусирующих линз с фокусными расстояниями от 20 до 50 мм. Поляризация света соответствовала необыкновенной волне в кристалле. Картины световых полей на выходной плоскости ФР и ФСР изучались с помощью видеокамеры.

В качестве примера изображения на рис. 2 иллюстрируется различие в топологии ФР, сформированных в образце $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ (0,1 вес. %) конгруэнтного состава когерентным излучением в контактной схеме. Рис. 2, а соответствует многоэлементной (50 волноводных элементов), а рис. 2, б – малоэлементной (5 элементов) ФР. Рис. 3 иллюстрирует эффект нелинейного самовоздействия света в ФР (а, б) и ФСР (в, г). Наблюдается лишь частичная локализация световой мощности в возбуждаемом волноводном элементе ФСР (рис. 3, г) в образце $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ (0,05 вес.%). Параметры ФСР: $\Lambda=16$ мкм, $\Lambda_m=60$ мкм, изменение показателя преломления в области базовой ФР $\Delta n=5 \cdot 10^{-5}$, глубина модуляции параметров базовой ФР модулирующей структурой 50%. При той же световой мощности и меньшем времени формирования в базовой ФР наблюдается режим щелевого дискретного пространственного солитона (рис. 3, б). Отличия в характеристиках эффекта самовоздействия световых полей в ФСР обусловлены различием параметров ее волноводных элементов и, как следствие, различием коэффициентов связи между соседними элементами в разных ее областях [3].

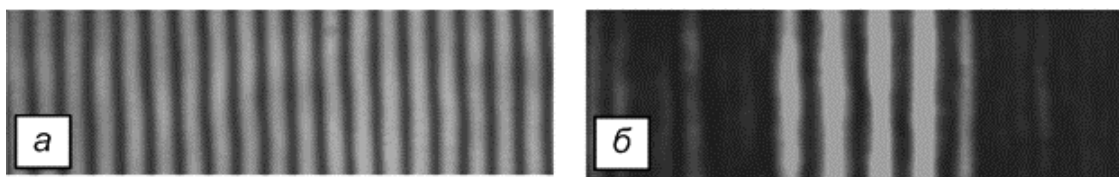


Рис. 2. Картины светового поля на выходной плоскости фотонных структур с числом элементов 50 ($\Lambda=12$ мкм) (а) и 5 ($L=18$ мкм) (б). Возбуждение коллимированным пучком ($\lambda=633$ нм)

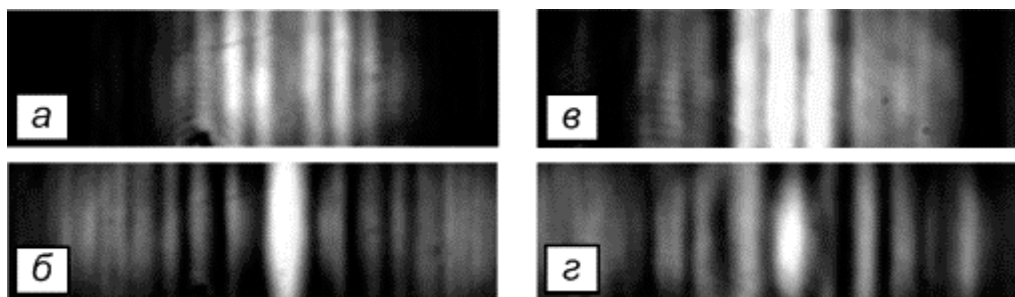


Рис. 3. Картины светового поля на выходной плоскости ФР в режиме нелинейного самовоздействия ($\Lambda=16$ мкм; а – $t=0$; б – $t=6$ мин) и ФСР ($\Lambda=16$ мкм, $\Lambda_m=60$ мкм; в – $t=0$; г – $t=11$ мин)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кившарь Ю.С., Агравал Г.П. Оптические солитоны. От волоконных световодов к фотонным кристаллам. – М.: Физматлит, 2005. – 648 с.
2. Christodoulides D., Lederer F., Silberberg Y. // Nature. – 2003. – V. 424. – P. 817.
3. Davydov S.A., Trenikhin P.A., Shandarov V.M., et al. // Phys. Wave Phenom. – 2010. – V. 18. – No. 1. – P. 1-6.
4. Tan Yang, Chen Feng, Wang Xue-Lin, et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2008. – V. 41. – P. 102001.

*Томский государственный университет систем управления
и радиоэлектроники, г. Томск, Россия
**Университет Гельмута Шмита, г. Гамбург, Германия
***Шэньдунский университет, г. Шэньдун, КНР

Поступила в редакцию 24.06.10.

Тренихин Павел Александрович, студент;
Коровенко Сергей Николаевич, студент;
Шандаров Владимир Михайлович, д.ф.-м.н., профессор;
Хаунхорст К., н.с.;
Кип Д., профессор;
Чен Ф., профессор.

УДК 535:621.372.8

П.А. Тренихин, Д.А. Козорезов, К. Хаунхорст, Д. Кип,
К.В. Шандарова, В.М. Шандаров

Линейная и нелинейная дифракция световых пучков в фоторефрактивных фотонных решетках и сверхрешетках в ниобате лития

Экспериментально исследованы особенности линейной и нелинейной дифракции световых пучков в одномерных фотонных сверхрешетках, оптически индуцированных в фоторефрактивных образцах ниобата лития.

Ключевые слова: фотонная решетка, однолучевая схема, дискретная дифракция, фоторефрактивный кристалл.

При распространении света в периодических структурах связанных нелинейных оптических волноводов возможна его локализация в виде полей, сохраняющих при распространении поперечный профиль, – дискретных пространственных солитонов, что впервые теоретически предсказано в [1]. Экспериментальное подтверждение этого эффекта [2] стимулировало активные исследования явлений самовоздействия световых пучков в одномерных и двумерных системах связанных оптических волноводов, названных фотонными решетками (ФР) [3–5]. В большой степени это связано с возможностью реализации в ФР оптических аналогов эффектов взаимодействия волновых пакетов с нелинейными системами разной природы. Первыми периодическими ФР явились многоэлементные канальные волноводные структуры на основе арсенида галлия [2, 3] и оптически индуцированные ФР в фоторефрактивных кристаллах стронций-бариевого ниобата [4–6]. Для оптического индуцирования периодических ФР использовались двухлучевые или многолучевые схемы формирования фоторефрактивных голографических решеток. Возможные практические приложения нелинейных ФР связаны с реализацией фотонных элементов для управления светом с помощью света.

Переход к неперIODической топологии ФР расширяет возможности реализации в них оптических аналогов некоторых эффектов, известных в атомной физике и физике твердого тела [7–9]. В то же время это требует модификации схем оптического индуцирования ФР, поскольку возможности подхода, основанного на интерференции когерентных световых пучков, оказываются при этом ограниченными. Одномерные ФР, в том числе неперIODические, могут создаваться в фоторефрактивных кристаллах с использованием однопучковой оптической схемы, в которой топология ФР определяется амплитудным транспарантом [10]. Для этого может использоваться и некогерентное излучение. В данной работе экспериментально демонстрируются возможности однолучевой схемы оптического индуцирования фоторефрактивных ФР в объемных образцах ниобата лития (LiNbO_3), а также особенности эффектов линейной и нелинейной дискретной дифракции света в полученных одномерных квазипериодических волноводных системах (фотонных сверхрешетках, ФСР).

Фоторефрактивные кристаллы LiNbO_3 представляют особый интерес для создания волноводных элементов и систем с сильной оптической нелинейностью. Фоторефрактивная нелинейность LiNbO_3 может изменяться в широких пределах при его легировании, например, ионами железа (Fe) и меди (Cu) [11]. Кроме того, благодаря низкой темновой проводимости LiNbO_3 , время хранения фоторефрактивных ФР в нем может достигать нескольких месяцев, поэтому при формировании ФСР могут использоваться процессы много-ступенчатого экспонирования. Одномерные и двумерные ФР, а также одномерные ФСР создавались в LiNbO_3 голографическим методом [10, 12], однако такой подход не применим в случае неперIODических ФР в объемных образцах, особенно с заметным оптическим поглощением. В планарных волноводах ФР со сложной топологией можно создать диффузией примесей либо экспонированием через амплитудную маску, полученную на поверхности волновода с помощью фотолитографии [13], однако возможности оптической реконфигурации таких ФР оказываются ограниченными.

В наших экспериментах использовались образцы $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ и $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$, легированные при выращивании, концентрация Fe составляла от 0,005 до 0,1 вес.%, Cu – 0,02 вес.%. Образцы имели размеры в направлении распространения света (ось X) 6–11 мм, в направ-

лении оптической оси кристаллов – 9 мм ($\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$) и 10 мм ($\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$). Волновой вектор создаваемых ФР ориентировался вдоль оптической оси кристалла.

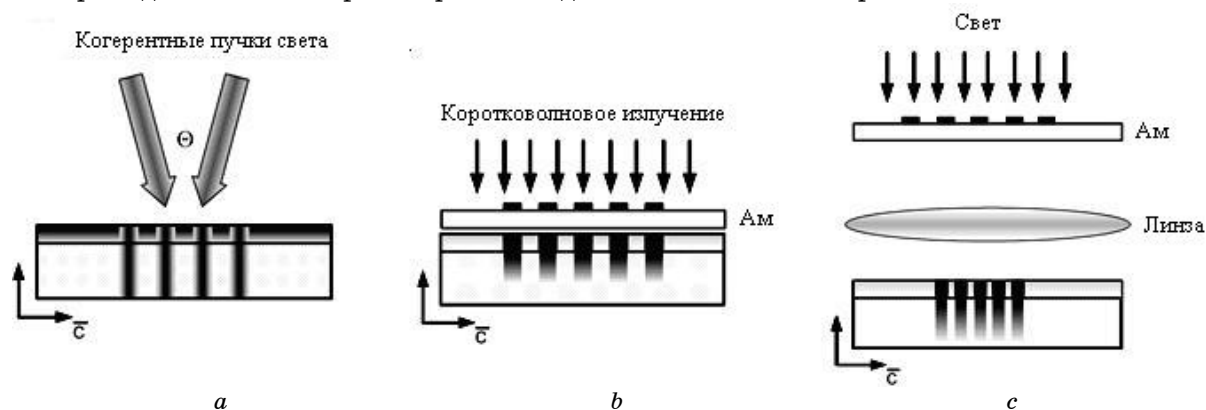


Рис. 1. Возможные схемы оптического индуцирования одномерных ФР в кристаллах LiNbO_3 и оптических волноводах на его основе: *a* – двухлучевая голографическая схема; *b* – однолучевая схема с амплитудным транспарантом; *c* – проекционная оптическая схема

На рис. 1 показаны схемы экспериментов по голографическому, контактному и проекционному формированию ФР и ФСР. Источниками света в разных экспериментах служили непрерывный твердотельный $\text{YAG}:\text{Nd}^{3+}$ лазер с удвоением частоты ($\lambda=532$ нм) и светодиод с центральной длиной волны излучения $\lambda=455$ нм. Индуцирующие световые пучки с диаметрами 20–30 мм формировались коллиматором и конденсором (для лазера и светодиода соответственно). Амплитудными транспарантами (АМ) являлись фотошаблоны с одномерными периодическими структурами из полосок хрома с шириной в разных группах от 4 до 40 мкм и такими же расстояниями между ними.

Основными достоинствами однолучевых схем с амплитудным транспарантом являются возможности: а) получения профилей показателя преломления волноводных элементов, близких к ступенчатому; б) создания одномерных ФР с неперiodической топологией, задаваемой структурой АМ и распределением интенсивности светового пучка; в) масштабирования профиля интенсивности индуцирующего светового поля с помощью линзы в проекционной схеме; г) индуцирования ФР в образцах с заметным поглощением света, если направления распространения света на этапах формирования ФР и их исследования ортогональны.

Для исследования особенностей дифракции света в полученных ФР и ФСР излучение He-Ne лазера ЛГН-207А ($\lambda=633$ нм) вводилось в один или несколько их элементов. Поляризация света соответствовала необыкновенной волне в кристалле. Картины световых полей и их временная эволюция на выходной плоскости ФР и ФСР изучались с помощью видеокамеры.

В качестве примера рис. 2 иллюстрирует различие в топологии ФР, сформированных в образце $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ (0,1 вес.%) когерентным излучением в контактной схеме.

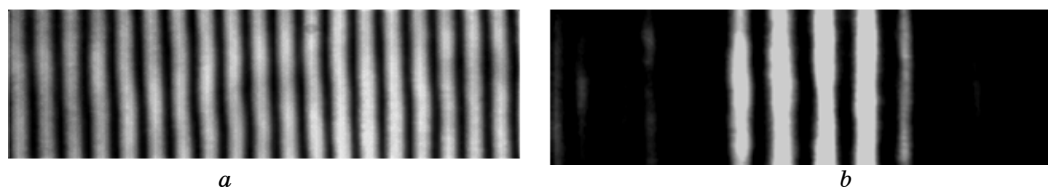


Рис. 2. Картины светового поля на выходной плоскости ФР с числом элементов 50 ($\Lambda=12$ мкм) (*a*) и с числом элементов 5 ($\Lambda=18$ мкм) (*б*). Возбуждение коллимированным световым пучком ($\lambda=633$ нм)

Рисунок 2, *a* соответствует распределению интенсивности света на выходной плоскости многоэлементной (50 волноводных элементов), а рис. 2, *б* – малоэлементной (5 элементов) ФР. Для возбуждения ФР использовался нефокусированный лазерный пучок ($\lambda=633$ нм) с мощностью около 1–2 мкВт.

Дифракция света в ФР и ФСР имеет существенные различия. В периодических ФР параметры всех волноводных элементов одинаковы, и при одноэлементном возбуждении вид дифракционных картин на выходной плоскости ФР не зависит от возбуждаемого эле-

мента. В ФСР параметры элементов меняются периодически, поэтому дифракционные картины при возбуждении разных элементов отличаются.

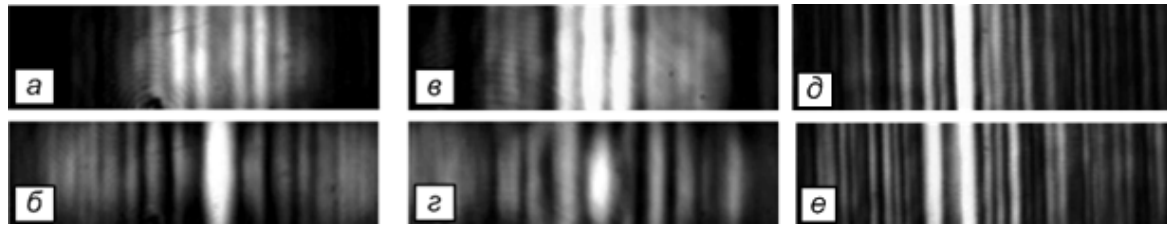


Рис. 3. Картины светового поля на выходной плоскости ФР и ФСР в линейном (*a*, *в*, *д*) и нелинейном (*б*, *з*, *е*) режимах ($\Lambda=16$ мкм; *a* – $t=0$; *б* – $t=6$ мин) и ФСР ($\Lambda=16$ мкм, $\Lambda_m=60$ мкм; *в* – $t=0$; *з* – $t=11$ мин; *д* – $t=0$; *е* – $t=24$ мин)

Рисунок 3 иллюстрирует это для линейного режима (*a*, *в*, *д*) и для нелинейного самовоздействия света в ФР (см. рис. 3, *б*) и ФСР (*з* и *д*). В нелинейном случае в базовой ФР через некоторое время после возбуждения достигается режим щелевого дискретного солитона (см. рис. 3, *б*) с практически полной локализацией света в возбуждаемом волноводе. В ФСР в нелинейном режиме наблюдалась частичная локализация световой мощности в возбуждаемом элементе (см. рис. 3, *з*) либо существенная делокализация света в ФСР (см. рис. 3, *д*), в зависимости от номера возбуждаемого волновода, в образце $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ (0,05 вес. %). Параметры данной ФСР: $\Lambda = 16$ мкм, $\Lambda_m = 60$ мкм, изменение показателя преломления в области базовой ФР $n = 5 \cdot 10^{-5}$, глубина модуляции параметров базовой ФР модулирующей структурой 50%. Режим щелевого пространственного солитона в базовой ФР (см. рис. 3, *б*) наблюдался при той же световой мощности и меньшем времени

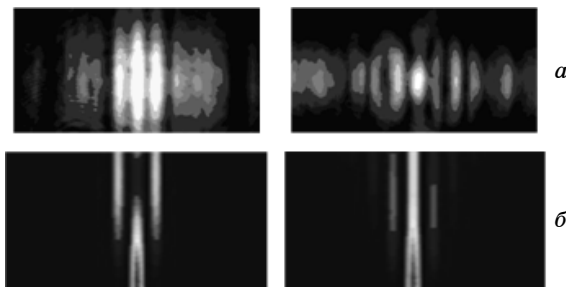


Рис. 4. Картины светового поля на выходной плоскости ФСР (*a*), соответствующие рис. 3, *в*, *з*, и распределения светового поля в ФСР с такими же параметрами, полученные путем численного моделирования при возбуждении одного из элементов (*б*)

формирования. Отличия в характеристиках эффекта самовоздействия световых полей в ФСР обусловлены различием параметров ее волноводных элементов и, как следствие, различием коэффициентов связи между соседними элементами в разных ее областях.

Случай частичной нелинейной локализации светового поля в ФСР иллюстрируется результатами численного моделирования (рис. 4). Параметры модельной ФСР: $\Lambda=16$ мкм, $\Lambda_m=64$ мкм, глубина модуляции параметров базовой ФР модулирующей структурой 50%. При моделировании использовалась специализированная программа, реализованная в среде MatLab, в которой численно решалось скалярное уравнение для распространения светового пучка в парааксиальном приближении [10].

Таким образом, результаты экспериментов подтвердили эффективность однолучевой схемы с амплитудным транспарантом в оптическом идуцировании ФСР в объемных фоторефрактивных кристаллах ниобата лития.

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

Литература

1. Christodoulides D.N. Discrete Self-Focusing in Nonlinear Arrays of Optical Waveguides / D.N. Christodoulides, R.I. Joseph // Opt. Lett. – 1988. – № 13. – P. 794.
2. Discrete spatial optical solitons in waveguide arrays / H.S. Eisenberg, Y. Silberberg, Y. Morandotti et al. // Phys. Rev. Lett. – 1998. – № 81. – P. 3383.
3. Christodoulides D.N. Discretizing light behaviour in linear and nonlinear waveguide lattice / D.N. Christodoulides, F. Lederer, Y. Silberberg // Nature. – 2003. – № 424. – P. 817.

4. Observation of Discrete Solitons in Optically Induced Real Time Waveguide Array / J. Fleischer, T. Carmon, M. Segev et al. // *Phys. Rev. Lett.* – 2003. – Lett. 90.
5. Observation of two-dimensional discrete solitons in optically-induced nonlinear photonic lattices / J.W. Fleischer, M. Segev, N.K. Efremidis, D.N. Christodoulides // *Nature*. – 2003. – № 422. – P. 147–150.
6. Spatial solitons in optically induced gratings / D. Neshev, E. Ostrovskaya, Yu. Kivshar, W. Krolikowski // *Opt. Lett.* – 2003. – № 28. – P. 710.
7. Experimental observation of Rabi oscillations in photonic lattices / K. Shandarova, C.E. Rueter, D. Kip et al. // *Phys. Rev. Lett.* – 2009. – № 102. – P. 123905.
8. Optically-induced defect states in photonic lattices: formation of defect channels, directional couplers, and disordered lattices leading to Anderson-like light localization / A. Kanshu, C.E. Rueter, D. Kip, V.M. Shandarov // *Appl. Phys.* – 2009. – № 95. – P. 537.
9. Adiabatic light transfer via dressed states in optical waveguide arrays / G. Della Valle, M. Ornigotti, T. Toney Fernandez et al. // *Appl. Phys. Lett.* – 2008. – № 92. – P. 011106.
10. Quasi-one-dimensional photonic lattices and superlattices in lithium niobate: linear and nonlinear discrete diffraction of light / S.A. Davydov, P.A. Trenikhin, V.M. Shandarov et al. // *Physics of wave phenomena*. – 2010. – Vol. 18, № 1. – P. 1–6.
11. Kip D. Photorefractive optical waveguides // *Appl. Phys.* – 1988. – № 67. – P. 131.
12. Shandarov V.M. Light propagation in double-periodic nonlinear photonic lattices in lithium niobate / V.M. Shandarov, E. Smirnov, C.E. Rüter, D. Kip, K.V. Shandarova // *Appl. Phys. B*. – 2007. – Vol. 88, № 3. – P. 359–362.
13. Tan Y. Formation of reconfigurable optical channel waveguides and beam splitters on top of proton-implanted lithium niobate crystals using spatial dark soliton-like structures / Y. Tan [et al.] // *J. Phys. D*. – 2008. – Vol. 41. – P. 102001.

Тренихин Павел Александрович

Аспирант каф. сверхвысокочастотной и квантовой радиотехники ТУСУРа
Тел.: 8-952-886-57-82
Эл. почта: paher@sibmail.com

Козорезов Дмитрий Александрович

Аспирант каф. сверхвысокочастотной и квантовой радиотехники (СВЧКР) ТУСУРа
Эл. почта: ShandarovVM@svch.rk.tusur.ru

Хаунхорст Кристиан

PhD prof. of Helmut-Schmidt-University Hamburg, Germany
Эл. почта: christian.haunhorst@hsu-hh.de

Кип Детлер

PhD prof. of Helmut-Schmidt-University Hamburg, Germany
Эл. почта: kip@hsu-hh.de

Шандарова Ксения Владимировна

Канд. техн. наук. ст. науч. сотрудник лаб. квантовой радиоэлектроники ТУСУРа
Тел.: (382-2) 70-15-18
Эл. почта: ShandarovVM@svch.rk.tusur.ru

Шандаров Владимир Михайлович

Д-р физ.-мат. наук., проф. каф. сверхвысокочастотной и квантовой радиотехники ТУСУРа
Тел.: (3822) 701-518
Эл. почта: ShandarovVM@svch.rk.tusur.ru

Trenikhin P.A., Kozorezov D.A., Haunhorst K., Kip D., Shandarova K.V., Shandarov V.M.

Linear and nonlinear diffraction of the light beams in photorefractive photonic lattices and superlattices in lithium niobate

Features of the linear and nonlinear light diffraction in one-dimensional photonic superlattices, optically induced in photorefractive lithium niobate samples, have been experimentally investigated.

Keywords: photonic lattices, one beams scheme, discrete diffraction, photorefractive crystal.

УДК 535:621.372.8

П.А. Тренихин, В.М. Шандаров, Ф. Чен

Исследование возможности продольной оптической модуляции одномерных фоторефрактивных фотонных решеток в ниобате лития

Экспериментально исследована возможность продольной пространственной оптической модуляции параметров одномерной системы связанных оптических волноводов (фотонной решетки), оптически индуцированной в фоторефрактивном кристалле ниобата лития.

Ключевые слова: оптический волновод, фотонная решетка, фоторефрактивный эффект, ниобат лития.

Некоторые эффекты, известные в физике твердого тела и квантовой механике, можно реализовать в оптически неоднородных средах, например в системах связанных оптических волноводов, называемых в литературе фотонными решетками (ФР) [1]. Примерами такой реализации могут служить работы, посвященные изучению Блоховских осцилляций, межзонного туннелирования Зинера, осцилляций Раби [2–4]. На наш взгляд, определенный интерес в этом плане представляет и эффект, известный под названием сверхизлучения Дике [5], который характеризуется когерентным излучением коллектива атомов, находящихся в макроскопически большом объеме и связанных за счет их взаимной корреляции. В нескольких работах были проведены экспериментальные исследования проявления сверхизлучения Дике в отдельных материалах, таких, например, как кристалл $\text{LaF}_3:\text{Pr}^{3+}$ [6]. С прикладной точки зрения этот эффект представляет значительный интерес, как один из методов получения когерентного излучения в беззеркальных системах [5]. Кроме того, предложено несколько схем для реализации лазерного охлаждения твердых тел, использующих явление сверхизлучения [7]. Целью данной работы явилось экспериментальное исследование возможности пространственной оптической модуляции параметров одномерных фоторефрактивных ФР, что в принципе может позволить реализовать в них пространственный оптический аналог эффекта сверхизлучения Дике.

Световые поля в линейных периодических системах связанных оптических волноводов (линейных ФР) описываются суперпозицией собственных мод, получивших название «блоховские моды», что связано с аналогией математического аппарата при анализе таких систем и явлений в физике твердого тела [1]. Согласно данному подходу линейная ФР характеризуется спектром разрешенных и запрещенных зон, определяющих возможные направления и частоты распространяющихся световых полей. Так, на рис. 1, *a* показана типичная зонная структура одномерной линейной ФР, представляющей собой систему связанных каналных оптических волноводов на поверхности кристаллической подложки, рис. 1, *б* иллюстрирует поперечные пространственные распределения полей основных гармоник блоховских мод такой ФР [1].

Полоса пропускания на рис. 1, *a*, обозначенная белым цветом – полубесконечная запрещенная зона – отвечает полному внутреннему отражению. Первая ограниченная запрещенная зона вызвана резонансным брэгговским отражением от периодической структуры. На рис. 1, *б* на фоне периодического профиля показателя преломления одномерной решетки представлены профили поля блоховских волн (сплошная линия), соответствующие верхнему и нижнему краю первой полосы и верхнему краю второй полосы спектра пропускания.

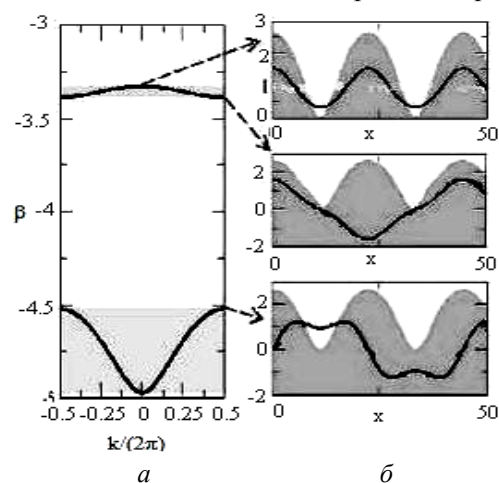


Рис. 1. Типичная зонная структура периодической системы связанных волноводов – *a*; профили поля блоховских волн вдоль поперечной координаты – *б* [1]

Пространственным аналогом эффекта сверхизлучения Дике в линейной ФР является трансформация блоховской моды одной полосы пропускания в таковую для другой. Например, моды соответствующей верхней части первой полосы пропускания на рис. 1, а в моду верхней части второй полосы пропускания. Такое преобразование мод возможно при периодической модуляции параметров ФР вдоль волноводного элемента. Это приводит к адиабатической связи между разными блоховскими модами, проявляющейся в изменении распределения света на выходной плоскости массива волноводов.

В экспериментах в качестве среды для формирования ФР использовался кристалл ниобата лития (LiNbO_3). Его фоторефрактивная нелинейность может изменяться в широких пределах при легировании, например, ионами железа (Fe) и меди (Cu). Кроме того, благодаря низкой темновой проводимости LiNbO_3 время хранения наведенных неоднородностей в нем может достигать нескольких месяцев. С другой стороны, их стирание достигается достаточно просто, путем нагрева кристаллического образца до температуры около 180°C или однородным освещением его в течение некоторого времени некогерентным излучением.

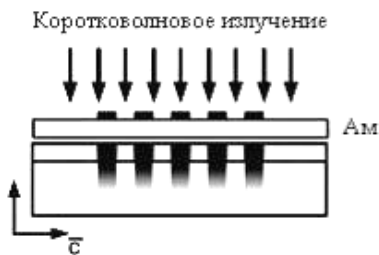


Рис. 2. Схема эксперимента по оптическому индуцированию одномерных ФР в кристаллах LiNbO_3 контактным методом

Базовая ФР формировалась в кристаллическом образце, легированном железом LiNbO_3 , путем ее оптического индуцирования, используя амплитудный транспарант и контактный метод [8], схема эксперимента представлена на рис. 2. Размеры образца составляли $10 \times 5 \times 10 \text{ мм}^3$ вдоль осей X, Y, Z . Основными достоинствами схемы с амплитудным транспарантом являются возможности: а) получения профилей показателя преломления волноводных элементов, близких к ступенчатому; б) создания одномерных ФР с непериодической топологией, задаваемой топологией транспаранта и распределением интенсивности светового пучка; в) индуцирования ФР в образцах с заметным поглощением света, если направления распространения света на этапах формирования ФР и их исследования ортогональны [8].

Качество и характеристики сформированной ФР оценивались по картинам светового поля на выходной плоскости структуры при ее возбуждении широким световым пучком и по эффективности дифракции света на ФР. Рисунок 3, а соответствует световой картине на выходной плоскости ФР при ее зондировании широким пучком, распространяющимся вдоль оси X . Рисунок 3, б показывает поперечный профиль распределения интенсивности для этого случая. Фотонная структура формировалась в кристаллическом образце $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 0,05 вес. %, амплитудный транспарант представлял собой одномерную дифракционную решетку с периодом 18 мкм. Индуцирующий световой пучок имел диаметр 3 см, мощность излучения составляла 50 мВт, а время экспонирования 40 мин. Волновой вектор создаваемых ФР ориентировался вдоль оптической оси кристалла.

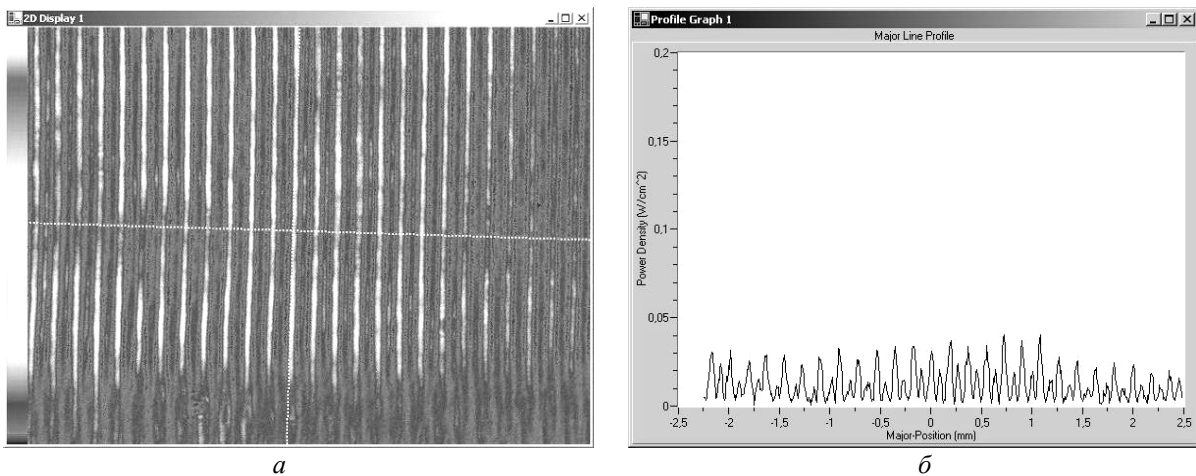


Рис. 3. Картина светового поля (а) и поперечный профиль его распределения (б) на выходной плоскости ФР. Число элементов 50 ($\Lambda=18 \text{ мкм}$); дифракционная эффективность $\eta=21\%$, $\Delta n_e = 1,91 \cdot 10^{-5}$

Дифракционная картина в дальней зоне при распространении света вблизи направления оси Y представлена на рис. 4. Режим дифракции близок к брэгговскому, однако в дифрагированном поле присутствует несколько максимумов, что связано с профилем показателя преломления в области ФР, близким к ступенчатому. Эффективность дифракции (для +1 и -1 дифракционных максимумов) световой волны на ФР составила 21 %. По дифракционной эффективности было определено изменение необыкновенного показателя преломления кристалла в области ФР Δn_e , исходя из формулы Когельника для брэгговской дифракции света на голографических решетках (1):

$$\eta = \sin^2 \left(\frac{\pi \Delta n_e L}{\lambda \cos \theta} \right), \quad (1)$$

где L – толщина решетки; λ – длина волны света; θ – угол Брэгга. Оно составило $\Delta n_e = 1,91 \cdot 10^{-5}$.

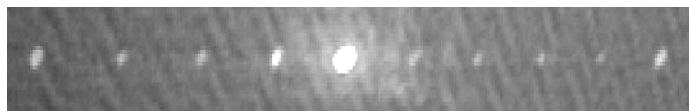


Рис. 4. Картина дальнего поля при дифракции необыкновенно поляризованной световой волны на ФР (свет распространяется вблизи оси Y)

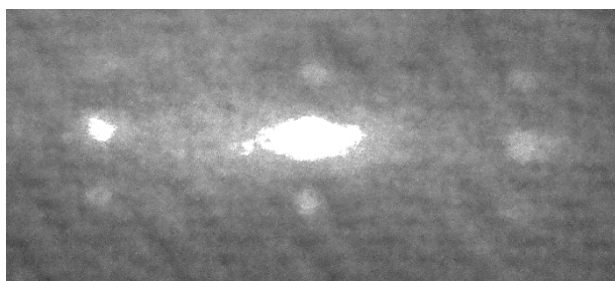


Рис. 5. Дифракция лазерного пучка при его распространении вблизи оси Y кристаллического образца

Продольная модуляция параметров фотонной решетки осуществлялась также контактным методом. Амплитудный транспарант, периодом чередования затемненных полос 50 мкм, помещался таким образом, что волновой вектор модулирующей дифракционной структуры ориентировался параллельно волноводным элементам базовой ФР. Экспонирование проводилось в течение 60 мин, при диаметре светового пучка 3 см и мощности излучения 50 мВт. При данной ориентации

транспаранта формирование фоторефрактивной решетки в оптически однородной области кристалла LiNbO_3 запрещено. Однако, как экспериментально продемонстрировано в [9], оно становится возможным при наличии в экспонируемой области предварительно сформированной ФР. Это подтверждено и проведенным экспериментом по продольной модуляции базовой ФР. Так, на рис. 5 представлена картина дифракции света в дальней зоне при зондировании модулированной ФР излучением He-Ne лазера ($\lambda = 633$ нм) в направлении вблизи оси Y . Из рисунка видно, что кроме максимумов, обусловленных дифракцией света на базовой ФР, появляются и дифракционные максимумы в ортогональном направлении, обусловленные продольной модуляцией базовой ФР. Малая интенсивность этих максимумов объясняется малой глубиной модуляции базовой ФР, однако для наблюдения эффектов преобразования блоховских мод ФР, по нашим оценкам, это не является препятствием.

Таким образом, результаты эксперимента подтвердили возможность продольной оптической модуляции параметров фоторефрактивной фотонной решетки в ниобате лития, что в дальнейшем может быть использовано в исследованиях как фундаментального, так и прикладного характера.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (НИР РНП.2.1.1.429, НИР по Госконтракту № 02.740.11.0553), РФФИ (совместный проект РФФИ–ГФЕН Китая, грант 11-02-91162-ГФЕН_а) и Фонда естественнонаучных исследований Китая (грант № 1111120063 NSFC).

Литература

1. Nonlinear optics and light localization in periodic photonic lattices / D.N. Neshev, A.A. Sukhorukov, W. Krolikowski, Yu.S. Kivshar // *J. Nonlinear Opt. Phys. Mater.* – 2007. – Vol. 16. – P. 1–25.
2. Experimental Observation of Linear and Nonlinear Optical Bloch Oscillations / R. Morandotti, U. Peschel, J.S. Aitchinson et al. // *Phys. Rev. Lett.* – 1999. – № 83. – P. 4756.
3. Visual Observation of Zener Tunneling / H. Trompeter, Th. Pertsch, F. Lederer et al. // *Phys. Rev. Lett.* – 2006. – Vol. 96. – P. 023901.

4. Experimental observation of Rabi oscillations in photonic lattices / K. Shandarova, Ch.E. Rüter, D. Kip et al. // Phys. Rev. Lett. – 2009. – № 102. – P. 123905.
5. Андреев А.В. Коллективное спонтанное излучение (сверхизлучения Дике) / А.В. Андреев, В.И. Емельянов, Ю.А. Ильинский // Успехи физических наук. – 1980. – Т. 131, № 4. – С. 653–694.
6. Optical superradiance in a $\text{LaF}_3:\text{Pr}^{3+}$ crystal / V.A. Zuikov, A.A. Kalachev, V.V. Samartsev, A.M. Shegeda // Laser Physics. – 1999. – P. 951.
7. Alternative technique for laser cooling with superradiance / G. Nemova, R. Kashyap // Phys. Rev. – 2011. – № 83. – P. 013404.
8. Линейная и нелинейная дифракция световых пучков в фоторефрактивных фотонных решетках и сверхрешетках в ниобате лития / П.А. Тренихин, Д.А. Козорезов, К. Хаунхорст и др. // Доклады ТУСУРа. – 2010. – Вып. 2 (22). – С. 84–87.
9. Линейное и нелинейное распространение световых пучков в двумерных фоторефрактивных фотонных решетках в ниобате лития / К.В. Шандарова, В.М. Шандаров, Е.В. Смирнов и др. // Изв. вузов. Физика. – 2006. – № 9. – С. 58–62.

Тренихин Павел Александрович

Аспирант каф. сверхвысокочастотной и квантовой радиотехники (СВЧ и КР) ТУСУРа
Тел.: 8-952-886-57-82
Эл. почта: paher@sibmail.com

Шандаров Владимир Михайлович

Д-р физ.-мат. наук., профессор каф. СВЧ и КР ТУСУРа
Тел.: (382-2) 70-15-18
Эл. почта: ShandarovVM@svch.rk.tusur.ru

Фэнг Чен

PhD, prof. of Shandong University, China
Эл. почта: feng.chen75@gmail.com

Trenikhin P.A., Shandarov V.M., Chen F.

Investigation of possible longitudinal optical modulation of one-dimensional photorefractive photonic lattices in lithium niobate

The possibility of the longitudinal spatial optical modulation of parameters of one-dimensional photorefractive photonic lattices optically induced in lithium niobate crystal has been experimentally studied and discussed.

Keywords: superradiance, one beams scheme, photorefractive crystal.

КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА И ФОТОНИКА

УДК 535:621.372.8

А.С. ПЕРИН, С.М. КОЗЛОВА, В.М. ШАНДАРОВ

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ АМПЛИТУДНЫХ ПРОФИЛЕЙ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ
В НЕЛИНЕЙНОМ ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ ФАБРИ – ПЕРО
НА ОСНОВЕ ФОТОРЕФРАКТИВНОГО НИОБАТА ЛИТИЯ¹

Приведены результаты экспериментального исследования эффекта трансформации поперечных профилей лазерных пучков в нелинейном интерферометре Фабри – Перо на основе образцов ниобата лития с поверхностью, легированной комбинацией фоторефрактивных примесей – ионов железа и меди.

Ключевые слова: лазерный пучок, нелинейный интерферометр, фоторефрактивные примеси.

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, 2] 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 [3], а инерционность фоторефрактивного нелинейного отклика дает возможность детального изучения временной эволюции профиля светового пучка в подобном интерферометре.

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. 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 круговая (с диаметром около 1 мм). Световая мощность составляла при этом от 5 мВт, поляризация света соответствовала необыкновенной волне в кристалле. Поле прошедшего светового пучка изучалось с помощью анализатора лазерных пучков BS-FW-FX33, сопряженного с персональным компьютером. Для одновременной визуализации полей прошедшего и отраженного пучков с помощью одной видеокамеры служат дополнительные светоделительные кубики (СК) и зеркала (З). 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 в пределах от нескольких десятков секунд до нескольких минут.

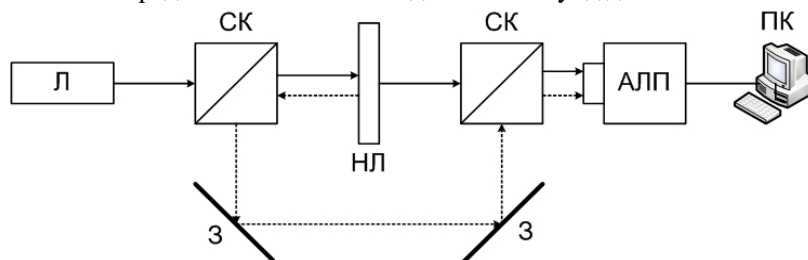


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: Л – лазер; СК – светоделительные кубики; НЛ – образец ниобата лития; З – зеркала; АЛП – анализатор лазерных пучков; ПК – персональный компьютер

Результаты эксперимента

Эволюция пространственного распределения интенсивности света в прошедшем ИФП световом пучке с круговым сечением иллюстрируется картинками его поля, полученными с помощью анализатора лазерных пучков (слева), и профилями интенсивности в направлении оптической оси кристалла (справа), представленными на рис. 2. В начальный момент времени (рис. 2, а, $t=0$) данный пучок характеризуется гауссовым профилем. После экспонирования в течение нескольких секунд при световой

¹ Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (НИР РНП.2.1.1.429, НИР по госконтракту № 02.740.11.0553).

мощности 5 мВт и диаметре пучка около 1 мм распределение интенсивности в его поперечном сечении существенно изменяется, в его центральной области появляется провал. Затем интенсивность в центре пучка вновь возрастает, а два образовавшихся провала в световом поле сдвигаются на периферию пучка. При продолжении процесса экспонирования это распределение становится еще более сложным (рис. 2, б, $t=60$ с), причем изменения в световом поле наиболее сильны в направлении вдоль оптической оси кристалла. Очевидно, что такая асимметрия обусловлена фотовольтаическим механизмом

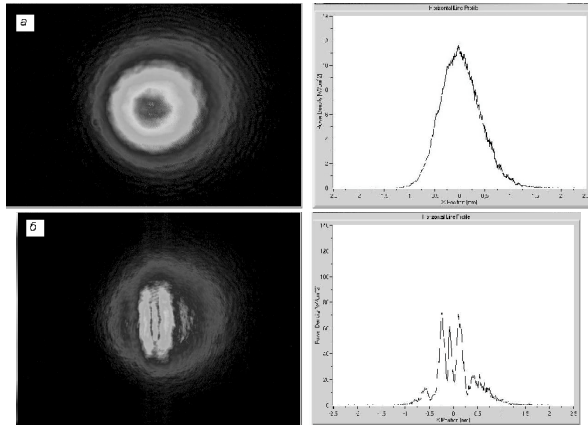


Рис. 2. Распределение интенсивности в поперечном сечении светового пучка и профили интенсивности в направлении оптической оси: а – $t=0$; б – $t=60$ с

при $t=0$) мощностей прошедшего и отраженного световых полей в случае лазерного пучка с круговым сечением, диаметром около 1 мм и мощностью 5 мВт. Можно видеть, что в ходе эксперимента снижение пропускания ИФП сопровождается увеличением его отражения.

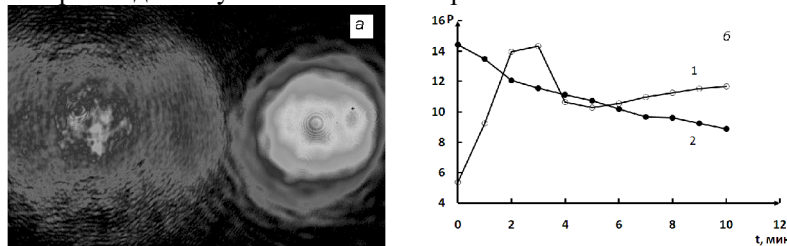


Рис. 3. Картины светового поля в прошедшем через ИФП (справа) и отраженном от него (слева) световых пучках (а). Зависимости нормированных мощностей отраженного (кр. 1) от ИФП и прошедшего (кр. 2) через него световых полей в случае лазерного пучка кругового сечения (а)

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гиббс Х. Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света. – М.: Мир, 1988. – 518 с.
2. Вугон Не Q., Роши Yeh, Claire Gu. // Opt. Lett. – 1992. – V. 17. – No. 9. – P. 664-666.
3. Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. – СПб.: Наука, 1992.

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, г. Томск, Россия

Поступила в редакцию 24.06.10.

Перин Антон Сергеевич, студент;
Шандаров Владимир Михайлович, д.ф.-м.н., профессор;
Козлова Светлана Михайловна, студентка.

НЕЛИНЕЙНАЯ
И КВАНТОВАЯ ОПТИКА

УДК 535.42

ВЛИЯНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ НА ОПТИМАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ ФОКУСИРОВКИ ОДНОМЕРНЫХ И ДВУМЕРНЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ РАЗЛИЧНЫХ ПРОФИЛЕЙ В КУБИЧЕСКОМ ФОТОРЕФРАКТИВНОМ КРИСТАЛЛЕ

© 2012 г. В. В. Давыдовская, Ж. В. Колядко, В. В. Шепелевич

Мозырский государственный педагогический университет им. И.П. Шамякина, 247760 Мозырь, Беларусь

E-mail: davalenta@inbox.ru

Поступила в редакцию 20.03.2012 г.

Проведено сравнение закономерностей распространения одномерных и двумерных световых пучков в оптически активном фоторефрактивном кристалле, помещенном во внешнее электрическое поле. Показано, что существуют области значений толщины кристалла, в которых оптическая активность может приводить к увеличению относительной интенсивности как одномерного, так и двумерного световых пучков. Установлено, что оптимальный ориентационный угол, при котором наблюдается максимальная самофокусировка световых пучков, при учете оптической активности отличается от обычно используемых значений 35.3° и 90° для x - и y -поляризованных пучков соответственно.

В последнее время сохраняется интерес к исследованиям распространения и взаимодействия световых пучков в фоторефрактивных кристаллах, так как результаты таких исследований могут быть использованы при создании современных систем обработки и передачи информации [1].

В фоторефрактивных кристаллах можно создать оптимальные условия самофокусировки или солитоноподобного распространения и взаимодействия как одномерных, так и двумерных световых пучков, которые часто обозначаются $(1 + 1)D$ и $(2 + 1)D$ соответственно, где первая цифра означает количество поперечных измерений (dimensions), а вторая указывает на еще одно измерение, связанное с направлением распространения пучка [2].

Фоторефрактивный эффект, т.е. изменение тензора диэлектрической проницаемости под действием света, могут проявлять кристаллы низших (например, SPS [3]), средних (например, SBN, BaTiO₃, LiNbO₃) и высших (например, GaAs, Bi₁₂SiO₂₀ (BSO), Bi₁₂TiO₂₀ (BTO), Bi₁₂GeO₂₀ (BGO)) сингоний.

Если кристаллы средних и низших сингоний характеризуются сравнительно большими значениями компонент электрооптического тензора и времени релаксации, то кристаллы кубической сингонии, уступая названным выше кристаллам по величине компонент электрооптического тензора, обладают высокой светочувствительностью и малым временем релаксации [4], что позволяет успешно использовать их в адаптивных оптических устройствах [5, 6] и фильтрах новизны (novelty filters) [7].

Среди кубических фоторефрактивных кристаллов, принадлежащих к нецентросимметричному классу 23 и проявляющих оптическую активность (естественную гиротропию [8]), наиболее детально исследованы кристаллы силленитов BSO, BGO, BTO. Несмотря на значительную оптическую активность, которая чаще всего отрицательно влияет на солитоноподобное распространение светового излучения (приводит к некоторому увеличению расходимости световых пучков), они продолжают привлекать внимание исследователей [9–11]. Кристаллы силленит-типа позволяют оперативно управлять взаимодействием световых пучков [12], поэтому на их базе можно создавать оптические логические элементы.

Существует ряд прикладных задач, требующих исследования особенностей распространения как одномерных, так и двумерных световых пучков в кубических фоторефрактивных кристаллах и в других нелинейных средах (см., например, [13, 14]). Например, планарные диэлектрические волноводы являются устройствами, в которых используются одномерные световые пучки. Такие волноводы обладают более высокой помехоустойчивостью по сравнению с объемными волноводами, так как дифракция в них происходит только в одном из поперечных направлений. В свою очередь оптическое волокно является примером волноводной системы, в которой применяются двумерные световые пучки, пространственное управление которыми осуществляется в обоих поперечных направлениях [15].

Распространение и взаимодействие световых пучков в кубических оптически активных фото-

рефрактивных кристаллах уже частично изучалось ранее. В частности, в работах [16–19] рассматривались одномерные, а в [20–22] – двумерные гауссовы световые пучки.

Таким образом, в зависимости от поставленной задачи применения светового излучения существуют случаи, которые требуют теоретического исследования распространения одномерных или двумерных световых пучков, а иногда приходится работать экспериментально одновременно и с теми, и с другими (например, [23]). Однако можно назвать лишь несколько работ (например, [24]), в которых сравниваются особенности распространения и взаимодействия одномерных и двумерных световых пучков в фоторефрактивных кристаллах. Насколько нам известно, такое сравнение в случае кубических фоторефрактивных кристаллов не проводилось.

Целью настоящей работы является изучение особенностей влияния оптической активности на самофокусировку гауссовых и супергауссовых световых пучков в кубических оптически активных фоторефрактивных кристаллах и сравнение особенностей распространения (1 + 1)D и (2 + 1)D световых пучков в таких кристаллах в присутствии внешнего электрического поля.

Для исследования распространения и взаимодействия одномерных световых пучков в кубических фоторефрактивных оптически активных кристаллах среза $(\bar{1}\bar{1}0)$ была использована следующая система скалярных дифференциальных уравнений в частных производных (см. также [18]), полученная в параксиальном приближении на базе уравнений Максвелла, основных уравнений фоторефрактивного эффекта [25] и ковариантных выражений для электрооптического тензора [26] для произвольного направления вектора внешнего электрического поля:

$$\begin{aligned}
 & i \frac{\partial A_x}{\partial z} + \frac{1}{2k_0 n_0} \frac{\partial^2 A_x}{\partial x^2} - \frac{1}{2} k_0 n_0^3 E_0 r_{41} (\mu_1 A_x + \mu_2 A_y) \times \\
 & \quad \times \frac{2\eta I_d}{2\eta I_d + |A_x|^2 + |A_y|^2} - i\rho A_y = 0, \\
 & i \frac{\partial A_y}{\partial z} + \frac{1}{2k_0 n_0} \frac{\partial^2 A_y}{\partial x^2} - \frac{1}{2} k_0 n_0^3 E_0 r_{41} (\mu_2 A_x + \mu_3 A_y) \times \\
 & \quad \times \frac{2\eta I_d}{2\eta I_d + |A_x|^2 + |A_y|^2} + i\rho A_x = 0,
 \end{aligned} \tag{1}$$

где r_{41} – электрооптический коэффициент, k_0 – длина волнового вектора в вакууме, n_0 – невозмущенный показатель преломления кристалла, I_d –

темновая интенсивность (в общем случае она включает также интенсивность подсветки),

$$\begin{aligned}
 \mu_1 &= 3 \sin \theta \cos^2 \theta, \quad \mu_2 = \cos \theta (1 - 3 \sin^2 \theta), \\
 \mu_3 &= \sin \theta (1 - 3 \cos^2 \theta),
 \end{aligned} \tag{2}$$

θ – ориентационный угол, отсчитываемый по часовой стрелке от направления $[1\bar{1}0]$ к направлению горизонтально расположенной оси x рабочей системы координат, вдоль которого приложено внешнее электрическое поле с напряженностью E_0 , ρ – удельное вращение плоскости поляризации в кристалле, $\eta = n_0 \eta_0$, где $\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$, μ_0 – магнитная постоянная, ϵ_0 – диэлектрическая постоянная, ось z совпадает с направлением распространения светового пучка, A_x и A_y – x - и y -составляющие комплексного вектора A , характеризующего медленно изменяющуюся вдоль направления z векторную амплитуду напряженности электрического поля светового пучка.

Уравнения, описывающие распространение и взаимодействие двумерных световых пучков в фоторефрактивных кристаллах, имеют более сложный вид, так как распределение потенциала внутреннего электрического поля уже нельзя выразить в виде простой аналитической формулы, а аксиальная симметрия светового пучка на входе в кристалл разрушается при его распространении в кристалле под действием оптической анизотропии, которая появляется под влиянием внешнего электрического поля, частично экранированного световым пучком.

Для исследования двумерных световых пучков использовалась полученная аналогично (1) следующая система скалярных дифференциальных уравнений в частных производных:

$$\begin{aligned}
 & i \frac{\partial A_x}{\partial z} + \frac{1}{2k_0 n_0} \left(\frac{\partial^2 A_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_x}{\partial y^2} \right) - \\
 & - \frac{k_0 n_0^3}{2} r_{41} \left[\left(E_0 - \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) (\mu_1 A_x + \mu_2 A_y) - \right. \\
 & \quad \left. - \frac{\partial \varphi}{\partial y} (\mu_2 A_x + \mu_3 A_y) \right] - i\rho A_y = 0, \\
 & i \frac{\partial A_y}{\partial z} + \frac{1}{2k_0 n_0} \left(\frac{\partial^2 A_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_y}{\partial y^2} \right) - \\
 & - \frac{k_0 n_0^3}{2} r_{41} \left[\left(E_0 - \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) (\mu_2 A_x + \mu_3 A_y) - \right. \\
 & \quad \left. - \frac{\partial \varphi}{\partial y} (\mu_3 A_x + \mu_4 A_y) \right] + i\rho A_x = 0,
 \end{aligned} \tag{3}$$

где функция $\varphi(x, y)$ определяется уравнением

$$\nabla^2 \varphi + \nabla \ln(1 + I) \nabla \varphi = E_0 \frac{\partial}{\partial x} \ln(1 + I), \tag{4}$$

$$\mathbf{E}_{sc} = -\nabla\phi + \mathbf{E}_0, \quad (5)$$

$I = (n_0/2\eta_0)(|A_x|^2 + |A_y|^2)/I_d$ – относительная интенсивность светового пучка, \mathbf{E}_{sc} – вектор напряженности электрического поля пространственного заряда, создаваемого световым пучком, ϕ – переопределенный электрический потенциал, связанный [27] с потенциалом поля пространственного заряда ϕ соотношением

$$\phi = \phi + E_0 x. \quad (6)$$

Функции μ_1, μ_2, μ_3 в уравнениях (3) определяются выражениями (2),

$$\mu_4 = 3 \cos\theta \sin^2\theta. \quad (7)$$

При $\theta = \pi n$, где $n = \pm 1, \pm 2, \dots$, коэффициенты μ_1 и μ_3 одинаковы и равны нулю; при $\theta \approx 35.3^\circ$ или $\theta \approx 144.7^\circ$ величина μ_1 достигает максимума. При распространении в кристалле одномерных световых пучков коэффициент μ_1 отвечает за самофокусировку x -составляющей поляризации пучка, коэффициент μ_3 ответствен за самофокусировку y -составляющей поляризации и достигает максимального значения при $\theta \approx 90^\circ$, μ_2 выполняет кросснелинейную связь между x - и y -поляризациями [18], для двумерного случая за связь между x - и y -поляризациями отвечают два коэффициента – μ_2 и μ_3 [22].

Оптическая активность приводит к периодическому изменению условий распространения светового пучка за счет вращения плоскости поляризации и периодическому нарушению квазисолитонного режима распространения. Обычно оптическая активность является фактором, который негативно влияет на фокусировку светового пучка в фоторефрактивном кристалле. Однако анализ динамики изменения поляризации светового пучка показывает, что при определенных значениях внешнего электрического поля можно добиться как квазисолитонного режима распространения светового пучка, так и таких условий, когда для некоторых интервалов толщины кристалла оптическая активность приводит к увеличению относительной интенсивности выходного пучка.

Например, в [18] показано, что при ориентационном угле $\theta = 0$ и внешнем электрическом поле $E_0 = 10$ кВ/см в кристалле ВТО наблюдается область значений толщины кристалла, в которой оптическая активность положительно влияет на самофокусировку гауссова светового пучка и приводит к небольшому увеличению относительной интенсивности пучка на выходе из кристалла. В большинстве остальных случаев оптическая активность ослабляет эффект самофокусировки по всей толщине кристалла и наибольшая самофокусировка проявляется в отсутствие оптической активности при $\theta \approx 35.3^\circ$, т.е. когда $E_0 \parallel [1\bar{1}\bar{1}]$.

Целью данной работы является нахождение таких условий распространения одномерных и двумерных гауссовых и супергауссовых световых пучков (порядок супергауссова пучка $N = 8$ (см., например, [28])), когда оптическая активность усиливает эффект самофокусировки в кубическом фоторефрактивном кристалле в рамках электрооптического механизма фоторефракции.

Рассмотрим распространение световых пучков с длиной волны $\lambda = 0.6328$ мкм, пространственной полушириной [18] $x_0 = 15$ мкм (для одномерного пучка) и радиусом перетяжки [22] $r_0 = x_0$ (для двумерного пучка) при темновой интенсивности $I_d = 5 \times 10^{-3}$ Вт/м² [29]. Для моделирования будем использовать кубический фоторефрактивный кристалл с параметрами, близкими к BSO – показатель преломления $n_0 = 2.54$, электрооптический коэффициент $r_{41} = 5 \times 10^{-12}$ м/В, удельное вращение кристалла $\rho = 22$ град/мм. Пусть падающий на кристалл пучок линейно поляризован вдоль оси x . Будем исследовать случай, когда $\theta \approx 35.3^\circ$, так как при таком значении ориентационного угла достигаются условия самофокусировки светового пучка, близкие к оптимальным.

Изучим зависимость относительных интенсивностей супергауссова и гауссова световых пучков (здесь и в дальнейшем под относительной интенсивностью пучка будем понимать максимальное значение относительной интенсивности по ее пространственному распределению в пучке) без учета оптической активности и с ее учетом от выбранной толщины кристалла при изменении толщины от 0 до 30 мм. Найдем интервалы значений толщины кристалла, в которых учет оптической активности приводит к увеличению относительной интенсивности светового пучка на выходе из кристалла.

При исследовании одномерных супергауссовых световых пучков расчеты показали, что при значении внешнего электрического поля $E_0 < 34.78$ кВ/см искомая область значений толщины кристалла, в которой учет оптической активности приводит к увеличению относительной интенсивности светового пучка, не наблюдается. Поэтому для сравнения искомым областям значений толщины кристалла при изучении как одномерных супергауссовых световых пучков, так и одномерных гауссовых пучков будем использовать значение внешнего электрического поля $E_0 = 35$ кВ/см.

Из рис. 1 видно, что при выбранных параметрах одномерных входных пучков, а также значений толщины кристалла при $E_0 = 35$ кВ/см наблюдается периодическая смена фокусировки и дефокусировки как супергауссова, так и гауссова световых пучков. Подобный эффект встречается также в ряде других работ (см., например, [19, 30]).

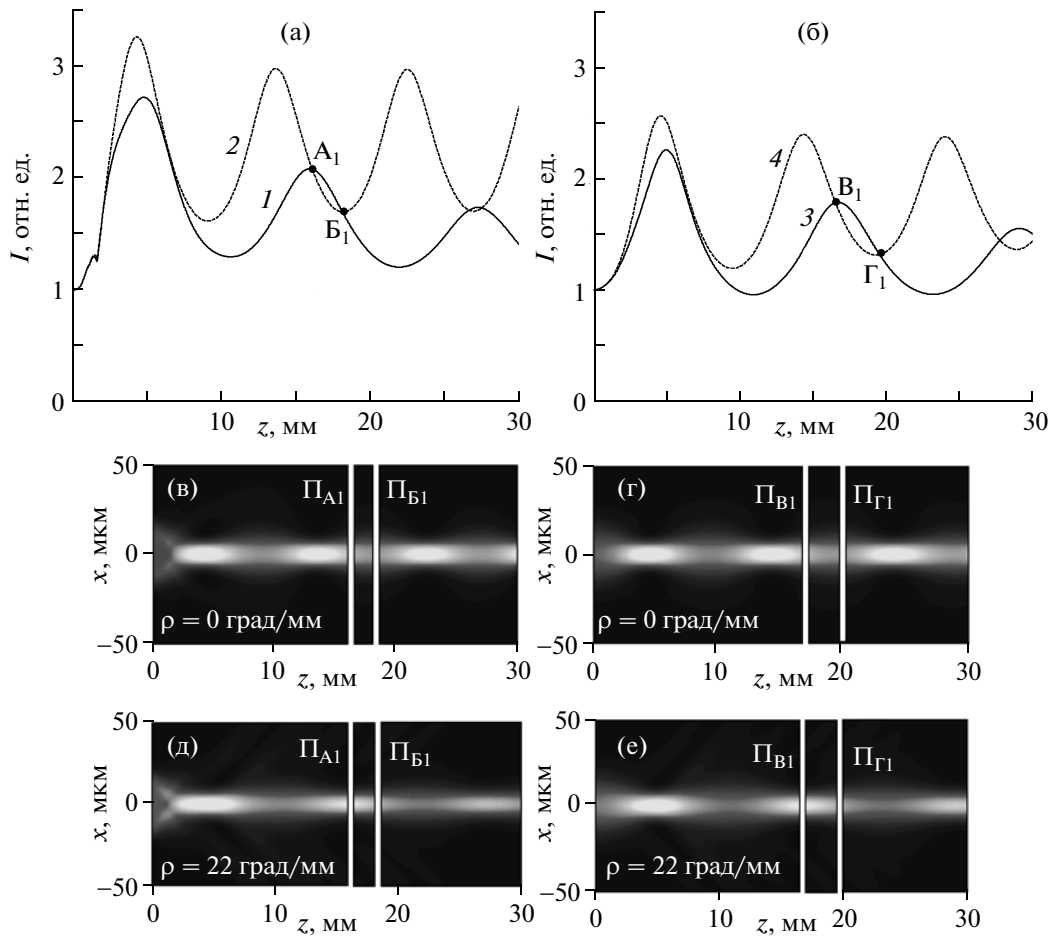


Рис. 1. Периодические пространственные пульсации относительной световой интенсивности одномерных супергауссовых (а, в, д) и гауссовых (б, г, е) световых пучков, имеющих x -поляризацию на входе в кристалл: (а, б) сравнение зависимостей относительных интенсивностей одномерных супергауссова и гауссова световых пучков от толщины кристалла с учетом оптической активности (1, 3, $\rho = 22$ град/мм) и без учета оптической активности (2, 4, $\rho = 0$); (в–е) распределение светового поля одномерных пучков по толщине кристалла, (в, д) супергауссов пучок, (г, е) гауссов пучок, (в, г) без учета оптической активности, (д, е) – с учетом оптической активности. Π_{A_1} , Π_{B_1} , Π_{B_1} , Π_{Γ_1} – следы плоскостей, перпендикулярных направлению распространения пучка и проходящих через точки A_1 , B_1 , B_1 , Γ_1 соответственно. $E_0 = 35$ кВ/см.

Рисунок 1 свидетельствует также о том, что при учете оптической активности фокусировка происходит с уменьшением максимальной относительной интенсивности светового пучка в пиках самофокусировки и с увеличением “периода” смены процессов фокусировки и дефокусировки. Тем не менее удастся найти такие интервалы толщины кристалла, где под влиянием оптической активности значение относительной интенсивности светового пучка увеличивается.

В работе будут рассматриваться только те интервалы значений толщины кристалла d , в которых оптическая активность приводит к наибольшему увеличению относительной интенсивности светового пучка. Для одномерного супергауссова пучка – это интервал ($17.2 \text{ мм} \leq d \leq 19.8 \text{ мм}$) между точками A_1 и B_1 (точки пересечения кривых 1 и 2 на рис. 1а), а для одномерного гауссова пучка –

интервал ($16.8 \text{ мм} \leq d \leq 18.2 \text{ мм}$) между точками B_1 и Γ_1 (точки пересечения кривых 3 и 4 на рис. 1б).

Рассмотрим двумерные супергауссовы и гауссовы световые пучки с такими же размерами, как для входных одномерных пучков ($r_0 = x_0 = 15 \text{ мкм}$). Поскольку двумерные световые пучки обладают большей расходимостью по сравнению с одномерными пучками, при исследовании тех и других в эквивалентных условиях самофокусировки внешнее электрическое поле для двумерных пучков следует выбирать большим, чем для одномерных.

Численные расчеты показали, что при значении внешнего электрического поля $E_0 = 35 \text{ кВ/см}$, которое было выбрано ранее для одномерного случая, область значений толщины кристалла, в которой учет оптической активности приводит к увеличению относительной интенсивности двумерного

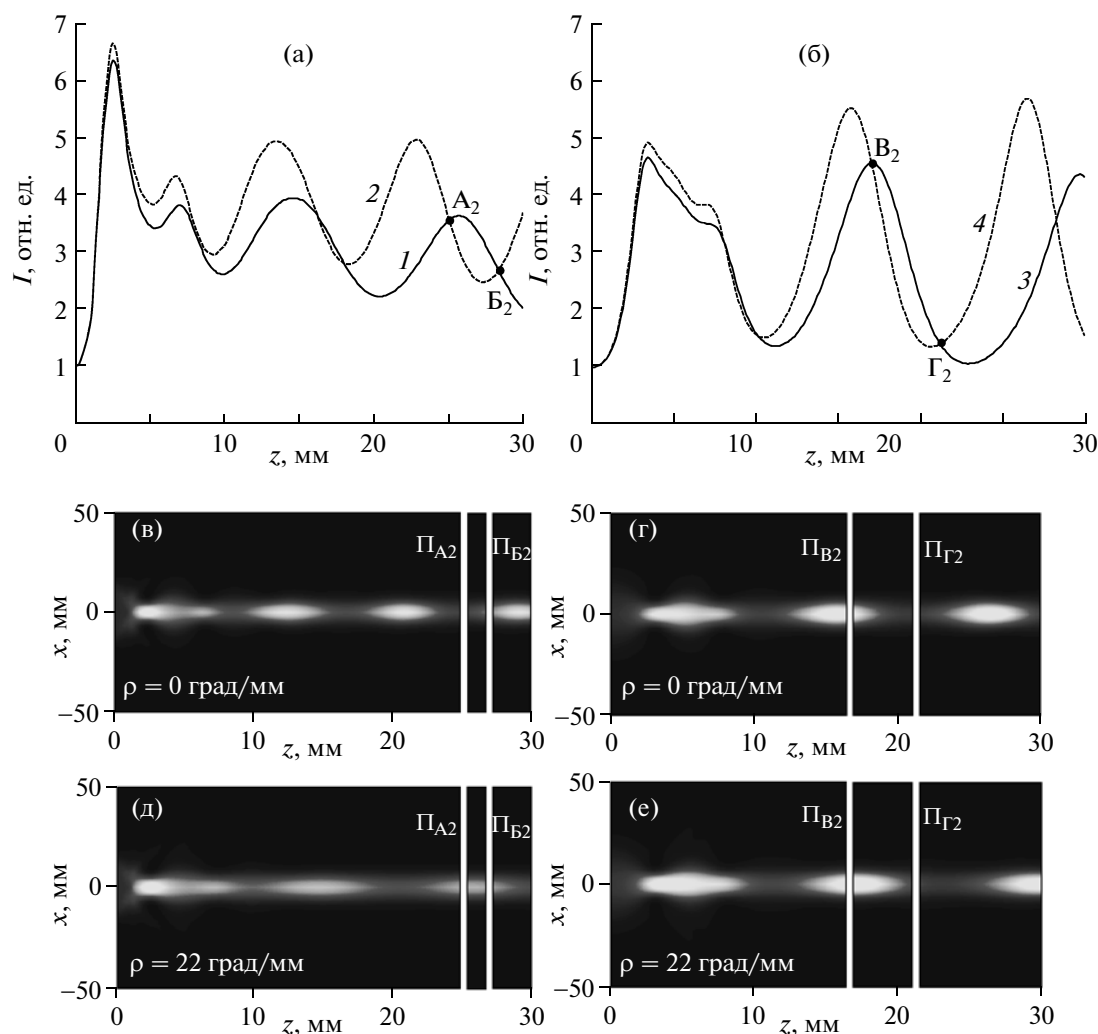


Рис. 2. Периодические пространственные пульсации относительной световой интенсивности двумерных супергауссовых (а, в, д) и гауссовых (б, г, е) световых пучков, имеющих x -поляризацию на входе в кристалл: (а, б): сравнение зависимостей относительных интенсивностей двумерных супергауссова и гауссова световых пучков от толщины кристалла с учетом оптической активности (1, 3, $\rho = 22$ град/мм) и без учета оптической активности (2, 4, $\rho = 0$); (в–е) распределение светового поля двумерных пучков по толщине кристалла, (в, д) супергауссов пучок, (г, е) гауссов пучок, (в, г) без учета оптической активности, (д, е) с учетом оптической активности. Π_{A_2} , Π_{B_2} , Π_{B_2} , Π_{Γ_2} – следы плоскостей, перпендикулярных направлению распространения пучка и проходящих через точки A_2 , B_2 , B_2 , Γ_2 соответственно. $E_0 = 60$ кВ/см.

светового пучка на выходе из кристалла, не наблюдается. Поэтому для получения пространственных пульсаций относительной световой интенсивности двумерных световых пучков, качественно подобным тем, которые наблюдались при исследовании одномерных световых пучков (наличие трех “пиков” относительной интенсивности), необходимо увеличить значение внешнего электрического поля до $E_0 = 60$ кВ/см. Эксперименты с использованием таких больших значений внешнего электрического поля, приложенного к кубическим фоторефрактивным оптически активным кристаллам, описаны в [20–21], причем во избежание пробоя кристаллы помещали в специальные жидкие диэлектрические среды.

Для двумерного супергауссова пучка оптическая активность приводит к наибольшему увеличению максимальной относительной интенсивности светового пучка в интервале ($25 \text{ мм} \leq d \leq 28.5 \text{ мм}$) между точками A_2 и B_2 (точки пересечения кривых 1 и 2 на рис. 2а), а для двумерного гауссова пучка – в интервале ($17.2 \text{ мм} \leq d \leq 21.3 \text{ мм}$) между точками B_2 и Γ_2 (точки пересечения кривых 3 и 4 на рис. 2б).

Несмотря на некоторые различия в особенностях распространения одномерных и двумерных гауссовых и супергауссовых световых пучков, из рис. 1 и рис. 2 можно сделать вывод, что оптическая активность не всегда негативно сказывается на фокусировке световых пучков и в некоторых

диапазонах толщины кристалла может приводить к увеличению относительной интенсивности световых пучков, а следовательно усиливать их самофокусировку.

На условия самофокусировки световых пучков оказывает влияние и выбор ориентационного угла θ . Поэтому проанализируем также зависимость относительных интенсивностей одномерных и двумерных гауссовых световых пучков с входными x - и y -поляризациями на выходе из кубического оптически активного фоторефрактивного кристалла толщиной 3 мм от ориентационного угла θ . Пусть напряженность приложенного к кристаллу внешнего электрического поля $E_0 = 25$ кВ/см. Такое электрическое поле было выбрано с той целью, чтобы при $\theta \approx 35.3^\circ$ увеличение относительной интенсивности световых пучков за счет оптической активности не наблюдалось.

Без учета оптической активности (рис. 3а, 3б, кривые 1 и 3) основной вклад в фокусировку как одномерного, так и двумерного x -поляризованного световых пучков вносит коэффициент μ_1 , и максимумы интенсивности этих пучков наблюдаются при $\theta_1 \approx 35.3^\circ$ и $\theta_2 \approx \theta_1 + 90^\circ$ (рис. 3а, 3б, кривая 1), а для пучков с y -поляризацией максимальная фокусировка достигается при $\theta \approx 90^\circ$ (рис. 3а, 3б, кривая 3).

Из рис. 3 также видно, что учет оптической активности приводит к уменьшению максимальных значений относительной интенсивности пучков на выходе из кристалла и увеличению значений ориентационного угла θ , при которых наблюдается максимальная фокусировка пучков, что проявляется в смещении кривой 2 вправо относительно кривой 1 для x -поляризованного входного пучка и в смещении кривой 4 относительно кривой 3 для y -поляризованного на входе в кристалл пучка.

Если без учета оптической активности значения углов θ , характеризующих положения максимумов A_1 на кривых 1 в случаях одномерного (а) и двумерного (б) x -поляризованного входного пучка, совпадают ($\theta_{A1} \approx 35.3^\circ$), то с учетом оптической активности эти значения для максимумов A_2 на кривых 2 различны ($\theta_{A2} \approx 45.5^\circ$ (а) и $\theta_{A2} \approx 39.3^\circ$ (б)). Подобная ситуация наблюдается и для y -поляризованных входных одномерного (а) и двумерного (б) пучков: без учета оптической активности значения ориентационных углов θ_1 , характеризующие положение максимумов B_1 одномерного (а) и двумерного (б) y -поляризованных пучков на кривых 3, совпадают ($\theta_{B1} \approx 90^\circ$), тогда как с учетом оптической активности (кривые 4) углы θ , характеризующие точки B_2 , различны ($\theta_{B2} \approx 100.5^\circ$ (а) и $\theta_{B2} \approx \theta \approx 98.4^\circ$ (б)).

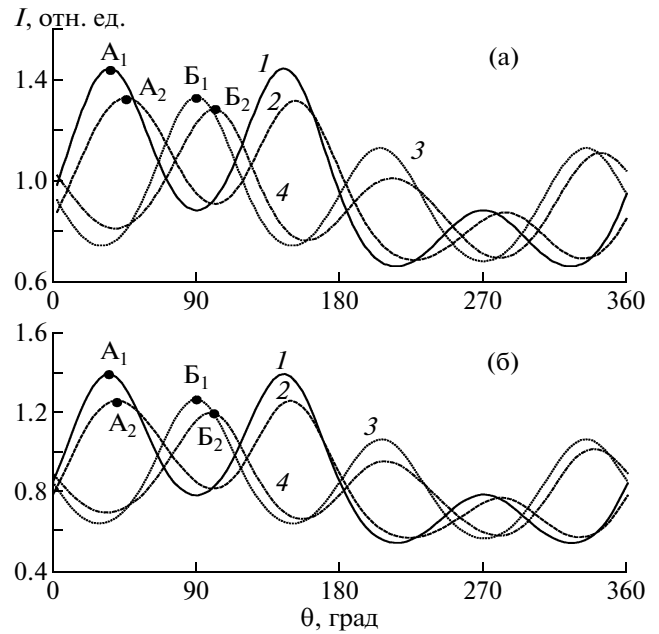


Рис. 3. Зависимость максимальной относительной интенсивности одномерных (а) и двумерных (б) световых пучков с гауссовым распределением интенсивности на выходе из оптически активного фоторефрактивного кристалла BSO толщиной 3 мм от ориентационного угла: 1 – x -поляризованный пучок без учета оптической активности, 2 – x -поляризованный пучок с учетом оптической активности, 3 – y -поляризованный пучок без учета оптической активности, 4 – y -поляризованный пучок с учетом оптической активности.

Описанный эффект наблюдался также для одномерных и двумерных супергауссовых световых пучков, имеющих x - и y -поляризации на входе в кристалл.

Таким образом, приходим к выводу, что в пренебрежении оптической активностью максимальная интенсивность как одномерного, так и двумерного пучков достигается при значении ориентационного угла $\theta \approx 35.3^\circ$, $E_0 \parallel [1\bar{1}1]$, в то время как при учете оптической активности максимумы интенсивности наблюдаются при других значениях угла θ .

Подобная ситуация имела место при изучении двухволнового взаимодействия в кубических фоторефрактивных кристаллах, где световые волны записывали голографическую решетку, причем оказалось, что ориентационный угол, при котором эффективность взаимодействия максимальна, существенно зависит от толщины кристалла. Этот факт был впервые детально описан в [31] (см. также [32, 33]). Отметим, что, насколько нам известно, зависимость ориентационного угла, при котором достигается максимальная самофокусировка светового пучка в кубическом фоторе-

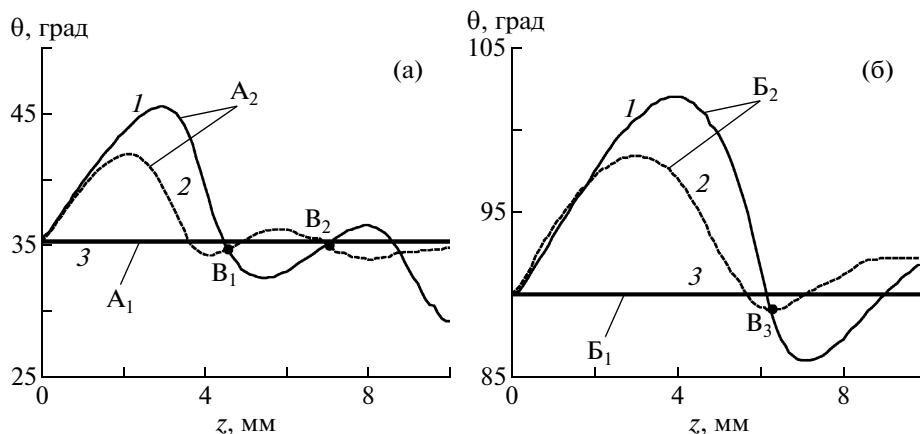


Рис. 4. Зависимость значения ориентационного угла θ , при котором наблюдается максимальная фокусировка x -поляризованного (а) и y -поляризованного (б) на входе в кристалл одномерного и двумерного гауссовых световых пучков на выходе из кристалла от значения его толщины: 1 – одномерный гауссов световой пучок с начальной x -поляризацией (а) и y -поляризацией (б) при учете оптической активности, 2 – двумерный гауссов световой пучок с начальной x -поляризацией (а) и y -поляризацией (б) при учете оптической активности, 3 – одномерный и двумерный гауссовы световые пучки с начальной x -поляризацией (а) и y -поляризацией (б) без учета оптической активности.

фрактивном кристалле, от толщины кристалла до настоящего времени не исследовалась, и ее изучение представляется полезным как в научном, так и в практическом плане.

Определим оптимальные значения ориентационного угла θ^{opt} , при которых наблюдается максимальная самофокусировка одномерного (1 + 1)D и двумерного (2 + 1)D гауссовых световых пучков на выходе из кристалла, к которому вдоль оси x приложено внешнее электрическое поле с напряженностью 25 кВ/см при различных значениях толщины кристалла (от 0 до 10 мм).

Для одномерного гауссова светового пучка с x -поляризацией на входе в кристалл при толщине фоторефрактивного кристалла от 0 до 4.4 мм максимальная фокусировка пучка на выходе из кристалла наблюдается при значениях ориентационного угла, больших 35.3° (рис. 4а, кривая 1), а для двумерного гауссова пучка максимальная фокусировка пучка с такой же поляризацией на выходе из кристалла наблюдается при значениях ориентационного угла, больших 35.3° в интервале значений толщины кристалла от 0 до 3.6 мм (рис. 4а, кривая 2). Максимальное отклонение ориентационного угла от значения 35.3° для одномерного гауссова пучка происходит при толщине кристалла 3 мм ($\theta \approx 45.5^\circ$), для двумерного гауссова пучка при $d = 2.2$ мм ($\theta \approx 41.9^\circ$). Далее как в случае одномерного, так и двумерного гауссовых световых пучков с x -поляризацией на входе в кристалл следует область значений толщины кристалла, для которых максимальная фокусировка пучков на выходе из кристалла наблюдается при значениях ориентационного угла, меньших 35.3° .

Для гауссовых световых пучков, имеющих y -поляризацию на входе в кристалл, в одномерном случае при толщине фоторефрактивного кристалла от 0 до 6.2 мм, а для двумерного случая – от 0 до 5.8 мм максимальная фокусировка пучка на выходе из кристалла наблюдается при значениях ориентационного угла, больших 90° (рис. 4б, кривые 1 и 2).

Для одномерного гауссова светового пучка для значений толщины кристалла от 6.2 до 9 мм, а для двумерного гауссова светового пучка при значениях толщины кристалла от 5.8 до 7.3 мм максимальная фокусировка пучка на выходе из кристалла наблюдается при значениях ориентационного угла, меньших 90° (рис. 4б, кривые 1 и 2).

При дальнейшем увеличении толщины кристалла до 10 мм величина угла, при котором наблюдается максимальная фокусировка как одномерного, так и двумерного гауссовых световых пучков, вновь становится большей 90° .

Результаты исследования зависимости значения ориентационного угла θ , при котором наблюдается максимальная фокусировка x - и y -поляризованных на входе в кристалл одномерного и двумерного гауссовых световых пучков на выходе из кристалла от значения его толщины, показали, что при учете оптической активности максимумы относительной интенсивности световых пучков на выходе из кристалла наблюдаются при значениях ориентационного угла, отличающихся от $\theta \approx 35.3^\circ$ и $\theta \approx 90^\circ$ соответственно. Однако при использовании рассчитанных значений ориентационного угла можно получить лишь небольшое усиление фокусировки светового пучка на выходе из кристалла,

которое приводит к увеличению максимальной относительной интенсивности на выходе из кристалла не более чем на 0.2%.

Поэтому, если при расчетах не требуется большая точность, можно использовать значения ориентационного угла $\theta \approx 35.3^\circ$ и $\theta \approx 90^\circ$ в качестве оптимальных для достижения наибольшей самофокусировки x - и y -поляризованных световых пучков на входе в кристалл.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе установлено, что при определенных значениях напряженности внешнего электрического поля, приложенного к кубическому фоторефрактивному кристаллу, существуют области значений толщины кристалла, в которых оптическая активность кристалла приводит к увеличению относительной интенсивности светового пучка. Это справедливо как для одномерных, так и для двумерных световых пучков с гауссовым и супергауссовым распределениями интенсивностей.

Найдена зависимость значений ориентационного угла θ , при которых наблюдается максимальная фокусировка световых пучков на выходе из кристалла, от значений его толщины. Установлено, что оптимальный ориентационный угол, при котором наблюдается максимальная самофокусировка световых пучков, в общем случае отличается от обычно используемых значений 35.3° и 90° для x - и y -поляризованных пучков соответственно, и такое отличие зависит от удельного вращения плоскости поляризации кристаллом, толщины кристалла и напряженности внешнего электрического поля, приложенного к кристаллу.

Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проекты Ф10-202, Ф12-Р222), а также при частичной поддержке Государственной программы научных исследований Республики Беларусь “Электроника и фотоника” (Фотоника 2.2.09).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Solyman L., Webb D.J., Grunnet-Jepsen A.* The Physics and Applications of Photorefractive Materials. Oxford: Clarendon Press, 1996. 493 p.
2. *Квишарь Ю.С., Агравал Г.П.* Оптические солитоны. От волоконных световодов до фотонных кристаллов. М.: Физматлит, 2005. 648 с.
3. *Haertle D., Caimi G., Haldi A., Montemezzani G., Gunter P., Grabar A.A., Stoika I.M., Vysochanskii Yu.M.* // Opt. Commun. 2003. V. 215. P. 333.
4. *Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В.* Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. СПб.: Наука, 1992. 320 с.
5. *Коллегов А.А., Быков В.И., Шандаров С.М., Каргин Ю.Ф.* // Изв. вузов. Физика. 2010. № 8/1. С. 23.
6. *Shandarov S.M., Shmakov S.S., Burimov N.I., Bykov L.L., Kotin A.S., Kargin Yu.F., Prokofiev V.* // Proc. of Topical Meeting on Photorefractive Materials, Effects and Devices: Light in Structured Nonlinear Materials (PR'11), October 13–15, 2011, Ensenada, Mexico, P. T7-2.
7. *Woerdemann M., Holtmann F., Denz C.* // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 93. P. 021108.
8. *Федоров Ф.И.* Теория гиротропии. Минск: Наука и техника, 1976. 456 с.
9. *Konkin D., Shibelgut R.L., Kappasov Z., Smirnov E.* // Proc. of Topical Meeting on Photorefractive Materials, Effects and Devices: Light in Structured Nonlinear Materials (PR'11), October 13–15, 2011, Ensenada, Mexico. P. T9-2.
10. *Кочетков С.М.* // ЖПС. 2009. Т. 76. № 4. С. 534.
11. *Romashko R.V., Di Girolamo S., Kulchin Y.N., Kamshilin A.A.* // JOSA. B. 2010. V. 27. № 2. P. 311.
12. *Shepelevich V.V., Golub A.A., Kowarschik R., Kiessling A., Matusevich V.* // Appl. Phys. B. 2008. V. 90. № 1. P. 149.
13. *Яшин В.Е., Чижов С.А., Сабиров Р.Л., Старчинова Т.В., Высотина Н.В., Розанов Н.Н., Семенов В.Е., Смирнов В.А., Федоров С.В.* Опт. и спектр. 2005. Т. 98. № 3. С. 511.
14. *Апельт В.Э., Задорин А.С., Круглов Р.С.* Опт. и спектр. 2005. Т. 99. № 4. С. 635.
15. *Segev M.* // Opt. Quant. Electron. 1998. V. 30. P. 503.
16. *Singh S.R., Christodoulides D.N.* // JOSA. B. 1996. V. 13. № 4. P. 719.
17. *Tsai J., Chio A., Hsieh T., Hsu K.* // Opt. Commun. 1999. V. 162. P. 237.
18. *Шепелевич В.В., Коваршик Р., Куслинг А., Матусевич В., Голуб А.А.* // Квант. электрон. 2003. Т. 33. № 5. С. 1.
19. *Fazio E., Mariani F., Bertolotti M., Babin V., Vlad V.* // J. Opt. A. 2001. V. 3. P. 466.
20. *Fazio E., Ramadan W., Belardini A., Bosco A., Bertolotti M., Petris A., Vlad V.I.* // Phys. Rev. E. 2003. V. 67. P. 026611.
21. *Fazio E., Ramadan W., Bertolotti M., Petris A., Vlad V.* // J. Opt. A. 2003. V. 5. P. S119.
22. *Шепелевич В.В., Загорский А.Е., Коваршик Р., Куслинг А., Матусевич В.* // Квант. электрон. 2007. Т. 37. № 4. С. 353.
23. *Lan S., Shih M., Segev M.* // Opt. Lett. 1997. V. 22. № 19. P. 1467.
24. *Zakery A., Keshavarz A.* // J. Phys. D. 2004. V. 37. P. 3409.
25. *Kukhtarev N.V., Markov V.B., Odulov S.G., Soskin M.S., Vinetskii V.L.* // Ferroelectrics. 1979. V. 22. P. 949.
26. *Барковский Л.М., Федоров Ф.И.* // Кристаллография. 1965. Т. 10. № 2. С. 174.
27. *Stepken A., Kaiser F., Belic M.R.* // JOSA. B. 2000. V. 17. № 1. P. 68.

28. Давыдовская В.В., Шепелевич В.В., Матусевич В., Кислинг А., Коваршик Р. // Квант. электрон. 2010. Т. 40. № 10. С. 899.
29. Ramadan W., Fazio E., Mascioletti A., Inam F., Rinaldi R., Bosco A., Vlad V.I., Petris A., Bertolotti M. // J. Opt. A. 2003. V. 5. P. S432.
30. Fazio E., Babin V., Bertolotti M., Vlad V. // Phys. Rev. E. 2002. V. 66. P. 016605.
31. Шепелевич В.В., Хомутовский П.П. // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 24. № 24. С. 55.
32. Shamonina E., Kamenov V.P., Ringhofer K.H., Cedilnik G., Kiessling A., Kowarschik R. // JOSA B. 1998. V. 15. № 10. P. 2552.
33. Shepelevich V.V., Egorov N.N., Khomutovskiy P.P., Von Bally G., Weber M., Firsov A.A. // Ferroelectrics. 1999. V. 234. № 1. P. 289.

**ДИНАМИЧЕСКАЯ ГОЛОГРАФИЯ С
ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ВСТРЕЧНОГО
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ**

Двухволновое взаимодействие на отражательной решетке в кристалле $\text{Vi}_{12}\text{TiO}_{20}$

Е.Ю.Агеев*, С.М.Шандаров*, С.Ю.Веретенников*, А.Г.Мартьянов*, В.А.Карташов*, А.А.Камшилин**, В.В.Прокофьев**, В.В.Шепелевич***

Представлены результаты экспериментального исследования динамики двухпучкового усиления на отражательной голографической решетке и фотоиндуцированного поглощения света с $\lambda = 633$ нм в кристалле $\text{Vi}_{12}\text{TiO}_{20}$ среза (100). Проведен численный анализ уравнений связанных волн, учитывающих поглощение света и векторный характер взаимодействия в кубическом гиротропном кристалле данной ориентации. Обработка экспериментальных данных на основе скалярной модели позволила показать, что коэффициент двухпучкового усиления на отражательной решетке диффузионного типа в кристалле $\text{Vi}_{12}\text{TiO}_{20}$ может достигать порядка 4.7 см^{-1} , а дополнительное светоиндуцированное поглощение составляет 0.65 см^{-1} .

Ключевые слова: отражательная голографическая решетка, двухволновое взаимодействие, фоторефрактивный эффект.

Интерес к исследованиям кристаллов силленитов связан с возможностью использования их фоторефрактивных свойств при оптической обработке информации и обращении волнового фронта световых пучков, в голографической интерферометрии и оптических датчиках [1–3]. Наибольшее внимание уделяется пропускающим голографическим решеткам, в которых угол между формирующими их световыми пучками в кристалле существенно меньше 90° .

В [4] показано, что в кристалле $\text{Vi}_{12}\text{TiO}_{20}$ возможна запись голограмм с большой дифракционной эффективностью ($\eta \approx 30\%$) при ортогональном распространении записывающих лучей. Для отражательных голографических решеток, формирующихся в кристалле $\text{Vi}_{12}\text{TiO}_{20}$, вырезанном вдоль плоскости (111), при встречном распространении световых пучков $\eta = 0.14\%$ при $\lambda = 633$ нм [5]. Двухпучковое взаимодействие на отражательных решетках в легированных кристаллах $\text{Vi}_{12}\text{SiO}_{20}:\text{Mn}$ и $\text{Vi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Cd}$ среза (100) исследовано в [6]. Меньшая оптическая активность $\text{Vi}_{12}\text{TiO}_{20}$ позволила получить коэффициент усиления сигнального пучка, более чем в два раза превышающий его значение для силиката висмута.

Характерной особенностью кристаллов $\text{Vi}_{12}\text{TiO}_{20}$ является значительное фотоиндуцированное поглощение света с $\lambda = 633$ нм [7, 8], которое может приводить к существенным изменениям как динамики роста двухпучкового усиления, так и его стационарного значения. В настоящей работе экспериментально исследуется динамика двухпучкового усиления на отражательной решетке и фотоиндуцированного поглощения света в плоскости (100) нелегированного титаната висмута.

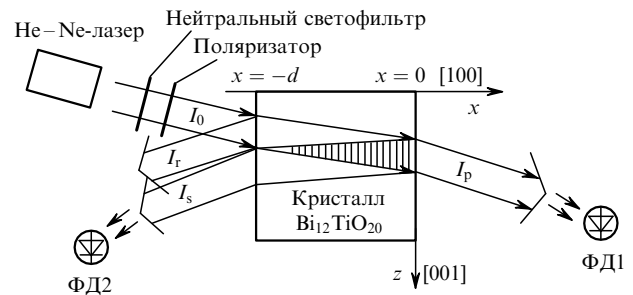


Рис.1. Схема экспериментальной установки.

Эксперименты проводились на образце нелегированного монокристалла $\text{Vi}_{12}\text{TiO}_{20}$, выращенного из высокотемпературного раствора. Образец с оптически полированными гранями (100) имел толщину $d = 3.46$ мм и удельное оптическое вращение $\rho = -6.5^\circ/\text{мм}$ ($\lambda = 633$ нм). Схема экспериментальной установки представлена на рис.1. Неколлимированный световой пучок от He-Ne-лазера ($\lambda = 633$ нм) с выходной мощностью ~ 40 мВт ослаблялся до необходимого уровня с помощью нейтральных светофильтров. Ориентация вектора поляризации падающего излучения под углом 60° к оси [010] на входной грани кристалла ($x = -d$) задавалась поляризатором. Небольшая клиновидность ($\sim 0.5^\circ$) образца позволяла пространственно разделить световые пучки с интенсивностями I_r и I_s , отраженные соответственно от входной и выходной граней. Интенсивности прошедшего через кристалл пучка I_p и отраженного от выходной грани пучка I_s измерялись с помощью фотодиодов ФД1 и ФД2. В промежутке между экспериментами кристалл изолировался от внешней засветки светонепроницаемым боксом.

Типичные временные зависимости нормированной интенсивности пучков $I_p(t)$ и $I_s(t)$, наблюдаемые после включения падающего пучка с $I_0 = 10 \text{ мВт}/\text{см}^2$, показаны на рис.2. Уменьшение I_p , более чем в пять раз превышающего I_s , может быть связано с фотоиндуцированным

*Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Россия, 634050 Томск, просп. Ленина, 40

**Department of Physics, University of Joensuu, P.O.Box 111, FIN-80101 Joensuu, Finland

***Мозырский государственный педагогический институт, Белоруссия, 247760 Мозырь, Студенческая ул., 28

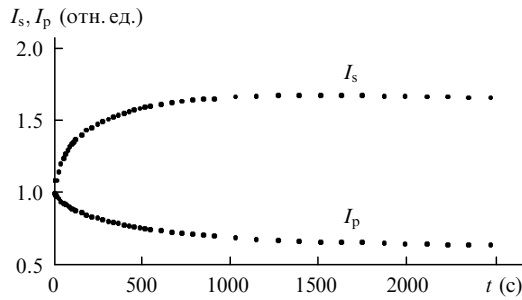


Рис.2. Нормированные временные зависимости интенсивностей прошедшего (I_p) и сигнального (I_s) пучков для входной интенсивности $I_0 = 10$ мВт/см².

поглощением света при заселении мелких ловушечных уровней [7, 8]. Отраженный от выходной грани световой пучок, интерферируя с падающим, за счет диффузионного механизма перераспределения носителей заряда создает в фоторефрактивном кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ отражательную голографическую решетку. Эта решетка оказывается сдвинутой относительно интерференционной картины на четверть пространственного периода, что приводит к эффективной перекачке энергии из падающего пучка в отраженный [1]. Как следует из зависимости $I_s(t)$ (рис.2), коэффициент усиления данного пучка на отражательной решетке растет со временем и существенно превышает наводимое в кристалле фотоиндуцированное поглощение. Следует подчеркнуть, что I_p уменьшается во времени не только за счет фотоиндуцированного поглощения, но и вследствие потерь из-за дифракции на отражательной голограмме.

Световые поля распространяющихся в кристалле пучков представим в виде суперпозиции собственных волн

$$\begin{aligned} E_p(x) = & [C_{p1}(x)e_1 \exp(-ik_0n_1x) \\ & + C_{p2}(x)e_2 \exp(-ik_0n_2x)] \exp\left(-\frac{\alpha}{2}x\right), \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} E_s(x) = & [C_{s1}(x)e_1^* \exp(ik_0n_1x) \\ & + C_{s2}(x)e_2^* \exp(ik_0n_2x)] \exp\left(\frac{\alpha}{2}x\right), \end{aligned} \quad (2)$$

где $e_{1,2} = (y_0 \pm iz_0)/\sqrt{2}$ – векторы поляризации; $n_{1,2} = n_0 \pm \rho/k_0$ – показатели преломления; $k_0 = 2\pi/\lambda$; n_0 и α – коэффициенты преломления и поглощения кристалла соответственно. Можно показать, что при линейной поляризации падающего на входную грань светового пучка амплитуды собственных волн удовлетворяют условиям $C_{p2} = C_{p1}^*$, $C_{s2} = C_{s1}^*$. Уравнения связанных волн, описывающие двухпучковое взаимодействие на отражательной решетке в поглощающем гиротропном кубическом кристалле среза (100) при чисто диффузионном механизме фоторефрактивного отклика, принимают в этом случае вид

$$\frac{dC_{p1}}{dx} = i \frac{\Gamma}{4} m C_{s1} \exp(i2\rho x) \exp(\alpha x), \quad (3)$$

$$\frac{dC_{s1}}{dx} = -i \frac{\Gamma}{4} m C_{p1} \exp(-i2\rho x) \exp(-\alpha x), \quad (4)$$

где

$$m = \frac{C_{s1}C_{p1} + C_{s1}^*C_{p1}^*}{|C_{p1}|^2 \exp(-\alpha x) + |C_{s1}|^2 \exp(\alpha x)}$$

– контраст интерференционной картины в кристалле; Γ – экспоненциальный коэффициент двухпучкового усиления.

Выражая комплексные амплитуды собственных волн через интенсивности в кристалле $\tilde{I}_p(x)$ и $\tilde{I}_s(x)$ и фазы $\varphi_{s1}(x)$ и $\varphi_{p1}(x)$, из системы уравнений (3), (4) получаем

$$\frac{d}{dx}(\tilde{I}_s \tilde{I}_p) = -\frac{\Gamma}{2} \tilde{I}_s \tilde{I}_p \{\sin[2(\varphi_{s1} + \rho x)] - \sin[2(\varphi_{p1} - \rho x)]\}, \quad (5)$$

$$\frac{d}{dx}(\tilde{I}_p - \tilde{I}_s) = -\alpha(\tilde{I}_p + \tilde{I}_s). \quad (6)$$

В отсутствие взаимодействия ($\Gamma = 0$) фазы собственных волн $\varphi_{p1}^0(x)$ и $\varphi_{s1}^0(x)$ не зависят от координаты x и определяются углом θ_0 , который вектор поляризации падающей волны составляет с осью [010] кристалла на его выходной грани $x = 0$: $\varphi_{p1}^0 = \varphi_{p1}(0) = \theta_0$, $\varphi_{s1}^0 = \varphi_{s1}(0) = -\theta_0$. Отсюда следует, что для решетки в кристалле среза (100) оптимальной является ориентация вектора поляризации падающей волны вдоль направлений {011} ($\theta_0 = \pm 45^\circ$). Гиротропия снижает эффективность двухпучкового взаимодействия тем сильнее, чем больше толщина кристалла. Численный анализ системы (3), (4), точно учитывающей векторный характер взаимодействия для исследованного образца $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ ($\rho = -6.5^\circ/\text{мм}$, $d = 3.46$ мм, $\Gamma = 3.9$ см⁻¹, $\alpha = 1.05$ см⁻¹), показывает, что для оптимальной поляризации входящая в уравнение (5) функция

$$\Delta(x) = \sin[2(\varphi_{s1}(x) + \rho x)] - \sin[2(\varphi_{p1}(x) - \rho x)]$$

изменяется от $\Delta(0) = 2$ до $\Delta(-d) = 1.65$. Если пренебречь ее зависимостью от координаты x и заменить на некоторое среднее значение Δ , то система уравнений (5), (6) станет замкнутой и ее интегралы могут быть получены в виде

$$\tilde{I}_s(x)\tilde{I}_p(x) = \tilde{I}_{s0}\tilde{I}_0 \exp(-\tilde{\Gamma}x), \quad (7)$$

$$\begin{aligned} x = & -\frac{1}{\tilde{\Gamma} + 2\alpha} \ln \left[\frac{\tilde{I}_p^2(x)}{\tilde{I}_0^2} \exp(\tilde{\Gamma}x) \right] + \frac{2\tilde{\Gamma}}{\tilde{\Gamma}^2 - 4\alpha^2} \\ & \times \ln \left[\frac{(\tilde{\Gamma} - 2\alpha)\tilde{I}_p^2(x) \exp(\tilde{\Gamma}x) - (\tilde{\Gamma} + 2\alpha)\tilde{I}_s\tilde{I}_0}{(\tilde{\Gamma} - 2\alpha)\tilde{I}_0^2 - (\tilde{\Gamma} + 2\alpha)\tilde{I}_s\tilde{I}_0} \right], \end{aligned} \quad (8)$$

где $\tilde{\Gamma} = \Gamma\tilde{\Delta}/2$; $\tilde{I}_{s0} = \tilde{I}_s(0)$; $\tilde{I}_0 = \tilde{I}_p(0)$.

На рис.3 представлены зависимости $\tilde{I}_s(x)\tilde{I}_p(x)$ и $\tilde{I}_p(x)$, полученные на основе численного решения системы уравнений (3), (4) (кривые 1 и 3) и (7), (8) (кривые 2 и 4) для кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ с приведенными выше параметрами и $\Delta = 1.82$. Сопоставление этих зависимостей показывает, что для тонких кристаллов ориентации (100) при малом удельном вращении скалярная модель взаимодействия на отражательной решетке является хорошим приближением, поэтому для определения временных зависимостей коэффициента усиления Γ и фотоиндуцированного изменения коэффициента поглощения $\Delta x = \alpha(t) - \alpha_0$

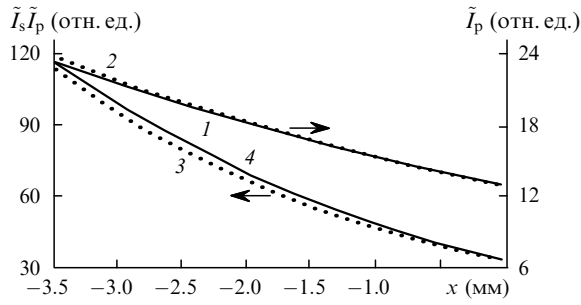


Рис.3. Зависимости интенсивности прошедшего пучка \tilde{I}_p (1, 2) и произведения интенсивностей $\tilde{I}_s \tilde{I}_p$ (3, 4) от x , полученные на основе численного анализа системы уравнений (3), (4) и из решений (7), (8) при $\tilde{I}_{p0} = 13.1$, $\tilde{I}_{s0} = 2.55$.

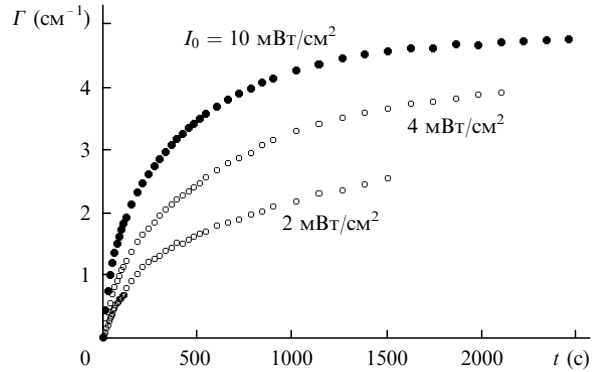


Рис.5. Динамика изменения коэффициента двухпучкового усиления при различных интенсивностях падающего пучка.

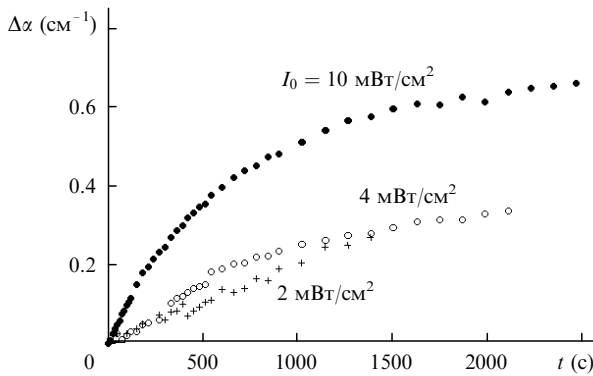


Рис.4. Динамика фотоиндуцированного изменения коэффициента поглощения при различных интенсивностях падающего пучка.

из экспериментальных значений I_0 , $I_s(t)$ и $I_p(t)$ были использованы уравнения (7), (8) и формулы Френеля. Результаты этого расчета представлены на рис.4 и 5 для входных интенсивностей $I_0 = 2, 4$ и 10 мВт/см^2 . Поскольку входная поляризация отличалась от оптимальной ($\theta_{\text{opt}} \approx 67^\circ$), в расчетах мы полагали, что $\tilde{A}/2 = 0.85$ (это значение было получено из численного решения системы уравнений (3), (4)).

Характерно, что даже при $I_0 = 10 \text{ мВт/см}^2$ (рис.4 и 5) фотоиндуцированное поглощение и двухпучковое усиление за $t \sim 40$ мин не достигают стационарных значений. Наблюдаемое изменение коэффициента поглощения $\Delta\alpha \sim 0.65 \text{ см}^{-1}$ превышает начальное поглощение незасвеченного образца $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ $\alpha_0 \sim 0.4 \text{ см}^{-1}$. Для релаксации коэффициента поглощения к начальному значению кри-

сталл выдерживался в темноте несколько суток. Отметим, что точность определения $\alpha(t)$ из уравнения (4) падает с уменьшением интенсивности пучка накачки вследствие роста погрешности измерений, поэтому кривая на рис.4 для входной интенсивности $I_0 = 2 \text{ мВт/см}^2$ только качественно отражает динамику изменения фотоиндуцированного поглощения.

Таким образом, в нелегированном кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ среза (100) относительные интенсивности отраженного от внутренней грани и прошедшего через кристалл пучков изменяются одновременно за счет светоиндуцированного поглощения и дифракции его на отрагательной голограмме. Коэффициент усиления света на такой решетке, формирующейся за счет диффузионного механизма записи, может достигать значительной величины ($\Gamma = 4.7 \text{ см}^{-1}$).

1. Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. *Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике* (С.-П., Наука, 1992).
2. Stepanov S.I. *Repts.Progr.Phys.*, **57**, 39 (1994).
3. Kamshilin A.A., Jaaskelainen T., Khomenko A.V., Garcia-Weidner A. *Appl.Phys.Letts*, **67**, 2585 (1995).
4. Камшилин А.А., Миридонов С.В., Митева М.Г., Мокрушина Е.В. *ЖТФ*, **59**, 113 (1989).
5. Kukhtarev N., Bo Su Chen, Venkateswarlu P., Salamo G., Klein M. *Optics Comms*, **104**, 23 (1993).
6. Mallick S., Miteva M., Nikolova L. *J.Opt.Soc.Amer. B*, **14**, 1179 (1997).
7. Shandarov S., Reshet'ko A., Emelyanov A., Kobozev O., Krayse M., Kargin Yu., Volkov V. *Proc. SPIE*, **2969**, 202 (1996).
8. Kobozev O.V., Shandarov S.M., Kamshilin A.A., Prokofiev V.V. *J.Opt. A: Pure Appl.Optics*, **1**, 442 (1999).

Взаимодействие световых волн на отражательной голографической решетке в кубических фоторефрактивных кристаллах

© А.Г. Мартянов, С.М. Шандаров, Р.В. Литвинов

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники,
634050 Томск, Россия

E-mail: shand@stack.ru

(Поступила в Редакцию 2 июля 2001 г.)

Представлены результаты теоретического анализа встречного двухпучкового взаимодействия света на отражательных решетках в оптически активных кубических кристаллах класса симметрии 23 при произвольной ориентации образцов. В приближении нестоицимой накачки проанализировано влияние неоднаправленного энергообмена на эффективность взаимодействия в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ срезов (100), (111) и (112).

Взаимодействие световых волн на отражательных фоторефрактивных решетках представляет интерес для реализации устройств голографической интерферометрии [1] и узкополосных фильтров оптического излучения [2]. Отражательные решетки в силленитах изучались только для срезов (111) [1] и (100) [3] кристаллов $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ и $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$. В настоящем сообщении проведен анализ двухпучкового взаимодействия света на отражательных решетках в оптически активных кубических кристаллах класса симметрии 23 для образцов произвольной ориентации.

Рассмотрим фоторефрактивный кристалл симметрии 23 (рис. 1), в котором навстречу друг другу вдоль оси x распространяются световые волны сигнала и накачки с интенсивностями I_S и I_P соответственно. Полагаем, что торцы образца $x = 0$ и $x = -d$ просветлены и отраженные волны в кристалле отсутствуют. Световые поля сигнала и накачки в кристалле с учетом поглощения представим в виде суперпозиции собственных волн с круговыми поляризациями

$$\mathbf{E}_P(x) = \left[C_{P1}(x)\mathbf{e}_1 \exp(-ik_0n_1x) + C_{P2}(x)\mathbf{e}_2 \exp(-ik_0n_2x) \right] \exp(-\alpha/2x), \quad (1)$$

$$\mathbf{E}_S(x) = \left[C_{S1}(x)\mathbf{e}_1^* \exp(-ik_0n_1x) + C_{S2}(x)\mathbf{e}_2^* \exp(-ik_0n_2x) \right] \exp(\alpha/2x), \quad (2)$$

где $\mathbf{e}_{1,2} = (\mathbf{y}_0 \pm i\mathbf{z}_0)/\sqrt{2}$ — векторы поляризации, а $n_{1,2} = n_0 \pm \rho/k_0$ — показатели преломления собственных волн, $k_0 = 2\pi/\lambda$ — волновое число для вакуума, n_0 и α — коэффициенты преломления и поглощения кристалла, а ρ — его удельное оптическое вращение. Образующаяся в кристалле интерференционная картина имеет вектор решетки $\mathbf{K} = 2k_0n_0\mathbf{x}_0$ и контраст

$$m(x) = 2 \frac{C_{S1}C_{P2}^* + C_{S2}C_{P1}^*}{(|C_{P1}|^2 + |C_{P2}|^2) \exp(-\alpha x) + (|C_{S1}|^2 + |C_{S2}|^2) \exp(\alpha x)} \quad (3)$$

и вызывает процессы перераспределения зарядов по дефектным центрам. При малом контрасте $m \ll 1$

формирующееся за счет диффузионного механизма поле пространственного заряда содержит только первую пространственную гармонику с вектором \mathbf{K} . В случае одноуровневой зонной модели фоторефрактивного кристалла амплитуда первой гармоники определяется выражением [4]

$$E_1 = -imE_{SC} = -im \frac{E_D}{1 + E_D/E_q}, \quad (4)$$

где $E_D = (k_B T/e)K$ — диффузионное поле, $E_q = eN_A/(\epsilon K)$ — поле насыщения ловушек, $K = |\mathbf{K}| = 2\pi/\Lambda$, Λ — пространственный период фоторефрактивной решетки. При произвольной ориентации образца (рис. 1) относительно вектора решетки \mathbf{K} изменение оптических свойств среды обусловлено как линейным электрооптическим эффектом, так и дополнительным фотоупругим вкладом, связанным с упругими деформациями кристалла за счет пьезоэлектрического эффекта [5]. Результирующая амплитуда изменений компонент диэлектрического тензора в кубическом электрооптическом кристалле с использованием известных соотношений [6,7] и формулы (4) может быть представлена в виде

$$\Delta\epsilon_{mn} = -n_0^4 r_{41}^S \Delta b_{mn} E_1 = -im n_0^4 E_{SC} \Delta b_{mn},$$

$$\Delta b_{mn} = \left[|\delta_{mnp}| m_p + \frac{1}{r_{41}^S} (P_{mnkl}^E m_l \gamma_{ki} e_{pir} m_p m_r) \right], \quad (5)$$

где r_{mnp}^S и P_{mnkl}^E — компоненты электрооптического тензора зажатого кристалла и фотоупругого тензора, измеренного при постоянном электрическом поле соответственно, γ_{ki} — компоненты тензора, обратного к $\Gamma_{ik} = (C_{ijkl}^E m_j m_l)$, C_{ijkl}^E и e_{pir} — компоненты тензоров модулей упругости и пьезоэлектрических констант, δ_{mnp} — единичный антисимметричный тензор третьего ранга и m_p — направляющие косинусы вектора решетки \mathbf{K} , совпадающего в нашем случае по направлению с ортом \mathbf{x}_0 в кристаллофизической системе координат. Используя далее стандартную процедуру метода медленно меняющихся амплитуд, из волнового уравнения для гиротропных сред можно получить уравнения связанных

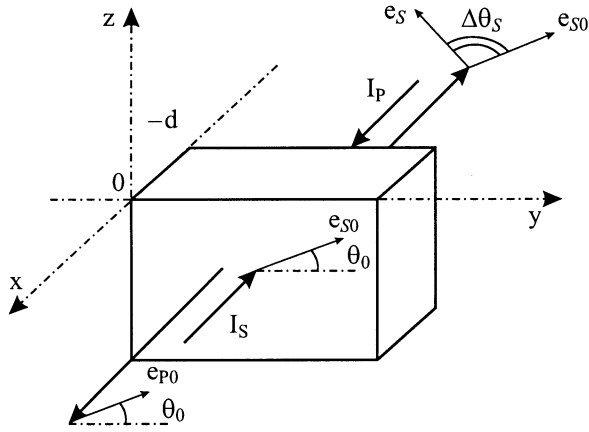


Рис. 1. Схема встречного двухпучкового взаимодействия.

волн, описывающие двухпучковое взаимодействие на отражательной решетке, в следующем виде:

$$\frac{dC_{S1}}{dx} = -\frac{\gamma}{4}m \left[g_I^* C_{P1} \exp(-i2\rho x) + g_E C_{P2} \right] \exp(-\alpha x),$$

$$\frac{dC_{S2}}{dx} = -\frac{\gamma}{4}m \left[g_E C_{P1} + g_I C_{P2} \exp(i2\rho x) \right] \exp(-\alpha x),$$

$$\frac{dC_{P1}}{dx} = -\frac{\gamma}{4}m^* \left[g_I C_{S1} \exp(i2\rho x) + g_E C_{S2} \right] \exp(\alpha x),$$

$$\frac{dC_{P2}}{dx} = -\frac{\gamma}{4}m^* \left[g_E C_{S1} + g_I^* C_{S2} \exp(-i2\rho x) \right] \exp(\alpha x),$$

где $\gamma = k_0 n_0^3 r_{41}^S E_{SC}$ — постоянная связи, $g_I = (\mathbf{e}_1^* \Delta \mathbf{b} \mathbf{e}_2)$ и $g_E = (\mathbf{e}_1^* \Delta \mathbf{b} \mathbf{e}_1) = (\mathbf{e}_2^* \Delta \mathbf{b} \mathbf{e}_2)$ — тензорные свертки, описывающие соответственно вклад во встречное взаимодействие внутримодовых (без изменения собственного показателя преломления) и межмодовых процессов.

В приближении неистощимой накачки амплитуды собственных волн C_{P1} и C_{P2} не зависят от координаты x , и решение для составляющих светового поля сигнальной волны может быть получено в следующем виде:

$$C_{S1}(x) = C_{S1}(0) + \frac{m(0)}{2} \left\{ C_{P2} [\exp(G(x) - 1)] + C_{P1}^* \Phi(x) \right\},$$

$$C_{S2}(x) = C_{S2}(0) + \frac{m(0)}{2} \left\{ C_{P1} [\exp(G(x) - 1)] - C_{P2}^* \Phi(x) \right\}, \quad (7)$$

где

$$G(x) = -\frac{\gamma x}{2} \left[g_E + 2 \operatorname{Im} \left[g_I \frac{C_{P1}^* C_{P2} \exp(i2\rho x) - 1}{I_{P0} 2\rho x} \right] \right], \quad (8)$$

$$\Phi(x) = -\frac{\gamma}{2I_{P0}} \int_0^x \exp[G(\xi)] \times \left[g_I^* C_{P1}^2 \exp(-i2\rho\xi) - g_I C_{P2}^2 \exp(i2\rho\xi) \right] d\xi, \quad (9)$$

$I_{P0} = |C_{P1}|^2 + |C_{P2}|^2$ — интенсивность пучка накачки при $X = 0$. Усиление сигнальной волны на отража-

тельной решетке и ее поляризационная структура, как следует из соотношений (2), (3) и (7)–(9), определяется свертками g_E и g_I . Используя уравнение (5), легко показать, что при ориентации вектора решетки вдоль кристаллографических направлений $\langle 110 \rangle$ выполняется условие $g_E = g_I = 0$ и взаимодействие отсутствует.

В образцах среза (111), когда $\mathbf{K} \parallel [111]$, получаем

$$g_I = 0, \quad g_E = \Delta b_{11} - \Delta b_{12} = -\frac{1}{\sqrt{3}} \left[1 - \frac{2e_{14}(p_{11} + p_{12} + p_{13} + p_{44}^E)}{r_{41}^S (C_{11} + 2C_{12} + 4C_{44}^E)} \right]. \quad (10)$$

Для значений электрооптической постоянной зажатого кристалла r_{41}^S , пьезоэлектрического и фотоупругих коэффициентов e_{14} и p_{mn}^E и модулей упругости C_{mn}^E титаната висмута, приведенных в работе [8], $g_E = -0.266$. Сигнальная волна с левой круговой поляризацией ($C_{S1}(0) \neq 0, C_{S2}(0) = 0$) в этом случае будет эффективно обмениваться энергией с правополяризованной волной накачки ($C_{P2} \neq 0, C_{P1} = 0$)

$$\mathbf{E}_S^c(x) = \mathbf{e}_1^* C_{S1}(0) \exp \left[-\frac{g_E \gamma - \alpha}{2} x \right] \exp(ik_0 n_1 x). \quad (11)$$

Изменения поляризационной структуры здесь не происходит, а экспоненциальный коэффициент двухпучкового усиления, определяемый из соотношения

$$\Gamma = \frac{1}{d} \ln \left[\frac{I_S^p(-d)}{I_S^0(-d)} \right] \quad (12)$$

через интенсивности сигнального пучка в присутствии накачки ($I_S^p(-d)$) и в ее отсутствие ($I_S^0(-d)$), равен

$$\Gamma_{[111]}^* = g_E \gamma = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{41}^S \frac{g_E E_D}{1 + E_D/E_q}. \quad (13)$$

Таким же коэффициентом усиления характеризуется двухпучковое взаимодействие при одинаковой линейной поляризации сигнала и накачки

$$\Gamma_{[111]}^l = g_E \gamma, \quad (14)$$

причем поляризационная структура сигнальной волны не изменяется.

В образцах среза (100) при $\mathbf{y}_0 \parallel [010]$ и $\mathbf{z}_0 \parallel [001]$ имеют место соотношения

$$g_E = 0, \quad g_I = -i\Delta b_{23} = -i. \quad (15)$$

Характерно, что при круговой поляризации волны накачки, когда $C_{P1} = 0$ или $C_{P2} = 0$, экспоненциального усиления в данном срезе не происходит, поскольку $G(x) = 0$. Если пучки сигнала и накачки имеют одинаковый тип круговой поляризации (например, правую, когда $C_{P1} = 0$ и $C_{S1} = 0$), взаимодействия не наблюдается

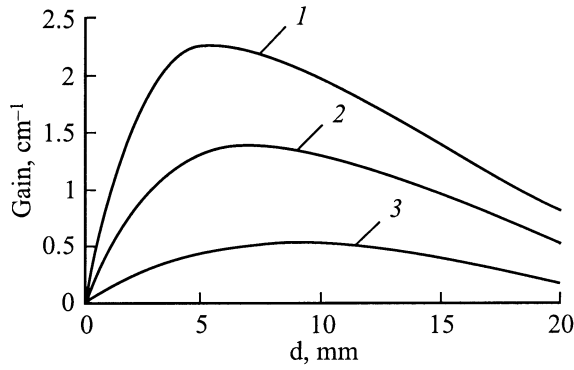


Рис. 2. Зависимость коэффициента двухпучкового усиления от толщины кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ при ориентации вектора решетки \mathbf{K} вдоль оси $[100]$ для коэффициентов связи $\gamma = 2$ (1), 4 (2) и 6 cm^{-1} (3).

из-за отсутствия интерференции ($m(0) = 0$). В случае правополяризованной волны накачки и сигнальной волны, имеющей левую поляризацию на входной грани ($C_{S2}(0) = 0$), амплитуды собственных волн в кристалле могут быть получены из соотношений (7) в следующем виде:

$$C_{S1}(x) = C_{S1}(0), \quad C_{S2}(x) = C_{S1}(0) \frac{\gamma}{4\rho} [\exp(i2\rho x) - 1]. \quad (16)$$

Таким образом, левополяризованная сигнальная волна создает здесь вместе с накачкой фоторефрактивную решетку, не участвуя непосредственно в обмене энергией. Дифракция на данной решетке волны накачки приводит к перекачке ее энергии в правополяризованную компоненту сигнала. Соответствующий коэффициент двухпучкового усиления

$$\Gamma_{[100]}^c = \frac{1}{d} \ln \left[1 + \left(\frac{\gamma}{2\rho} \right)^2 \sin^2(\rho d) \right] \quad (17)$$

не зависит от знака электрооптической постоянной и описывает эффект неонаправленного энергообмена, который ранее рассматривался только для пропускающей геометрии взаимодействия [9]. Для кристаллов с малым удельным вращением коэффициент $\Gamma_{[100]}^c$ может достигать заметной величины. На рис. 2 представлены зависимости $\Gamma_{[100]}^c$ от толщины образца $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ ($\rho = 6.5/\text{mm}$ на длине волны $\lambda = 633 \text{ nm}$) при различных значениях постоянной связи γ . Характерно, что эффективность неонаправленного энергообмена достигает максимума при некоторых оптимальных длинах взаимодействия, уменьшающихся с увеличением постоянной связи.

При взаимодействии в кристаллах среза (100) волн с линейной поляризацией усиление сигнала происходит как за счет однонаправленного, так и неонаправленного энергообмена. Результаты расчета поляри-

зационных зависимостей коэффициента двухпучкового усиления $\Gamma_{[100]}^l$ с использованием соотношений (7)–(9) представлены на рис. 3. Считалось, что волны сигнала и накачки при $x = 0$ имеют одинаковые векторы поляризации $\mathbf{e}_{S0} = \mathbf{e}_{P0}$, составляющие угол θ_0 с осью y_0 . Характерно, что в тонком образце ($d = 2 \text{ mm}$, рис. 3, а) экстремумы поляризационных зависимостей, рассчитанных с учетом (сплошные кривые) и без учета (штриховые кривые) неонаправленного энергообмена, практически совпадают и соответствуют ориентациям $\mathbf{e}_P \parallel \langle 011 \rangle$ в середине образца. В более толстом кристалле ($d = 6 \text{ mm}$, рис. 3, б) ориентация $\mathbf{e}_P \parallel \langle 011 \rangle$ в его середине ($\theta_0 = 45 + \rho d/2$) отличается от оптимальной тем сильнее, чем больше постоянная связи γ . Отметим, что неонаправленный энергообмен, всегда идущий от сильного пучка к слабому, расширяет область углов θ_0 , соответствующих положительным коэффициентам усиления $\Gamma_{[100]}^l(\theta_0)$.

В рассматриваемом случае взаимодействия линейно поляризованных волн, имеющих на грани $x = 0$ образца с ориентацией (100) совпадающие по направлению векторы $\mathbf{e}_{S0} = \mathbf{e}_{P0}$, поляризация сигнальной

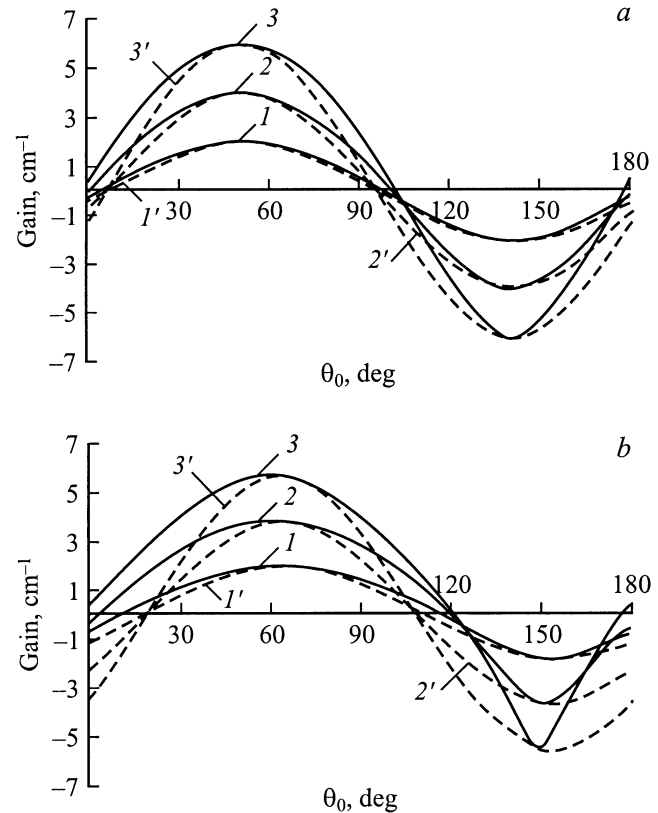


Рис. 3. Зависимость коэффициента двухпучкового усиления, рассчитанная с учетом (сплошные кривые) и без учета (штриховые кривые) неонаправленного энергообмена от угла θ_0 для кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ толщиной $d = 2 \text{ mm}$ (а) и $d = 6 \text{ mm}$ (б) при ориентации вектора решетки \mathbf{K} вдоль оси $[100]$. Кривые соответствуют коэффициентам связи $\gamma = 2$ (1 и 1'), 4 (2 и 2') и 6 cm^{-1} (3 и 3').

волны остается линейной во всем кристалле. Однако в процессе распространения вектор \mathbf{e}_S поворачивается как из-за оптической активности кристалла, так и за счет взаимодействия с волной накачки. Зависимости угла поворота $\Delta\theta_S$ вектора \mathbf{e}_S при $x = -d$ относительно его положения на грани образца $x = 0$ от определяющего это положение угла θ_0 представлены на рис. 4. Штриховые прямые на этом рисунке соответствуют отсутствию взаимодействия ($\gamma = 0$) и показывают углы поворота поляризации, обусловленные оптической активностью. Углы поворота поляризации сигнального пучка в присутствии волны накачки увеличиваются с ростом постоянной связи и толщины образца. В случае $\gamma = 6 \text{ см}^{-1}$ и $d = 6 \text{ мм}$ (рис. 4, *b*) максимальный угол поворота составляет $\sim 70^\circ$. Характерно, что максимальное влияние взаимодействия на отражательной решетке на поляризацию сигнальной волны достигается при минимальных по абсолютной величине коэффициентах двухпучкового усиления. Это согласуется с результатами, полученными в работе [10] для взаимодействия волн в оптически активных кристаллах среза (100) на пропускающей решетке с ориентацией $\mathbf{K} \parallel [\bar{1}10]$.

В общем случае во взаимодействие волн вносят вклад как межмодовые, так и внутримодовые процессы. При ориентации вектора отражательной решетки $\mathbf{K} \parallel [11\bar{2}]$

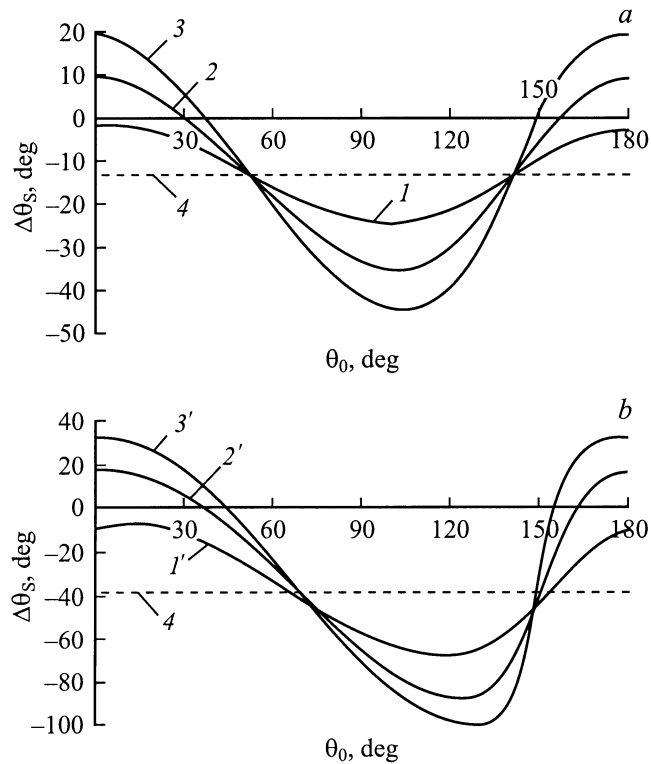


Рис. 4. Зависимость угла поворота вектора поляризации сигнальной волны от угла θ_0 для кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ толщиной $d = 2 \text{ мм}$ (*a*) и 6 мм (*b*) при ориентации вектора решетки \mathbf{K} вдоль оси $[100]$. Кривые соответствуют коэффициентам связи $\gamma = 0$ (4), 2 (I и I'), 4 (2 и 2') и 6 см^{-1} (3 и 3').

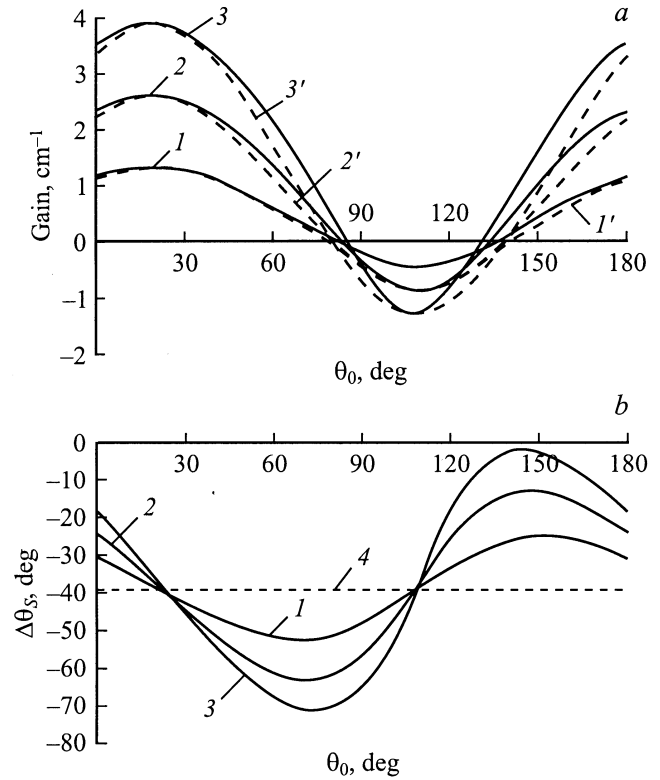


Рис. 5. Зависимость коэффициента двухпучкового усиления (*a*), рассчитанная с учетом (сплошные кривые) и без учета (штриховые кривые) неоднаправленного энергообмена от угла поворота вектора поляризации сигнальной волны (*b*) от θ_0 для кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ толщиной $d = 6 \text{ мм}$ при ориентации вектора решетки \mathbf{K} вдоль оси $[11\bar{2}]$. Кривые соответствуют коэффициентам связи $\gamma = 0$ (4), 2 (I и I'), 4 (2 и 2') и 6 см^{-1} (3 и 3').

в титанате висмута имеем $g_I = 0.467$, $g_E = 0.216$ для $\mathbf{y}_0 \parallel [1\bar{1}0]$ и $\mathbf{z}_0 \parallel [\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$. Результаты численного расчета поляризационных зависимостей коэффициента двухпучкового усиления $\Gamma_{[11\bar{2}]}^I$ и угла поворота поляризации $\Delta\theta_S$ для волн сигнала и накачки, имеющих одинаковые векторы линейной поляризации $\mathbf{e}_{S0} = \mathbf{e}_{P0}$ при $x = 0$, представлены на рис. 5. Отметим, что экстремальные значения угла поворота плоскости поляризации сигнальной волны (рис. 5, *b*) в этом случае совпадают с экстремумами скорости изменения коэффициента усиления $\Gamma^I(\theta_0)$ (рис. 5, *a*).

Таким образом, в данной работе в приближении неистощимой накачки получены соотношения, описывающие двухволновое взаимодействие световых волн в кубических гиротропных кристаллах на отражательной фоторефрактивной решетке. Показано, что вклад неоднаправленного энергообмена во взаимодействие может приводить к значительным изменениям его эффективности. Изменения поляризационного состояния сигнальной волны в присутствии волны накачки зависят от среза и толщины кристалла.

Список литературы

- [1] N.V. Kukhtatev, B.S. Chen, P. Venlateswartu, G. Salamo, M. Klein. *Opt. Commun.* **104**, 23 (1993).
- [2] И.Ф. Канаев, В.К. Малиновский, Н.В. Суровцев. *ФТТ* **42**, 11, 2079 (2000).
- [3] S. Mallick, M. Miteva, L. Nikolova. *J. Opt. Soc. Am.* **B14**, 5, 1179 (1997).
- [4] N.V. Kukhtarev, V.B. Markov, S.G. Odulov, M.S. Soskin, V.L. Vinetskii. *Ferroelectrics* **22**, 949 (1979).
- [5] А.А. Изванов, А.Е. Мандель, Н.Д. Хатьков, С.М. Шандаров. *Автометрия* 2, 79 (1986).
- [6] С.И. Степанов, С.М. Шандаров, Н.Д. Хатьков. *ФТТ* **29**, 10, 3054 (1987).
- [7] B.I. Sturman, E.V. Podivilov, K.H. Ringhofer, E. Shamonina, V.P. Kamenov, E. Nippolainen, V.V. Prokofiev, A.A. Kamshilin. *Phys. Rev.* **E60**, 3332 (1999).
- [8] О.В. Кобозев, С.М. Шандаров, Р.В. Литвинов, А.А. Максимов, Ю.Ф. Каргин, В.В. Волков. *Неорган. материалы* **34**, 12, 1486 (1998).
- [9] В.Ю. Красноперов, Р.В. Литвинов, С.М. Шандаров. *ФТТ* **41**, 4, 632 (1999).
- [10] Р.В. Литвинов, С.М. Шандаров, С.Г. Чистяков. *ФТТ* **42**, 8, 1397 (2000).

Встречное двухволновое взаимодействие в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20} : \text{Ca} : \text{Ga}$ в условиях фотоиндуцированного поглощения света

А.Г.Мартьянов*, Е.Ю.Агеев*, С.М.Шандаров*, А.Е.Мандель*, Н.В.Бочанова*, Н.В.Иванова*,
Ю.Ф.Каргин**, В.В.Волков**, А.В.Егорышева**, В.В.Шепелевич****

Показано, что при встречном взаимодействии когерентных световых пучков с длиной волны $\lambda = 633$ нм в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20} : \text{Ca} : \text{Ga}$ формируется отражательная голографическая решетка. Она представляет собой совокупность фазовой и амплитудной составляющих, связанных с фотоиндуцированными возмущениями коэффициентов преломления и поглощения кристалла. Одновременно с формированием решетки происходит фотоиндуцированное уменьшение коэффициента поглощения света $\Delta\alpha$, равное -0.07 см^{-1} . При некогерентном облучении с $\lambda \approx 600$ нм возникает фотоиндуцированное просветление кристалла ($\Delta\alpha = -0.12 \text{ см}^{-1}$), в то время как при $\lambda \approx 570$ нм происходит увеличение поглощения.

Ключевые слова: фоторефрактивная решетка, двухволновое взаимодействие, фотоиндуцированное поглощение.

1. Введение

Динамические решетки отражательного типа, формирующиеся в фоторефрактивных кристаллах, представляют интерес для создания узкополосных оптических фильтров [1] и голографических интерферометров [2]. Встречное взаимодействие на отражательных решетках может быть использовано для самообращения лазерных пучков [3] и усиления слабых световых волн [4, 5].

Привлекательным фоторефрактивным материалом для использования в красной области спектра является титанат висмута, относящийся к кубическому нецентросимметричному классу симметрии 23. Кристаллы $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ имеют малое удельное оптическое вращение плоскости поляризации ($\rho \sim 6.3$ угл.град.мм⁻¹ на длине волны $\lambda = 633$ нм) и относительно высокую скорость фоторефрактивного отклика [6, 7]. Они допускают легирование различными примесями, существенно изменяющими оптические, фотопроводящие и фотохромные свойства исходного монокристалла [8, 9]. При когерентном излучении фотохромный эффект приводит к формированию в фоторефрактивном кристалле не только фазовых голограмм, но и амплитудных решеток коэффициента поглощения [10, 11]. Двухпучковое взаимодействие на таких комбинированных решетках в кристаллах титаната висмута в пропускающей геометрии изучалось, например, в [12, 13].

В настоящей работе экспериментально исследуется динамика двухпучкового взаимодействия лазерного излучения на объемной голографической решетке отражательного типа в легированном кальцием и галлием монокристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20} : \text{Ca} : \text{Ga}$.

2. Методика экспериментов

В экспериментах использовался легированный кальцием и галлием монокристалл титаната висмута, выращенный по методу Чохральского из раствора в расплаве. Исходная шихта содержала оксиды висмута Bi_2O_3 и титана TiO_2 , а также добавки карбоната кальция CaCO_3 и оксида галлия Ga_2O_3 , весовая концентрация которых составляла 0.17 % и 0.16 % соответственно. Рост осуществлялся на затравку $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (ориентированную в направлении (100)) на воздухе в платиновом тигле, помещенном в печь с резистивным нагревателем. Исследуемый нами образец имел оптически полированные грани (111) с поперечными размерами 7×12 мм и толщину $d = 8.74$ мм. Разориентация граней относительно кристаллографических плоскостей (111), измеренная с помощью рентгеновского дифрактометра, не превышала 0.2° . Кристалл $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20} : \text{Ca} : \text{Ga}$ имел кубическую объемно центрированную структуру (пространственная группа 123) с параметром элементарной ячейки $a_0 = 10.17$ Å. Удельное оптическое вращение плоскости поляризации $\rho = -7.4$ угл.град.мм⁻¹ при $\lambda = 633$ нм превышало $\rho = -6.3$ угл.град.мм⁻¹, характерное для нелегированного титаната висмута.

Схема экспериментальной установки по взаимодействию световых пучков на отражательной решетке изображена на рис.1. Диаметр пучка излучения He-Ne-лазера 5 ($\lambda = 633$ нм) с гауссовым распределением амплитуды и линейной поляризацией, проходя коллиматор 1, увеличивался до $2r_0 = 2.2$ мм по уровню половинной интенсивности. Фильтр 2 использовался для ослабления входной интенсивности пучка I_0 до 70 мВт/см^2 . Поляроид 3 и составная четвертьволновая пластинка 4 [14] позволяли задавать поляризацию светового излучения на входной грани кристалла, близкую к круговой, с коэффициентом эллиптичности $\Psi \geq 0.96$. Небольшая клиновидность образца ($\sim 0.2^\circ$) давала возможность разделить пучки с интенсивностями I_r и I_s , отраженные соответственно от входной ($x = -d$) и выходной ($x = 0$) грани кристалла. Интенсивности прошедшего и сигнально-

*Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Россия, 634050 Томск, просп. Ленина, 40

**Институт общей и неорганической химии РАН, Россия, 117907 Москва, Ленинский просп., 31

***Мозырский государственный педагогический университет, Белоруссия, 247760 Мозырь, Студенческая ул., 28

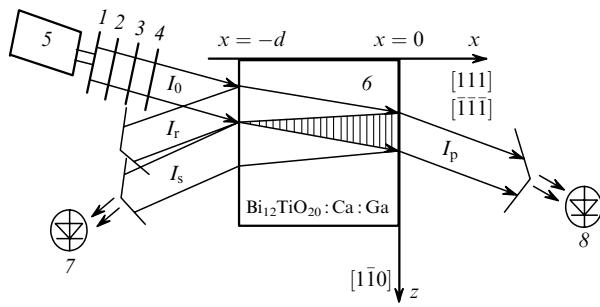


Рис.1. Схема экспериментальной установки:
1 – коллиматор; 2 – светофильтр; 3 – поляризатор; 4 – составная четвертьволновая пластинка; 5 – He–Ne-лазер; 6 – исследуемый кристалл; 7, 8 – фотодиоды.

го пучков I_p и I_s фиксировались фотодиодами 7 и 8 соответственно. В экспериментах применялась автоматическая компьютерная система съема данных с фотодиодов, позволяющая регулировать интервалы времени между отсчетами показаний на различных этапах эксперимента от 0.1 до 10 с. В промежутках между экспериментами кристалл закрывался светонепроницаемым футляром, используемым для изоляции от внешней засветки и обеспечения релаксации состояния кристалла к исходному, время которой составляло около суток.

Эксперименты по исследованию динамики изменения интенсивностей прошедшего ($I_p(t)$) и сигнального ($I_s(t)$) пучков после включения падающего пучка проводились для двух противоположных ориентаций кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}:\text{Ga}$. Вторая ориентация получалась из первой путем поворота образца на 180° вокруг вертикальной оси, совпадающей с кристаллографическим направлением $[1\bar{1}0]$ (рис.1).

Для изучения динамики фотоиндуцированного поглощения света в исследуемом кристалле использовалось некогерентное излучение полупроводниковых светодиодов, близкое по длинам волн ($\lambda = 660$ и 570 нм) и интенсивности к излучению He–Ne-лазера. Длина когерентности полупроводниковых световодов не превышала 25 мкм, поэтому отражательная решетка в кристалле, которая может формироваться только вблизи отражающей внутренней грани $x = 0$, не оказывала заметного влияния на динамику интенсивности прошедшего пучка $I_p(t)$.

3. Экспериментальные результаты

Временные зависимости нормированной интенсивности пучков $I_p(t)$ и $I_s(t)$, наблюдаемые после включения входного лазерного излучения с круговой поляризацией, представлены на рис.2. Для обеих ориентаций образца интенсивности прошедшего и сигнального пучков увеличиваются со временем, что свидетельствует о фотоиндуцированном просветлении кристалла. В случае первой ориентации относительный рост интенсивности слабой сигнальной волны значительно превышает таковой для сильного прошедшего пучка (рис.2,а). Это связано с формированием в кристалле отражательной решетки, на которой и происходит перекачка энергии в сигнальную волну. Зависимости $I_p(t)$ и $I_s(t)$ имеют два характерных участка. На начальном участке продолжительностью ~ 150 с интенсивность быстро растет. Далее происходят сравнительно медленные процессы, продолжающиеся в течение длительного времени. Интенсивность сигнальной волны достигает максимума при $t \approx 600$ с, а затем начинает

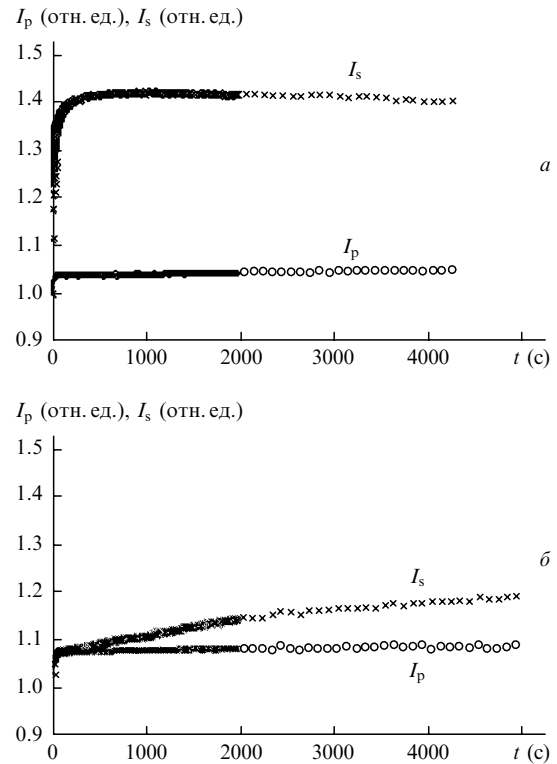


Рис.2. Временные зависимости интенсивностей прошедшего (I_p) и сигнального (I_s) пучков при входной интенсивности $I_0 = 70$ мВт/см² и ориентации вектора решетки вдоль оси $[111]$ (а) и $[\bar{1}\bar{1}1]$ (б).

медленно падать, в то время как для прошедшего пучка наблюдается ее незначительный рост.

Изменение ориентации кристалла поворотом вокруг оси $[1\bar{1}0]$ на 180° приводит к смене направления перекачки энергии, поэтому относительный рост интенсивности накачки в этом случае (рис.2,б) выше, чем в случае первой ориентации (рис.2,а). Однако сигнальный пучок, энергия которого перекачивается здесь к волне накачки на фото-рефрактивной решетке диффузионного типа, продолжает возрастать в течение всего эксперимента.

Вариации интенсивности прошедшего пучка $I_p(t)$ при когерентном излучении связаны как с фотоиндуцированным просветлением кристалла, так и со взаимодействием на отражательной решетке. При некогерентном свете динамика $I_p(t)$ отражает только изменения коэффициента поглощения кристалла $\alpha(t)$. Временные зависимости этих изменений $\Delta\alpha(t) = \alpha(t) - \alpha(0)$ для узкополосного излучения полупроводниковых светодиодов с длинами волн $\lambda \approx 660$ и 570 нм представлены на рис.3. Видно, что в то время как излучение из красной области спектра приводит к просветлению кристалла, желтый свет вызывает увеличение собственного коэффициента поглощения. Максимальное просветление кристалла $\Delta\alpha(t) = -0.12$ см⁻¹ наблюдалось для $\lambda \approx 660$ нм при $I_0 = 81$ мВт/см² и достигалось за время ~ 300 с. За исключением кривой, соответствующей $I_0 = 61$ мВт/см², $\lambda \approx 660$ нм, представленные зависимости $\Delta\alpha(t)$ имеют участки медленного роста поглощения, продолжающегося в течение всего эксперимента.

Отметим, что динамика изменений коэффициента поглощения $\Delta\alpha(t)$ при некогерентном излучении совпадала в пределах точности эксперимента для обеих ориентаций кристалла. На начальном участке изменение $\Delta\alpha(t)$ происходило линейно со временем, а скорость уменьшения по-

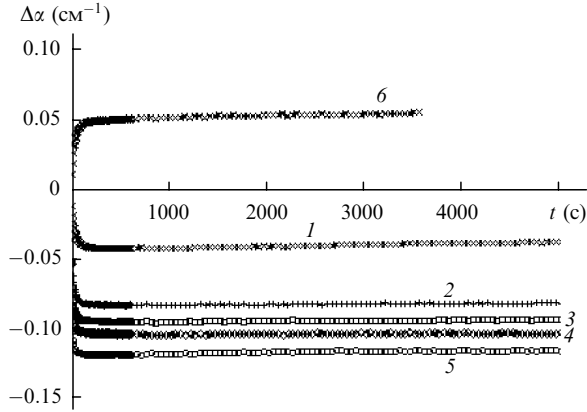


Рис.3. Временные зависимости изменений коэффициента поглощения кристалла при засветке некогерентным излучением с $\lambda \approx 660$ нм (1–5), $\lambda \approx 570$ нм (6) и $I_0 = 7$ (1), 20 (2), 34 (3), 61 (4), 81 (5) и 1.6 мВт/см² (6).

глощения для $\lambda \approx 660$ нм была пропорциональна входной интенсивности I_0 .

4. Теоретическая модель взаимодействия на отражательной решетке

Световые поля пучков, взаимодействующих на отражательной решетке, могут быть представлены в виде суперпозиции собственных волн

$$E_p(x) = [C_{p1}(x)e_1 \exp(-ik_0n_1x) + C_{p2}(x)e_2 \exp(-ik_0n_2x)] \times \exp\left(-\frac{\alpha}{2}x\right), \quad (1)$$

$$E_s(x) = [C_{s1}(x)e_1^* \exp(ik_0n_1x) + C_{s2}(x)e_2^* \exp(ik_0n_2x)] \times \exp\left(\frac{\alpha}{2}x\right), \quad (2)$$

с векторами поляризации $e_{1,2} = (y_0 \pm iz_0)/\sqrt{2}$. Здесь $n_{1,2} = n_0 \pm \rho/k_0$; $k_0 = 2\pi/\lambda$; n_0 и α – коэффициенты преломления и поглощения кристалла. В образцах среза (111) волна накачки с правой круговой поляризацией ($C_{p2} \neq 0$, $C_{p1} = 0$) может эффективно обмениваться энергией с левополяризованной сигнальной волной ($C_{s1} \neq 0$, $C_{s2} = 0$), и наоборот [15]. В этом случае поляризационная структура светового поля в процессе взаимодействия не изменяется. Левополяризованная сигнальная волна возникает в кристалле при отражении пучка накачки с правой круговой поляризацией от выходной грани (при $x = 0$, см. рис.1). Образующаяся в кристалле интерференционная картина характеризуется вектором решетки $\mathbf{K} = 2k_0n_0x_0$, пространственным периодом $\Lambda = 2\pi/|\mathbf{K}| = \lambda/(2n_0)$ и контрастом

$$m(x) = \frac{2C_{s1}C_{p2}^*}{|C_{p2}|^2 \exp(-\alpha x) + |C_{s1}|^2 \exp(\alpha x)}. \quad (3)$$

Периодическая неравномерность освещения кристалла вызывает перераспределение зарядов по дефектным центрам. В отсутствие приложенного к кристаллу внешнего электрического поля диффузия приводит к формированию распределения поля пространственного заряда,

сдвинутого относительно интерференционной картины на четверть пространственного периода. Благодаря линейному электрооптическому эффекту в кристалле возникает сдвинутая фазовая отражательная решетка, амплитуда которой при $m \ll 1$ пропорциональна контрасту. Из-за сложной структуры дефектных центров, имеющих разные сечения фотоионизации, в реальных кристаллах могут формироваться и амплитудные решетки абсорбционного типа [11, 16]. Такие решетки имеют пространственный сдвиг $\delta = 0$ или $\delta = \Lambda/2$ относительно интерференционной картины и амплитуду, также пропорциональную m для малых контрастов.

С учетом сделанных допущений уравнения связанных волн, описывающие двухпучковое взаимодействие на отражательной решетке в срезе (111) поглощающего гиротропного кристалла симметрии 23, могут быть получены в виде

$$\frac{dC_{s1}}{dx} = -\frac{1}{4}(\Gamma_{ph} - \Gamma_a)mC_{p2} \exp(-\alpha x), \quad (4)$$

$$\frac{dC_{p2}}{dx} = -\frac{1}{4}(\Gamma_{ph} + \Gamma_a)m^*C_{s1} \exp(\alpha x), \quad (5)$$

где Γ_{ph} и Γ_a – коэффициенты двухпучкового усиления для фоторефрактивной и абсорбционной решеток соответственно. Переходя к интенсивностям $\tilde{I}_p \sim |E_p|^2$ и $\tilde{I}_s \sim |E_s|^2$ и используя соотношения (1)–(3), из системы уравнений (4) и (5) получаем

$$\frac{d\tilde{I}_s}{dx} = \alpha\tilde{I}_s - (\Gamma_{ph} - \Gamma_a)\frac{\tilde{I}_p\tilde{I}_s}{\tilde{I}_p + \tilde{I}_s}, \quad (6)$$

$$\frac{d\tilde{I}_p}{dx} = \alpha\tilde{I}_p - (\Gamma_{ph} + \Gamma_a)\frac{\tilde{I}_p\tilde{I}_s}{\tilde{I}_p + \tilde{I}_s}. \quad (7)$$

При выполнении условий $\tilde{I}_s \ll \tilde{I}_p$ и $\alpha\tilde{I}_p \gg |\Gamma_{ph} + \Gamma_a|\tilde{I}_s$ можно пренебречь изменениями интенсивности накачки за счет двухпучкового взаимодействия и получить решение уравнения (7) в виде

$$\tilde{I}_p = \tilde{I}_0 \exp(-\alpha x), \quad (8)$$

где $\tilde{I}_0 = \tilde{I}_p(0)$. В таком приближении заданной накачки уравнение (6) имеет следующий интеграл:

$$x = \frac{1}{\alpha - \Gamma_{ph} + \Gamma_a} \ln\left(\frac{\tilde{I}_s}{\tilde{I}_{s0}}\right) - \frac{\Gamma_{ph} - \Gamma_a}{2\alpha(\alpha - \Gamma_{ph} + \Gamma_a)} \times \ln\left[\frac{(2\alpha - \Gamma_{ph} + \Gamma_a)\tilde{I}_0 + 2\alpha\tilde{I}_s \exp(\alpha x)}{(2\alpha - \Gamma_{ph} + \Gamma_a)\tilde{I}_0 + 2\alpha\tilde{I}_{s0}}\right], \quad (9)$$

где $\tilde{I}_{s0} = \tilde{I}_s(0)$.

Для точного численного решения системы уравнений (6) и (7) можно воспользоваться ее интегралом

$$\frac{\tilde{I}_p}{\tilde{I}_0} = \left[\frac{\tilde{I}_{s0}}{\tilde{I}_s(x)}\right]^r \exp(Gx), \quad (10)$$

где

$$r = \frac{\Gamma_{ph} + \Gamma_a}{\Gamma_{ph} - \Gamma_a}; \quad G = \frac{2\alpha\Gamma_{ph}}{\Gamma_{ph} - \Gamma_a} - \Gamma_{ph} - \Gamma_a. \quad (11)$$

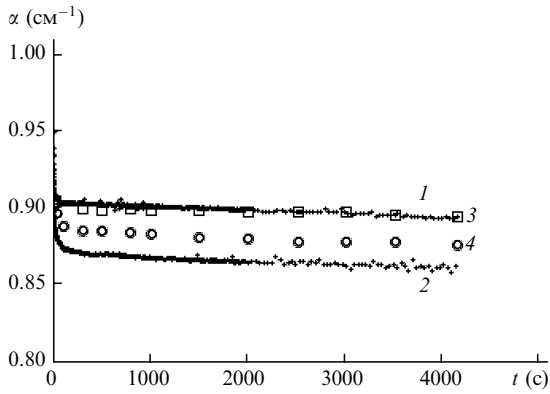


Рис.4. Временная зависимость коэффициента поглощения α , полученная при решении уравнения (12) (1, 2) и после подгонки решения под экспериментальные данные (3, 4) в случае распространения света вдоль осей $[111]$ (1, 3) и $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ (2, 4).

С учетом (10) уравнение (6) принимает вид

$$\frac{d\tilde{I}_s}{dx} = \alpha_0 \tilde{I}_s - (\Gamma_{ph} - \Gamma_a) \frac{\tilde{I}_0 (\tilde{I}_{s0} / \tilde{I}_s)^r \exp(Gx)}{1 + \tilde{I}_0 (\tilde{I}_{s0})^r (\tilde{I}_s)^{-(r+1)} \exp(Gx)}. \quad (12)$$

5. Анализ и обсуждение результатов

Соотношения (8) и (9) позволяют из экспериментальных данных для интенсивностей $I_p(t)$ и $I_s(t)$ (см. рис.2) оценить в приближении заданной накачки временное поведение параметров кристалла $\alpha(t)$ и $\Delta(t) = \Gamma_{ph}(t) - \Gamma_a(t)$ для каждого эксперимента. Представленные на рис.4 и 5 результаты такого расчета показывают, что для двух противоположных ориентации кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20} : \text{Ca} : \text{Ga}$ в зависимостях $\alpha(t)$ и $\Delta(t)$ имеются количественные и качественные различия. Для ориентации образца $x_0 \parallel [111]$ (см. рис.1) расчет дает меньшее значение фотоиндуцированного просветления кристалла (кривая 1, рис.4), чем для ориентации $x_0 \parallel [\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ (кривая 2, рис.4). Различия в знаках коэффициентов двухпучковой связи на отражательной решетке $\Delta^+(t)$ и $\Delta^-(t)$ и в их абсолютных значениях для ориентаций образца (111) и $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ (рис.5) можно связать с изменением знака коэффициента $\Gamma_a(t)$ при переходе от исходной ориентации к противоположной.

Полагая, что абсолютные значения $|\Gamma_a(t)|$ и $|\Gamma_{ph}(t)|$ одинаковы для обоих экспериментов, получаем

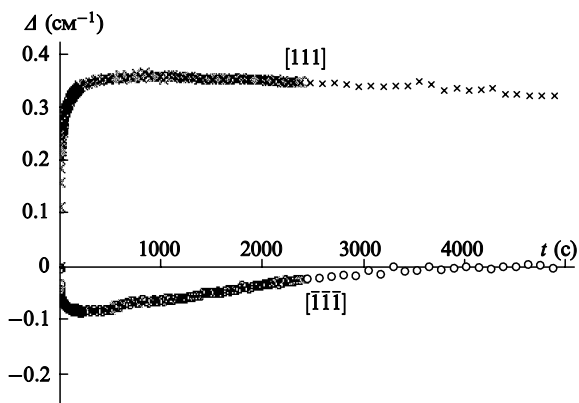


Рис.5. Динамика изменений параметра $\Delta(t) = \Gamma_{ph}(t) - \Gamma_a(t)$ при распространении падающего света вдоль кристаллографических направлений $[111]$ и $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$.

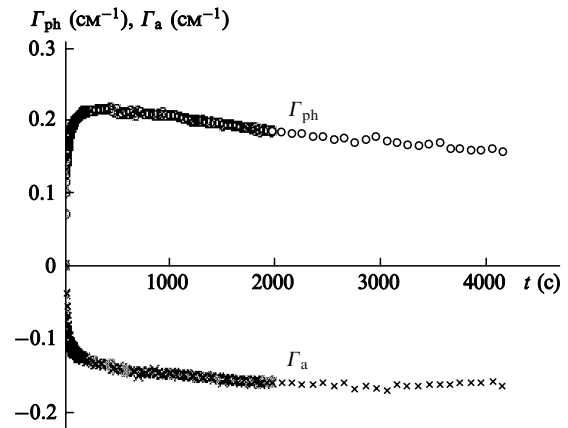


Рис.6. Динамика изменений экспоненциальных коэффициентов двухпучковой усиления связи для фоторефрактивной ($\Gamma_{ph}(t)$) и абсорбционной ($\Gamma_a(t)$) составляющих отражательной решетки.

$$\Gamma_{ph}(t) = \frac{\Delta^+(t) - \Delta^-(t)}{2}, \quad (13)$$

$$\Gamma_a(t) = -\frac{\Delta^+(t) + \Delta^-(t)}{2}.$$

Расчитанные по формулам (13) временные зависимости коэффициентов связи для фоторефрактивной и абсорбционной составляющих отражательной решетки представлены на рис.6. Амплитуда фоторефрактивной решетки достигает максимума ($\Gamma_{ph} = 0.21 \text{ см}^{-1}$) при $t \sim 400 \text{ с}$, после чего начинает медленно уменьшаться. Амплитудная решетка характеризуется отрицательным коэффициентом связи, что приводит к перекачке мощности, всегда направленной от сильного пучка накачки к слабому сигнальному пучку. Это хорошо согласуется с известными представлениями [16] о двухпучковом взаимодействии на абсорбционных решетках, в соответствии с которыми такое направление перекачки мощности должно наблюдаться при фотоиндуцированном просветлении среды. Быстрое увеличение амплитуды абсорбционной решетки в течение $\sim 100 \text{ с}$ сменяется участком ее медленного роста до значений $|\Gamma_a(t)| = 0.17 \text{ см}^{-1}$. При $t \sim 2500 \text{ с}$ коэффициенты связи Γ_{ph} и Γ_a становятся близкими друг к другу по абсолютной величине.

Анализ условий применимости приближения заданной накачки показывает, что при ориентации образца $x_0 \parallel [111]$ они выполняются в течение всего эксперимента. Однако при $x_0 \parallel [\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ оба коэффициента (Γ_{ph} и Γ_a) являются отрицательными, и пренебрежение вкладом нелинейного члена в уравнении (7) в зависимость $\tilde{I}_p(x)$ приводит к заниженной оценке коэффициента поглощения $\alpha(t)$. Численное решение уравнения (12) при найденных в приближении заданной накачки коэффициентах связи $\Gamma_{ph}(x)$ и $\Gamma_a(x)$ позволяет уточнить временную зависимость коэффициента поглощения $\alpha(t)$.

Из приведенных на рис.4 результатов подгонки зависимостей $\alpha(t)$ под экспериментальные данные с использованием уравнения (12) и их анализа в приближении заданной накачки следует, что в первом случае значения коэффициентов поглощения для двух противоположных ориентаций образца оказываются более близкими. Различие в зависимостях 3 ($x_0 \parallel [111]$) и 4 ($x_0 \parallel [\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$) не превышает 0.02 см^{-1} . Оно может быть объяснено как недостаточной идентичностью условий экспериментов при ори-

ентациях кристалла (111) и ($\bar{1}\bar{1}\bar{1}$), так и систематической погрешностью калибровки фотодиодов, применяемых для измерений интенсивностей падающего, прошедшего и сигнального пучков. Кроме того, это различие связано с приближениями, которые принимались для определения временного поведения независимых параметров $\alpha(t)$, $\Gamma_{ph}(x)$ и $\Gamma_a(x)$ из экспериментальных данных.

Отметим, что при одинаковых интенсивностях фотоиндуцированное просветление кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}:\text{Ga}$ для $\lambda = 633$ нм меньше, чем в случае длинноволнового излучения ($\lambda \approx 660$ нм), см. рис.3 и 4. Более коротковолновый свет из желтой области спектра ($\lambda = 570$ нм) приводит уже к росту его поглощения в данном кристалле.

6. Заключение

Таким образом, при встречном взаимодействии когерентных световых пучков с длиной волны $\lambda = 633$ нм в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}:\text{Ga}$ среза (111) образуется отражательная голографическая решетка, представляющая собой совокупность фоторефрактивной и абсорбционной решеток. Первая обусловлена фотоиндуцированным возмущением коэффициента преломления кристалла, вторая – фотоиндуцированным поглощением света в кристалле. Рассчитанные по экспериментальным данным в приближении заданной накачки максимальные коэффициенты двухпучкового усиления для фоторефрактивной ($\Gamma_{ph}(x)$) и абсорбционной ($\Gamma_a(x)$) решеток близки по значению и составляют 0.21 и 0.17 см^{-1} соответственно.

При облучении кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}:\text{Ga}$ некогерентным излучением светодиодов на длине волны $\lambda \sim 660$ нм наблюдалось фотоиндуцированное просветление

кристалла. Более коротковолновый свет из желтой области спектра ($\lambda = 570$ нм) приводит к фотоиндуцированному поглощению света в кристалле.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и БРФФИ (грант № 02-02-81044) и INTAS (грант 1В 481).

1. Канаев И.Ф., Малиновский В.К., Суворцев Н.В. *ФТТ*, **42**, 2079 (2000).
2. Kukhtarev N., Bo Sn Chen, Venkateswarlu P., Salamo G., Klein M. *Opt. Commun.*, **104**, 23 (1993).
3. Мамаев А.В., Шкунов В.В. *Квантовая электроника*, **16**, 1863 (1989).
4. Mallick S., Miteva M., Nikolova L. *J. Opt. Soc. Am. B*, **14**, 1179 (1997).
5. Агеев Е.Ю., Шандаров С.М., Веретенников С.Ю., Мартьянов А.Г., Карташов В.А., Камшилин А.А., Прокофьев В.В., Шепелевич В.В. *Квантовая электроника*, **31**, 343 (2001).
6. Fox A.J., Bruton T.M. *Appl. Phys. Lett.*, **27**, 360 (1975).
7. Одулов С.Г., Соскин М.С., Хижняк А.И. *Лазеры на динамических решетках* (М.: Наука, 1990).
8. Малиновский В.К., Гудаев О.А., Гусев В.А., Деменко С.И. *Фотоиндуцированные явления в силикатах* (Новосибирск: Наука, 1990).
9. Riehemann S., Rickermann F., Volkov V.V., Egorysheva A.V., Von Bally G. *J. Nonlinear Opt. Phys. and Materials*, **6**, 235 (1997).
10. Vainos N.A., Clapham S.L., Eason R.W. *Appl. Opt.*, **28**, 4381 (1989).
11. Tayebati P., Mahgerefteh D. *J. Opt. Soc. Am. B*, **8**, 1053 (1991).
12. Kamshilin A.A. *Opt. Commun.*, **93**, 350 (1992).
13. Shandarov S., Emelyknov A., Kobozev O., Reshet'ko A., Volkov V., Kargin Yu. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2801**, 221 (1996).
14. Гольцер И.В., Даршт М.Я., Зельдович Б.Я., Кундикова Н.Д., Рогачева Л.Ф. *Квантовая электроника*, **22**, 201 (1995).
15. Мартьянов А.Г., Шандаров С.М., Литвинов Р.В. *ФТТ*, **44**, 1006 (2002).
16. Garret M.H., Chang J.Y., Jenssen H.P., Warde C.J. *Opt. Soc. Am. B*, **9**, 1407 (1992).

Векторное двухволновое взаимодействие на отражательных голографических решетках в кубических гиротропных фоторефрактивных кристаллах

А.М.Плесовских, С.М.Шандаров, А.Г.Мартьянов, А.Е.Мандель,
Н.И.Буримов, Е.А.Шаганова, Ю.Ф.Каргин, В.В.Волков, А.В.Егорышева

Исследовано встречное двухволновое взаимодействие световых волн на голографических решетках отражательного типа в кубических фоторефрактивных кристаллах с естественной оптической активностью. Рассмотрена анизотропия вкладов внутримодовых (без изменения показателя преломления собственных циркулярно-поляризованных волн) и межмодовых процессов во взаимодействие волн для кристалла титаната висмута. Показано, что экспериментально измеренные поляризационные зависимости для эффективного коэффициента усиления и векторов поляризации взаимодействующих световых пучков на длине волны 633 нм в кристалле $Bi_{12}TiO_{20}:Fe$, Si срезом (100) толщиной 2.6 мм хорошо согласуются с результатами численного расчета при константе двухпучковой связи, равной 6.8 см^{-1} .

Ключевые слова: фоторефрактивная решетка, двухволновое взаимодействие, титанат висмута.

1. Введение

Фоторефрактивные кубические кристаллы силленитов $Bi_{12}MO_{20}$ ($M = Ge, Si, Ti$) характеризуются быстрым нелинейным откликом и обладают естественной оптической активностью [1, 2]. Интерес к данным кристаллам связан с возможностью их использования в устройствах динамической голографии [1]. Для записи голографических решеток и взаимодействия на них световых волн наиболее часто используется попутное двухпучковое взаимодействие, когда пучки пересекаются в кристалле под углом, существенно меньшим 90° . Однако максимальная эффективность взаимодействия (в отсутствие приложенного к кристаллу внешнего электрического поля) может быть получена при встречном распространении пучков. В этом случае амплитуда фоторефрактивной решетки, формирующейся за счет диффузионного механизма, в отсутствие насыщения ловушек обратно пропорциональна ее периоду [1]. Преимуществом отражательных решеток, эффективное двухволновое взаимодействие на которых в кристаллах силленитов продемонстрировано в работах [3–9], является и возможность их простого формирования, когда сигнальный пучок возникает из пучка накачки при отражении от выходной грани [3]. Это позволяет существенно снизить зависимость процессов взаимодействия световых волн от внешних факторов, таких как вибрация элементов оптической схемы. Отражательные решетки и схемы на их основе могут быть

использованы для создания узкополосных оптических фильтров [10], голографических интерферометров [4] и для других практических применений [8, 9].

Векторное взаимодействие световых волн на фазовых отражательных решетках в фоторефрактивных кристаллах силленитов рассмотрено в работе [11] в приближении неистощимой накачки. Скалярная модель встречного взаимодействия линейно поляризованных волн, учитывающая изменение мощности накачки, но не принимающая во внимание преобразование их поляризационного состояния, использовалась в [3] для анализа динамики формирования отражательной решетки в кристалле $Bi_{12}TiO_{20}$ срезом (100). Исследованию двухпучкового взаимодействия волн с круговой поляризацией в срезе (111) кубического гиротропного фоторефрактивного кристалла на отражательной решетке, имеющей фазовую и амплитудную составляющие, посвящена работа [6].

В настоящей работе изложены результаты анализа двухволнового взаимодействия на отражательных голографических решетках в кубических кристаллах в условиях преобразования поляризационного состояния светового поля за счет естественной оптической активности и в результате эффектов самовоздействия. В полученных общих соотношениях учтены анизотропия электрооптического и фотоупругого вкладов в фазовую модуляцию оптических свойств среды полем пространственного заряда решетки и ее абсорбционная составляющая, а также эффекты поглощения света и истощения накачки.

2. Общие уравнения

Рассмотрим взаимодействие световых волн сигнала (s) и накачки (p) с волновыми нормальными n_s и n_p , распространяющимися в противоположных направлениях параллельно оси x в кубическом фоторефрактивном кристалле (рис.1), принадлежащем к классу симметрии 23. В отсутствие приложенных к кристаллу внешних полей и при слабом оптическом поглощении световые поля этих

А.М.Плесовских, С.М.Шандаров, А.Г.Мартьянов, А.Е.Мандель, Н.И.Буримов, Е.А.Шаганова. Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Россия, 634050 Томск, просп. Ленина, 40; e-mail: shand@stack.ru, martalex@ed.rk.tusur.ru, maе@svch.rk.tusur.ru, bnik@online.tomsk.net, kora@mail.ru
Ю.Ф.Каргин, В.В.Волков, А.В.Егорышева. Институт общей и неорганической химии им. Н.С.Курнакова РАН, Россия, 117907 Москва, Ленинский просп., 31; e-mail: yu.kargin@rambler.ru, anna.egorysheva@rambler.ru, v.volkov@rambler.ru

Поступила в редакцию 15 сентября 2004 г.

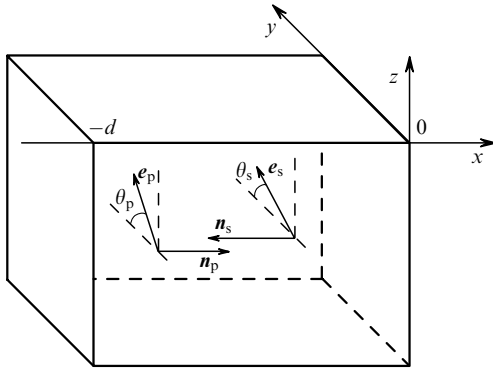


Рис. 1. Геометрия встречного взаимодействия световых волн сигнала (s) и накачки (p) в кубическом гиротропном фоторефрактивном кристалле.

волн ввиду присущей кристаллу естественной оптической активности могут быть записаны в виде суперпозиции циркулярно поляризованных волн [11]:

$$E_p(x) = \{C_{p1}(x)e_1 \exp(-ik_0n_1x) + C_{p2}(x)e_2 \exp(-ik_0n_2x)\} \exp(-\frac{1}{2}\alpha x), \quad (1)$$

$$E_s(x) = \{C_{s1}(x)e_1^* \exp(ik_0n_1x) + C_{s2}e_2^* \exp(ik_0n_2x)\} \exp(\frac{1}{2}\alpha x), \quad (2)$$

где $e_{1,2} = (y_0 \pm iz_0)/\sqrt{2}$ – соответствующие левой и правой круговой поляризации единичные векторы; $n_{1,2} = n_0 \pm \rho/k_0$ – показатели преломления собственных волн; $k_0 = 2\pi/\lambda$ – волновое число для вакуума; n_0 и α – показатель преломления и коэффициент поглощения для невозмущенного кристалла; ρ – его удельное оптическое вращение.

Образованная в кристалле волнами сигнала и накачки интерференционная картина имеет вектор решетки $\mathbf{K} = 2k_0n_0\mathbf{x}_0$ и распределение интенсивности

$$I(x) = I_0(x) \left[1 + \frac{m(x)}{2} \exp(iKx) + \frac{m^*(x)}{2} \exp(-iKx) \right], \quad (3)$$

где $K = |\mathbf{K}| = 2\pi/\Lambda$; Λ – пространственный период картины; ее средняя интенсивность I_0 и контраст m определяются выражениями

$$I_0(x) = [|C_{p1}(x)|^2 + |C_{p2}(x)|^2] \exp(-\alpha x) + [|C_{s1}(x)|^2 + |C_{s2}(x)|^2] \exp(\alpha x), \quad (4)$$

$$m(x) = 2 \frac{C_{s1}(x)C_{p2}^*(x) + C_{s2}(x)C_{p1}^*(x)}{I_0(x)}. \quad (5)$$

Неравномерное освещение кристалла приводит к неоднородному фотовозбуждению носителей заряда. Перемещаясь в кристалле за счет диффузионного механизма перераспределения, они формируют решетку поля пространственного заряда. Для случая $m \ll 1$ можно полагать, что это поле содержит только первую пространственную гармонику с периодом $\Lambda = \lambda/2n_0$, сдвинутую относительно интерференционной картины на четверть этого периода [1], а ее амплитуда является линейной по контрасту:

$$E_1(x, t) = -im(x)E_{sc}(t), \quad (6)$$

где динамика формирования поля определяется функцией $E_{sc}(t)$, зависящей от механизма перераспределения носителей заряда. Ввиду того что кристаллы симметрии 23 обладают пьезоэлектрическими свойствами, в их фоторефрактивный отклик будет вносить вклад, наряду с электрооптическим, и фотоупругий эффект [12]. Из-за сложной структуры дефектных центров в кристалле могут формироваться также амплитудные решетки [13–15], связанные с эффектами фотоиндуцированного изменения поглощения света.

В линейном приближении по контрасту m амплитуду первой пространственной гармоники абсорбционной решетки представим в виде $\Delta\alpha_1(x, t) = m(x)\alpha_g(t)$, где $\alpha_g(t)$ – параметр, характеризующий пространственно-неоднородные фотоиндуцированные изменения поглощения в кристалле. Учитывая локальную связь абсорбционной компоненты решетки с интерференционной картиной, а также вклады электрооптического и фотоупругого эффектов в ее фазовую составляющую, представим относительную диэлектрическую проницаемость кристалла на частоте световой волны в виде

$$\varepsilon(x, t) = \varepsilon^0 + \frac{\Delta\varepsilon^{ph}(x, t)}{2} \exp(iKx) + \frac{\Delta\varepsilon^{ph^*}(x, t)}{2} \exp(-iKx) + \frac{\Delta\varepsilon^a(x, t, m)}{2} \exp(iKx) + \frac{\Delta\varepsilon^a(x, t, m^*)}{2} \exp(-iKx). \quad (7)$$

Компоненты тензоров ε^0 , $\Delta\varepsilon^{ph}$ и $\Delta\varepsilon^a$ для невозмущенного кристалла и наведенных в нем возмущений диэлектрической проницаемости с учетом приведенных в работах [12, 16] соотношений определяются выражениями

$$\varepsilon_{mn}^0 = \left(n_0^2 - i \frac{n_0\alpha}{k_0} \right) \delta_{mn} - i \frac{2n_0\rho}{k_0} \delta_{mnp}m_p, \quad (8)$$

$$\Delta\varepsilon_{mn}^{ph} = im(n_0^4 r_{41}^S E_{sc} \Delta b_{mn}), \Delta\varepsilon_{mn}^a(m) = -im \left(\frac{n_0}{k_0} \alpha_g \delta_{mn} \right), \quad (9)$$

$$\Delta b_{mn} = \left[\delta_{mnp} |p_p + \frac{1}{r_{41}^S} (P_{mkl}^E p_l \gamma_{ki}^E e_{pir} p_p p_r) \right], \quad (10)$$

где δ_{mn} – единичный симметричный тензор второго ранга; δ_{mnp} – единичный антисимметричный тензор третьего ранга; $p_{p,r,l}$ – направляющие косинусы вектора решетки $\mathbf{K} \parallel \mathbf{x}_0$; r_{41}^S и P_{mkl}^E – компоненты электрооптического тензора зажатого кристалла и фотоупругого тензора, измеренные при постоянном электрическом поле; γ_{ki}^E – компоненты тензора, обратного к $\Gamma_{ik} = C_{ijkl}^E p_j p_l$; C_{ijkl}^E и e_{pir} – компоненты тензоров модулей упругости и пьезоэлектрических констант.

Использование метода медленно меняющихся амплитуд и приведенных выше соотношений позволяет из волнового уравнения для кубических гиротропных кристаллов получить уравнения связанных волн, описывающие взаимодействие волн сигнала и накачки на отражательной голографической решетке,

$$\frac{dC_{s1}}{dx} = -\frac{\gamma}{4} m [g_1^* C_{p1} \exp(-i2\rho x) + (g_E - g_a) C_{p2}] \exp(-\alpha x), \quad (11)$$

$$\frac{dC_{s2}}{dx} = -\frac{\gamma}{4} m[(g_E - g_a)C_{p1} + g_1 C_{p2} \exp(i2\rho x)] \exp(-\alpha x), \quad (12)$$

$$\frac{dC_{p1}}{dx} = -\frac{\gamma}{4} m^* [g_1 C_{s1} \exp(i2\rho x) + (g_E + g_a)C_{s2}] \exp(\alpha x), \quad (13)$$

$$\frac{dC_{p2}}{dx} = -\frac{\gamma}{4} m^* [(g_E + g_a)C_{s1} + g_1^* C_{s2} \exp(-i2\rho x)] \exp(\alpha x), \quad (14)$$

где $\gamma = k_0 n_0^3 r_{41}^S E_{sc}$ – постоянная связи; $g_1 = \mathbf{e}_1^* \Delta \mathbf{b} \mathbf{e}_2$ и $g_E = \mathbf{e}_1^* \Delta \mathbf{b} \mathbf{e}_1 = \mathbf{e}_2^* \Delta \mathbf{b} \mathbf{e}_2$ – тензорные свертки, описывающие соответственно вклад во встречное взаимодействие внутримодовых (без изменения собственного показателя преломления) и межмодовых процессов; $g_a = \alpha_g / (k_0 n_0^3 \times r_{41}^S E_{sc})$ – коэффициент, описывающий относительный вклад абсорбционной решетки в двухлучковое взаимодействие.

Система уравнений (11)–(14) может быть использована для анализа двухволнового взаимодействия на отражательных голографических решетках в кубических фоторефрактивных кристаллах при произвольной поляризации световых пучков.

3. Анизотропия вкладов внутримодовых и межмодовых процессов во взаимодействие

Входящие в уравнения (11)–(14) коэффициенты g_1 , g_E и g_a определяют эффективность и поляризационные характеристики взаимодействия волн сигнала и накачки на отражательной решетке. Абсорбционная решетка вносит вклад в межмодовый процесс двухлучковой связи, происходящий с изменением собственного показателя преломления. Характеризующий этот вклад коэффициент g_a является действительной величиной, не зависящей от ориентации вектора решетки \mathbf{K} относительно кристаллографической системы координат. Анизотропия электрооптического эффекта и вторичного фотоупругого вклада приводит к ориентационной зависимости другого действительного коэффициента, g_E , дающего вклад в межмодовые процессы. Для ее анализа определим ориентацию оси x , с которой совпадает вектор \mathbf{K} принятой нами системы координат xuz (см. рис.1), относительно кристаллографических осей $[001]$ и $[100]$, с помощью сферических координатных углов β и α . Будем считать, что ось z всегда лежит в плоскости (001) , а ось y ориентирована в плоскости, проходящей через вектор решетки \mathbf{K} и направление $[001]$ (рис.2).

Расчитанные для кристалла титаната висмута зависимости g_E от ориентационного угла β при некоторых постоянных углах α , представленные на рис.3,а, с учетом симметрии кристалла полностью отражают анизотропию этого коэффициента. Отсюда следует, что при ориентации вектора отражательной решетки в кристаллографических плоскостях типа $\{100\}$ (т.е. (100) , (010) и (001)) вклад ее фазовой (фоторефрактивной) составляющей в межмодовые процессы отсутствует. Этот вклад достигает максимальных значений при ориентациях вектора \mathbf{K} в плоскостях типа $\{110\}$, вдоль кристаллографических направлений вида $\langle 111 \rangle$.

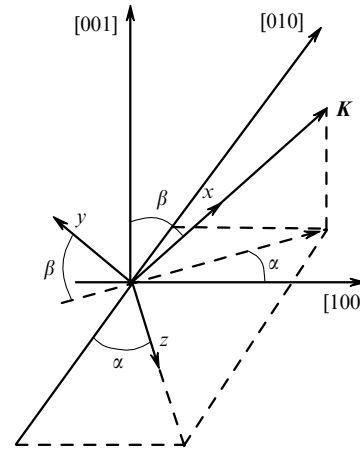


Рис.2. Ориентация осей рабочей системы координат xuz (см. рис.1) относительно кристаллографических осей.

Анизотропия коэффициента $g_1 = |g_1| \exp(i\varphi_1)$, дающего вклад во внутримодовые процессы и в общем случае являющегося комплексным, иллюстрируется рис.3,б и в, где представлены ориентационные зависимости его модуля и аргумента для кристалла титаната висмута. Модуль коэффициента g_1 достигает максимума при ориен-

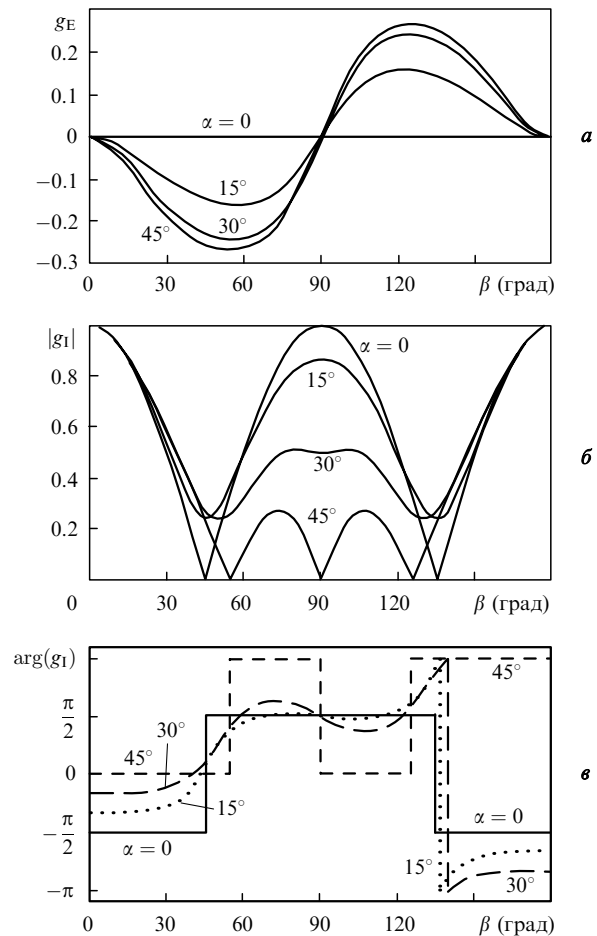


Рис.3. Зависимости действительного коэффициента g_E , характеризующего эффективность межмодовых процессов (а), а также модуля (б) и аргумента (в) коэффициента g_1 , характеризующего внутримодовые процессы, от угла β между вектором решетки и кристаллографической осью $[001]$ для различных ориентационных углов α .

тации вектора решетки вдоль кристаллографических направлений вида $\langle 100 \rangle$ (рис.3,б). В этом случае связь взаимодействующих на отражательной решетке встречных волн, обусловленная ее фоторефрактивной компонентой, осуществляется только за счет внутримодовых процессов ($|g_I| = 1, g_E = 0$). При ориентации вектора \mathbf{K} вдоль направлений вида $\langle 111 \rangle$ вклад этой компоненты во внутримодовые процессы отсутствует, в то время как коэффициент межмодовой связи принимает экстремальные значения ($g_E = \pm 0.266$, см. рис.3,а). Отметим, что фазовая составляющая отражательной решетки не приводит к взаимодействию волн при ориентации вектора \mathbf{K} вдоль кристаллографических направлений вида $\langle 110 \rangle$ ($|g_I| = 0, g_E = 0$). Для такого среза кубического фоторефрактивного кристалла встречное взаимодействие возможно только на амплитудной (абсорбционной) компоненте отражательной решетки.

Модуль коэффициента g_I определяется только ориентацией оси x , совпадающей с направлением вектора решетки \mathbf{K} , и не зависит от ориентации осей y и z относительно кристаллографической системы координат (см. рис.2). Однако аргумент φ_I коэффициента g_I инвариантностью к выбору осей y и z не обладает, поскольку фазы входящих в уравнения комплексных амплитуд собственных волн, характеризующих их поляризационное состояние, также зависят от ориентации этих осей. Приведенные на рис.3,в ориентационные зависимости отражают поведение аргумента коэффициента g_I для выбранной системы координат xuz (см. рис.2). В этом случае коэффициент g_I является чисто мнимым при векторе отражательной решетки, ориентированном в кристаллографических плоскостях типа $\{100\}$, и чисто вещественным для плоскостей типа $\{110\}$. При анализе анизотропии коэффициентов g_E и g_I использовались материальные параметры кристалла титаната висмута из работы [17].

4. Двухпучковое взаимодействие линейно поляризованных волн

Из уравнений (11)–(14) и (6) следует, что при линейной поляризации взаимодействующих волн их амплитуды удовлетворяют условиям $C_{p1}(x) = C_{p2}^*(x) = C_p(x)$ и $C_{s1}(x) = C_{s2}^*(x) = C_s(x)$ и могут быть представлены в виде

$$C_{p1,2}(x) = |C_p(x)| \exp[\mp i\varphi_p(x)], \quad (15)$$

$$C_{s1,2}(x) = |C_s(x)| \exp[\pm i\varphi_s(x)].$$

В этом случае контраст интерференционной картины в кристалле, определяемый формулой (6), является действительной функцией координаты x :

$$m(x) = 2 \frac{C_s(x)C_p(x) + C_s^*(x)C_p^*(x)}{I_0(x)} = 2 \frac{|C_s(x)||C_p(x)| \cos[\varphi_s(x) - \varphi_p(x)]}{|C_p(x)|^2 \exp(-\alpha x) + |C_s(x)|^2 \exp(\alpha x)}, \quad (16)$$

а уравнения связанных волн (11)–(14) сводятся к следующим двум уравнениям:

$$\frac{dC_s}{dx} = -\frac{\gamma}{4} m \{ |g_I| C_p \exp[-i(2\rho x + \varphi_I)] + (g_E - g_a) C_p^* \} \exp(-\alpha x), \quad (17)$$

$$\frac{dC_p}{dx} = -\frac{\gamma}{4} m \{ |g_I| C_s \exp[i(2\rho x + \varphi_I)] + (g_E + g_a) C_s^* \} \exp(\alpha x). \quad (18)$$

Переходя к интенсивностям волн сигнала $\tilde{I}_s(x) \sim [|C_{s1}(x)|^2 + |C_{s2}(x)|^2] \exp(\alpha x)$ и накачки $\tilde{I}_p(x) \sim [|C_{p1}(x)|^2 + |C_{p2}(x)|^2] \exp(-\alpha x)$ в кристалле, из системы уравнений (17) и (18) получаем

$$\frac{\partial \tilde{I}_s}{\partial x} = \alpha \tilde{I}_s - \gamma [|g_I| \cos(2\rho x + \varphi_I + \varphi_s + \varphi_p) + (g_E - g_a) \cos(\Delta\varphi)] \cos(\Delta\varphi) \frac{\tilde{I}_s \tilde{I}_p}{\tilde{I}_s + \tilde{I}_p}, \quad (19)$$

$$\frac{\partial \tilde{I}_p}{\partial x} = -\alpha \tilde{I}_p - \gamma [|g_I| \cos(2\rho x + \varphi_I + \varphi_s + \varphi_p) + (g_E + g_a) \cos(\Delta\varphi)] \cos(\Delta\varphi) \frac{\tilde{I}_s \tilde{I}_p}{\tilde{I}_s + \tilde{I}_p}, \quad (20)$$

$$\frac{\partial \varphi_s}{\partial x} = \frac{\gamma}{2} [|g_I| \sin(2\rho x + \varphi_I + \varphi_s + \varphi_p) + (g_E - g_a) \sin(\Delta\varphi)] \cos(\Delta\varphi) \frac{\tilde{I}_p}{\tilde{I}_s + \tilde{I}_p}, \quad (21)$$

$$\frac{\partial \varphi_p}{\partial x} = \frac{\gamma}{2} [|g_I| \sin(2\rho x + \varphi_I + \varphi_s + \varphi_p) - (g_E + g_a) \sin(\Delta\varphi)] \cos(\Delta\varphi) \frac{\tilde{I}_s}{\tilde{I}_s + \tilde{I}_p}, \quad (22)$$

где $\Delta\varphi = \varphi_s - \varphi_p$.

Уравнения (19)–(22) позволяют полностью описать встречное взаимодействие при линейной поляризации волн для произвольной ориентации кристалла с учетом электрооптического и фотоупругого эффектов и дифракции на абсорбционной решетке.

В случае пренебрежимо малого вклада абсорбционной решетки во взаимодействие из уравнений (19) и (20) получаем

$$\frac{1}{\tilde{I}_s \tilde{I}_p} \frac{d(\tilde{I}_s \tilde{I}_p)}{dx} = -\gamma [|g_I| \cos(2\rho x + \varphi_I + \varphi_s + \varphi_p) + g_E \cos(\Delta\varphi)] \cos(\Delta\varphi). \quad (23)$$

Интегрирование этого выражения приводит к результату

$$\tilde{I}_s(x) \tilde{I}_p(x) = \tilde{I}_s(0) \tilde{I}_p(0) \exp \left\{ -\gamma \int_0^x [|g_I| \cos(2\rho x + \varphi_I + \varphi_s + \varphi_p) + g_E \cos(\Delta\varphi)] \cos(\Delta\varphi) dx \right\}, \quad (24)$$

позволяющему ввести эффективный коэффициент усиления для встречного взаимодействия в кристалле с толщиной d в виде

$$\Gamma_{\text{eff}} = \frac{\gamma}{d} \int_{-d}^0 [|g_I| \cos(2\rho x + \varphi_I + \varphi_s + \varphi_p) + g_E \cos(\Delta\varphi)] \cos(\Delta\varphi) dx. \quad (25)$$

Отметим, что данный коэффициент может быть выражен через интенсивности взаимодействующих волн:

$$\Gamma_{\text{eff}} = \frac{1}{d} \ln \left\{ \frac{\tilde{I}_s(-d)\tilde{I}_p(-d)}{\tilde{I}_s(0)\tilde{I}_p(0)} \right\}, \quad (26)$$

которые, в свою очередь, могут быть легко определены из экспериментальных данных. Коэффициент Γ_{eff} характеризует эффективность встречного векторного взаимодействия на фазовой отражательной решетке и не зависит от поглощения света в кристалле, а также от изменений поглощения, происходящих (см. [3]) в процессе ее формирования.

5. Поляризационные зависимости для взаимодействия линейно поляризованных волн на фазовых решетках в срезе (100)

Результаты численного интегрирования системы уравнений (19)–(22) для фазовых решеток, сформированных в кристаллах титаната висмута среза (100) ($g_1 = i$, $g_E = 0$), показаны на рис.4. В расчетах использовалось значение удельного оптического вращения $\rho = -6.34$ град·мм⁻¹, типичное для титаната висмута на длине волны света $\lambda = 633$ нм. Коэффициент поглощения и постоянная связи принимались соответственно равными $\alpha = 2.3$ см⁻¹ и $\gamma = 6.8$ см⁻¹. Считалось, что фазовая голографическая решетка сформирована при взаимодействии падающего пучка накачки с отраженным от выходной грани образца ($x = 0$) сигнальным пучком, а входная грань ($x = -d$) (см. рис.1) просветлена с помощью антиотражающего покрытия. В этом случае интенсивности и фазы взаимодействующих волн при $x = 0$ связаны соот-

ношениями $\tilde{I}_s(0) = \tilde{I}_p(0)R^2$ и $\varphi_s(0) = \varphi_p(0) = \theta_{p0}$, которые использовались при интегрировании уравнений (19)–(22) в качестве начальных условий. Здесь R – френелевский коэффициент отражения для нормального падения и θ_{p0} – угол между вектором поляризации светового поля на выходной грани кристалла и осью y используемой системы координат (см. рис.1).

Рассчитанные по результатам численного анализа в соответствии с формулой (26) зависимости эффективного коэффициента усиления от «выходного» угла θ_{p0} для кристаллов с толщинами $d = 0.1, 2.6$ и 5.0 мм представлены на рис.4,а. Видно, что максимум усиления ($\Gamma_{\text{eff}} = 6.8$ см⁻¹) достигается для кристалла с толщиной $d = 0.1$ мм при $\theta_{p0} = 135^\circ$. При поляризационном угле $\theta_{p0} = 45^\circ$ усиление достигает такого же максимального, но отрицательного значения, что соответствует наибольшей перекачке мощности из сигнального пучка в пучок накачки. С увеличением d амплитуды экстремумов уменьшаются, и при отрицательных значениях ρ они сдвигаются по углу θ_{p0} в сторону меньших значений тем сильнее, чем толще кристалл.

При взаимодействии на отражательной решетке изменяется и ориентация векторов поляризации волн. Зависимости поляризационных углов $\theta_p(-d)$ и $\theta_s(-d)$, которыми характеризуются волны накачки и сигнала на входной грани ($x = -d$), от «выходного» угла θ_{p0} для кристалла с толщиной $d = 2.6$ мм, показаны на рис.4,б сплошными кривыми. Сравнение поляризационных зависимостей на рис. 4,а и б показывает, что поляризация волн сигнала и накачки на входной грани одинакова при экстремальных значениях коэффициента усиления Γ_{eff} . Максимальное дополнительное вращение плоскости поляризации сигнальной волны за счет взаимодействия на фазовой отражательной решетке имеет место, напротив, при нулевых значениях эффективного коэффициента усиления.

6. Эксперимент

Для исследования поляризационных зависимостей двухпучкового взаимодействия света с длиной волны 633 нм на отражательных решетках использовался монокристаллический образец $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Fe}, \text{Cu}$ среза (100) с толщиной $d = 2.6$ мм. Кристалл был выращен раствор-расплавным методом, и по данным химического анализа массовая концентрация железа и меди была соответственно 0.043 % и 0.0046 %. В эксперименте, методика которого изложена в работах [3, 6, 7], взаимодействие происходило на отражательной решетке, сформированной картиной интерференции пучка накачки с отраженным от входной грани образца ($x = 0$) (см. рис.1) сигнальным пучком. Небольшая клиновидность кристалла ($\sim 1^\circ$) обеспечивала разделение пучков, отраженных от входной и выходной граней кристалла. После выхода на стационарный режим измерялись поляризации и интенсивности прошедшего через кристалл пучка накачки и отраженного от выходной грани «сигнального» пучка.

Эффективный коэффициент двухпучкового усиления на отражательной решетке Γ_{eff} рассчитывался из экспериментальных данных с использованием соотношения (26) и френелевского коэффициента отражения для нормального падения. Рассчитанная таким образом зависимость Γ_{eff} от угла θ_{p0} , определяющего ориентацию вектора поляризации светового поля на «выходной» грани

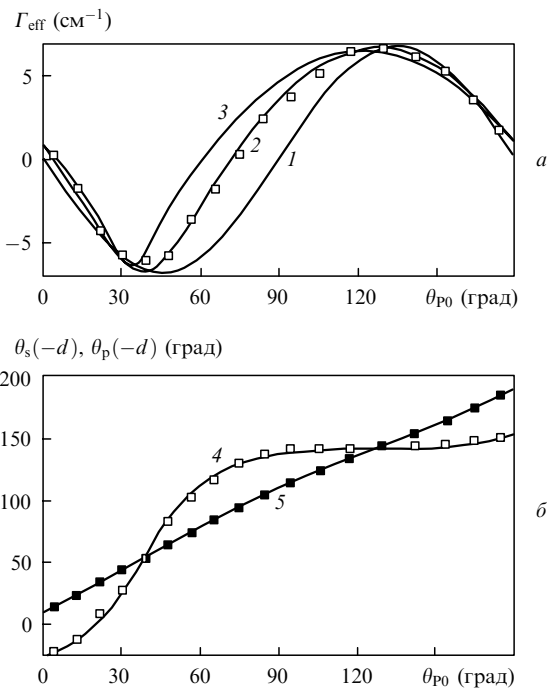


Рис.4. Зависимости эффективного коэффициента усиления для встречного взаимодействия (а) и поляризационных углов (б) волн сигнала (4) и накачки (5) на входной грани ($x = -d$) от угла θ_{p0} , характеризующего ориентацию вектора поляризации светового поля на выходной грани ($x = 0$) для кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Fe}, \text{Cu}$ толщиной $d = 0.1$ (1), 2.6 (2, 4, 5) и 5.0 мм (3). Сплошные кривые – теория, точки – эксперимент.

кристалла, представлена точками на рис.4,а. Хорошее соответствие экспериментальных данных теоретической зависимости свидетельствует о фазовом характере отражательной фоторефрактивной решетки, формирующейся при встречном взаимодействии света в исследованном кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Fe}$, Cu среза (100). Согласие между экспериментом и проведенными численными расчетами, находящееся в пределах точности измерений, имеет место и для зависимостей поляризационных углов $\theta_p(-d)$ и $\theta_s(-d)$ от «выходного» угла θ_{p0} , представленных на рис.4,б.

7. Заключение

Таким образом, в работе получены уравнения связанных волн, описывающие векторное встречное двухпучковое взаимодействие на отражательных решетках, которые формируются в обладающих естественной оптической активностью кубических фоторефрактивных кристаллах. Проведен анализ анизотропии вкладов внутримодовых (без изменения показателя преломления собственных циркулярно-поляризованных волн) и межмодовых процессов во взаимодействие волн для кристалла титаната висмута. Для волн с линейной поляризацией получены уравнения, позволяющие полностью описать встречное взаимодействие при произвольной ориентации кристалла с учетом электрооптического и фотоупругого эффектов и дифракции на абсорбционной решетке. Численное интегрирование этих уравнений для кристалла титаната висмута среза (100) в случае пренебрежимо малой абсорбционной решетки показало, что максимальное значение достигаемого эффективного коэффициента усиления уменьшается с ростом толщины образца. Полученные экспериментально поляризационные зависимости для эффективного коэффициента усиления и векторов поляризации взаимодействующих в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Fe}$, Cu данного среза световых пучков хорошо

согласуются с результатами проведенного теоретического анализа.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 02-02-81044) и INTAS (grant 1B 481).

1. Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. *Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике* (СПб.: Наука, 1992).
2. Одулов С.Г., Соскин М.С., Хижняк А.И. *Лазеры на динамических решетках* (М.: Наука, 1990).
3. Агеев Е.Ю., Шандаров С.М., Веретенников С.Ю., Мартьянов А.Г., Карташов В.А., Камшилин А.А., Прокофьев В.В., Шепелевич В.В. *Квантовая электроника*, **31**, 343 (2001).
4. Kukhtatev N.V., Chen B.S., Venkateswarlu P., Salamo G., Klein M. *Opt. Commun.*, **104**, 23 (1993).
5. Mallick S., Miteva M., Nikolova L. *J. Opt. Soc. Am. B*, **14**, 1179 (1997).
6. Мартьянов А.Г., Агеев Е.Ю., Шандаров С.М., Мандель А.Е., Бочанова Н.В., Иванова Н.В., Каргин Ю.Ф., Волков В.В., Егорышева А.В., Шепелевич В.В. *Квантовая электроника*, **33**, 226 (2003).
7. Martyanov A.G., Antonova N.Yu., Shandarov S.M., Kargin Yu.F., Volkov V.V., Egorysheva A.V., Prokofiev V.V. *ICO Topical Meeting on Polarization Optics* (Joensuu, Finland, 2003, p. 220).
8. Von Bally G., Thien R., Kemper B. *Ukr. J. Phys.*, **49**, 457 (2004).
9. Lichtenberg S., Petrov V.M., Petter G., Tschudi T., Chamrai A.V., Petrov M.P. *Ukr. J. Phys.*, **49**, 467 (2004).
10. Канаев И.Ф., Малиновский В.К., Суровцев Н.В. *ФТТ*, **42**, 2079 (2000).
11. Мартьянов А.Г., Шандаров С.М., Литвинов Р.В. *ФТТ*, **44**, 1006 (2002).
12. Волков В.И., Каргин Ю.Ф., Кухтарев Н.В., Привалко А.В., Семенец Т.И., Шандаров С.М., Шепелевич В.В. *Квантовая электроника*, **18**, 1237 (1991).
13. Tayebati P., Mahgerefteh D. *J. Opt. Soc. Am. B*, **8**, 1053 (1991).
14. Kamshilin A.A. *Opt. Commun.*, **93**, 350 (1992).
15. Shandarov S., Emelyanov A., Kobozev O., Reshet'ko A., Volkov V., Kargin Yu. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2801**, 221 (1996).
16. Стурман Б.И., Подивилов Е.В., Каменов В.П., Нипполайнен Е., Камшилин А.А. *ЖЭТФ*, **119**, 125 (2001).
17. Кобозев О.В., Шандаров С.М., Литвинов Р.В., Максимов А.А., Каргин Ю.Ф., Волков В.В. *Неорганические материалы*, **34**, 1486 (1998).

УДК 535.42

ВЛИЯНИЕ НЕКОГЕРЕНТНОЙ ПОДСВЕТКИ НА ДВУХВОЛНОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СВЕТА В КРИСТАЛЛЕ ТИТАНАТА ВИСМУТА

© 2008 г. А. А. Колегов¹, Н. И. Буримов¹, С. М. Шандаров¹, В. С. Беликов¹,
В. В. Прокофьев², Т. Яаскелайнен², А. Л. Толстик³, П. И. Ропот³

E-mail: bni@fet.tusur.ru

Экспериментальные исследования и теоретический анализ влияния внешней подсветки на динамику формирования отражательных фоторефрактивных решеток в кристалле титаната висмута среза (100) показали, что при встречном взаимодействии лазерных пучков с длиной волны 633 нм некогерентное излучение из зеленой области спектра может приводить к изменению знака коэффициента двухпучкового усиления.

ВВЕДЕНИЕ

Двухволновое взаимодействие когерентных световых пучков в фоторефрактивных кристаллах – основа для многих приложений динамической голографии, таких как оптическая память, адаптивная корреляционная фильтрация и голографическая интерферометрия, спектральная фильтрация оптического излучения [1–6]. Кристаллы титаната висмута, благодаря сравнительно быстрому фоторефрактивному отклику [1], часто применяются в качестве динамической среды в адаптивных голографических устройствах [2, 4, 5]. Использование отражательной геометрии формирования динамических решеток позволяет получить в этих кристаллах значительный фоторефрактивный отклик без приложения внешних электрических полей [4, 5, 7, 8]. Однако большая светочувствительность титаната висмута приводит к явлениям фотоиндуцированного поглощения света, сопровождающим встречное взаимодействие световых пучков [7]. Внешняя некогерентная подсветка кристаллов титаната висмута, обусловленная в реальных устройствах на его основе, например, естественным светом, может значительно влиять на эффективность такого взаимодействия, вызывая перераспределение зарядов по дефектным центрам, участвующим в формировании отражательных голограмм.

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования и теоретического анализа влияния внешней некогерентной подсветки на динамику формирования отражательных фоторефрактивных решеток, а также развития фотоиндуцированного поглощения света в кристалле титаната висмута среза (100). Получе-

но, что при подсветке кристалла, в котором реализуется встречное взаимодействие световых пучков с длиной волны 633 нм излучением в зеленой области спектра, возможно изменение знака эффективного коэффициента двухпучкового усиления. Предложена модификация модели зонного переноса, позволяющая описать динамику перераспределения заряда в кристалле при его засветке как картиной интерференции двух когерентных пучков, так и более коротковолновым некогерентным излучением, интенсивность которого может изменяться в течение эксперимента. Показано, что наблюдаемые экспериментально особенности развития эффективности встречного двухпучкового взаимодействия и фотоиндуцированного поглощения света качественно описываются в рамках модифицированной модели.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Монокристалл титаната висмута ($\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$) был выращен модифицированным методом Чохральского из нестехиометрического высокотемпературного раствора оксидов висмута и титана, взятых в соотношении $10 \text{ Bi}_2\text{O}_3 : 1 \text{ TiO}_2$ [9]. Из выращенного кристалла перпендикулярно оси [001] был вырезан образец с поперечными размерами $4.5 \times 4.5 \text{ мм}^2$ и толщиной $d = 1.8 \text{ мм}$. На оптически полированные входную и выходную грани образца было нанесено антиотражающее покрытие (MgF_2).

Схема экспериментальной установки для исследования динамики формирования отражательных фоторефрактивных решеток в условиях некогерентной подсветки представлена на рис. 1. Световой пучок гелий-неонового лазера ($\lambda = 633 \text{ нм}$), управление которым осуществляли с помощью затвора З, использовался для записи отражательных решеток в кристалле ВТО. Четвертьволновая пластинка ЧВП и поляризатор П позволяли задавать

¹ Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники.

² Университет г. Йоенсуу, Финляндия.

³ Белорусский государственный университет, Минск.

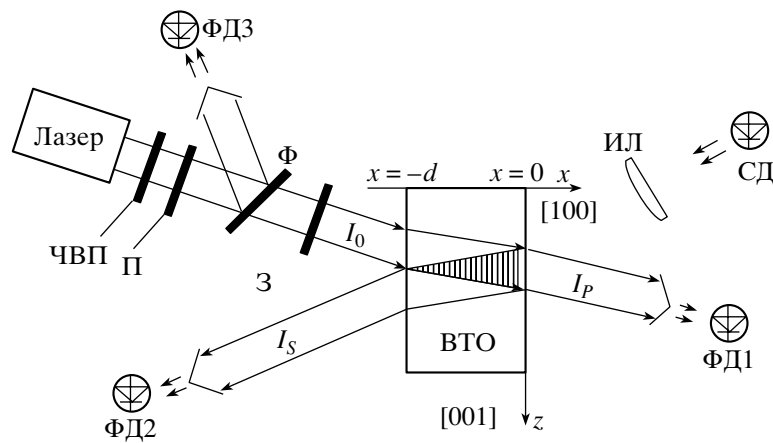


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для исследования динамики формирования отражательных фоторефрактивных решеток в условиях некогерентной подсветки.

необходимую ориентацию вектора поляризации лазерного излучения на входной грани кристалла $x = -d$. Интенсивность падающего пучка имела значение $I_0 \approx 40 \text{ мВт} \cdot \text{см}^{-2}$, коэффициент отражения от входной и выходной граней, благодаря просветляющему покрытию, не превышал 1.7%. Картина интерференции пучков, падающего на выходную грань кристалла $x = 0$ и отраженного от нее, при достаточной длительности воздействия (более 1 с) вызывает формирование фоторефрактивной голограммы. Интенсивности пучков I_P и I_S , а также их изменения, происходящие в результате взаимодействия на отражательной голограмме и вследствие развития фотоиндуцированного поглощения света, фиксировали с помощью фотодиодов ФД1 и ФД2. Светоделительную пластинку Ф и фотодиод ФД3 использовали для контроля мощности лазерного пучка. Отметим, что световой пучок, отраженный от входной грани кристалла (на рис. 1 не показан) пространственно разделялся относительно сигнального пучка I_S , благодаря небольшой клиновидности исследованного кристалла ВТО.

Внешнюю некогерентную подсветку кристалла осуществляли с помощью полупроводникового светодиода СД, имеющего среднюю длину волны $\lambda_i \approx 515 \text{ нм}$ и спектральную ширину излучения $\Delta\lambda_i \approx 30 \text{ нм}$. Однородность засветки области кристалла, в которой формировалась отражательная голограмма, обеспечивалась изображающей линзой ИЛ. Изменение тока через светодиод позволяло регулировать интенсивность подсветки в диапазоне от 0.2 до $10 \text{ мВт} \cdot \text{см}^{-2}$.

ДИНАМИКА ФОРМИРОВАНИЯ ОТРАЖАТЕЛЬНОЙ РЕШЕТКИ

Происходящие в процессе эксперимента изменения оптического поглощения и эффективности встречного взаимодействия на отражательной решетке интерпретировали из временных зависимо-

стей $I_P(t)$ и $I_S(t)$ в рамках приближения неистопаемой накачки, поскольку взаимодействующие в кристалле пучки накачки P и сигнала S имели интенсивности, удовлетворяющие неравенству $\tilde{I}_P(x) \gg \tilde{I}_S(x)$. В общем случае эти интенсивности вследствие взаимодействия на отражательной решетке связаны соотношением [8]

$$\tilde{I}_S(x)\tilde{I}_P(x) = \tilde{I}_S(0)\tilde{I}_P(0)\exp(-\Gamma_{ef}x), \quad (1)$$

где эффективный коэффициент усиления $\Gamma_{ef}(t) = (2\pi/\lambda)n_0^3 r_{ef} E_{SC}(t)$ определяется показателем преломления кристалла n_0 , а также эффективными параметрами, учитывающими особенности встречного взаимодействия и динамику формирования решетки: электрооптической постоянной r_{ef} и полем пространственного заряда E_{SC} .

Для неистопаемой накачки полагаем $\tilde{I}_P(x) = \tilde{I}_P(0)\exp(-\alpha x)$, что позволяет найти коэффициент поглощения для лазерного пучка из соотношения $\alpha(t) = \ln[I_0(1 - R)^2/I_P(t)]/d$, предполагающего равные коэффициенты отражения R от входной и выходной граней кристалла. Эффективный коэффициент усиления в этом случае может быть найден из экспериментальных данных, как $\Gamma_{ef}(t) = \ln[I_S(t)/RI_P(t)]d + \alpha(t)$.

Эксперименты по динамике формирования решеток состояли из 7 этапов, имеющих одинаковую длительность $\Delta t = 1800 \text{ с}$. На первом этапе каждого из экспериментов проводили засветку кристалла только некогерентным излучением с интенсивностью $I_{cd} = 0.2 \text{ мВт} \cdot \text{см}^{-2}$. Это обеспечивало стирание записанной ранее голограммы и достижение примерно одинакового начального состояния кристалла. Детальных измерений динамики развития фотоиндуцированного поглощения света на данном этапе не проводили, однако оценки показали,

что обычно коэффициент поглощения увеличивался от начального значения $\alpha(0) \sim 0.3 \text{ см}^{-1}$ до $\alpha(t_1) \approx 1.6 \text{ см}^{-1}$.

Для второго этапа некогерентная подсветка сохранялась такой же, как и для первого. В его начале, при $t = 1800 \text{ с}$, затвор З (см. рис. 1) открывали, что позволяло далее по экспериментальным данным для $I_p(t)$ и $I_s(t)$ фиксировать эффективность взаимодействия световых пучков в условиях некогерентной подсветки на создаваемой ими фоторефрактивной решетке и изменения в оптическом поглощении кристалла. На каждом из последующих пяти этапов интенсивность некогерентной подсветки увеличивали относительно предшествующего.

Вычисленные по приведенным выше соотношениям временные зависимости $\alpha(t)$ и $\Gamma_{ef}(t)$ для лазерного пучка, ориентация вектора поляризации которого близка к оптимальной и составляет угол $\theta_p(-d) = 50^\circ$ с осью y на входной грани кристалла (см. рис. 1), приведены на рис. 2а. Наблюдаемое на втором этапе эксперимента формирование отражательной решетки сопровождается увеличением оптического поглощения кристалла на величину $\sim 0.35 \text{ см}^{-1}$. С ростом интенсивности некогерентной подсветки амплитуда фоторефрактивной решетки уменьшается, а при $I_{cd} = 3.0 \text{ мВт} \cdot \text{см}^{-2}$ для $t > 11800 \text{ с}$ эффективный коэффициент усиления даже становится отрицательным.

Как известно [8], при рассматриваемом встречном взаимодействии в кристаллах среза (100) знак эффективной электрооптической постоянной r_{ef} зависит от ориентации вектора поляризации. Максимальное отрицательное значение r_{ef} в исследуемом кристалле наблюдается при $\theta_p(-d) = 140^\circ$. Временные зависимости $\alpha(t)$ и $\Gamma_{ef}(t)$ для такой поляризации падающего лазерного пучка представлены на рис. 2б. Сравнение кривых для $\Gamma_{ef}(t)$ на рис. 2а и б, соответствующих эффективным электрооптическим постоянным разного знака, позволяет сделать вывод об идентичном поведении поля пространственного заряда отражательной решетки $E_{SC}(t)$ в данных экспериментах, хотя для зависимостей оптического поглощения $\alpha(t)$ различия заметны.

Теоретическая модель формирования поля пространственного заряда отражательной фоторефрактивной решетки

Из рис. 2 следует, что увеличение интенсивности подсветки приводит к росту оптического поглощения и к уменьшению, а затем и к изменению знака эффективного коэффициента усиления. Такое изменение знака Γ_{ef} , наблюдающееся как при положительном значении эффективной электрооптической постоянной r_{ef} (для $\theta_p(-d) = 50^\circ$), так и при $r_{ef} < 0$ (для $\theta_p(-d) = 140^\circ$), может происходить только за счет изменения знака электрического поля решетки.

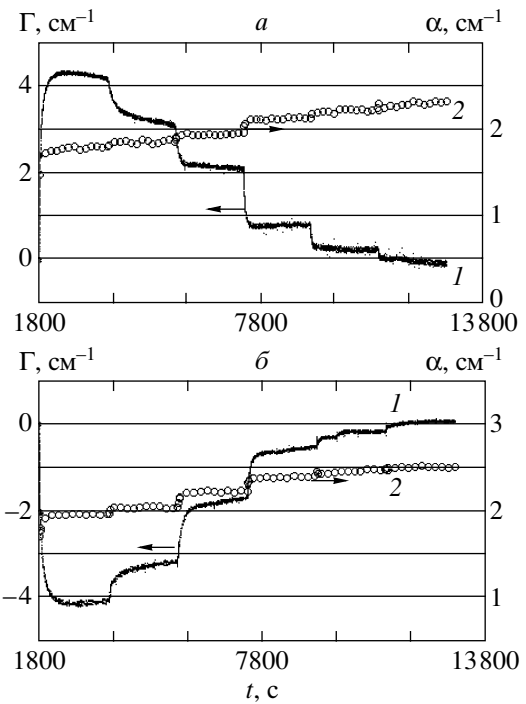


Рис. 2. Экспериментальные зависимости эффективного коэффициента усиления $\Gamma_{ef}(t)$ (1) для фоторефрактивной отражательной решетки и коэффициента поглощения $\alpha(t)$ (2) в условиях некогерентной подсветки излучением с длиной волны $\lambda_i \approx 515 \text{ нм}$, при углах ориентации вектора поляризации лазерного пучка на входной грани кристалла ВТО $\theta_p(-d) = 50^\circ$ (а) и $\theta_p(-d) = 140^\circ$ (б). Интенсивность подсветки принимает значения $I_{cd} = 0.2$ ($t = 1800\text{--}3600 \text{ с}$), 0.4 ($3600\text{--}5400 \text{ с}$), 0.8 ($5400\text{--}7200 \text{ с}$), 1.6 ($7200\text{--}9000 \text{ с}$), 2.4 ($9000\text{--}10800 \text{ с}$) и $3.0 \text{ мВт} \cdot \text{см}^{-2}$ ($10800\text{--}12600 \text{ с}$).

Для теоретического анализа динамики амплитуды поля пространственного заряда и фотоиндуцированного поглощения света воспользуемся моделью зонного переноса, предполагающей наличие в кристалле близко расположенных донорно-ловушечных пар [10]. В рассматриваемом случае наблюдения фотоиндуцированных изменений на длине волны 633 нм достаточно учесть два уровня, соответствующих донорам E_D и ловушкам E_T , с которых электроны могут возбуждаться красным светом в зону проводимости (рис. 3). Некогерентное излучение подсветки из зеленой области возбуждает электроны как с уровней E_D и E_T , так и с глубоко расположенного второго донорного центра с энергией ионизации E_L . Примем во внимание эффекты рекомбинации свободных носителей заряда на центры, не занятые электронами; туннельные переходы электронов между донорным и ловушечными центрами E_D и E_T , а также с ловушек E_T на “пустые” (ионизированные) доноры E_L .

Для фоторефрактивной решетки с вектором $\vec{K} = (2\pi/\Lambda)\vec{x}^0$, направленным вдоль оси x , соответ-

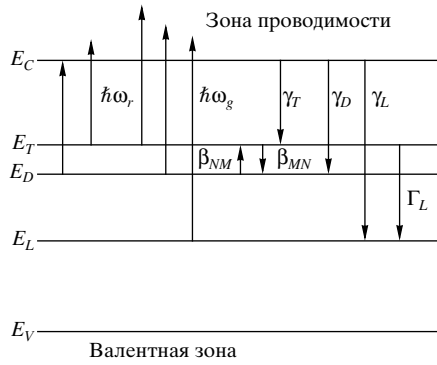


Рис. 3. Энергетическая диаграмма кристалла ВТО для модели зонного переноса с близко расположенными донорно-ловушечными парами и глубокими донорными центрами и схема электронных переходов (показаны стрелками) при воздействии излучением из красной (энергия кванта $\hbar\omega_r$) и зеленой ($\hbar\omega_g$) областей спектра.

ствующие рассматриваемой модели материальные уравнения имеют вид

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -S_S(I_R + I_G)N + \gamma_D(N_0 - N - M)n + \beta_{MN}M - \beta_{NM}N, \quad (2)$$

$$\frac{\partial M}{\partial t} = -S_T(I_R + I_G)M + \gamma_T(N_0 - N - M)n - \beta_{MN}M + \beta_{NM}N - \Gamma_L ML, \quad (3)$$

$$\frac{\partial L}{\partial t} = S_L I_G (L_0 - L)N - \gamma_L L n - \Gamma_L ML, \quad (4)$$

$$\rho = e(L - M - N + N_0 - N_A - n), \quad (5)$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{e}{\epsilon} \rho, \quad (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(e\mu n E + \mu k_B T \frac{\partial n}{\partial x} \right) = -\frac{\partial \rho}{\partial t}, \quad (7)$$

где N и n – концентрация электронов на донорных центрах и в зоне проводимости; S_D и γ_D – сечение фотовозбуждения электронов с таких доноров и постоянная рекомбинации на донорный центр в “пустой” донорно-ловушечной паре; M – концентрация электронов на ловушках, S_T и γ_T – сечение фотоионизации и постоянная рекомбинации для ловушечных центров, L – концентрация ионизированных глубоких донорных центров, в нейтральном состоянии имеющих сечение фотовозбуждения S_L , и характеризующихся постоянной рекомбинации γ_L . Коэффициент Γ_L характеризует вероятность туннельного перехода электронов с ловушек на глубокие доноры, а β_{NM} и β_{MN} – туннельные переходы электронов между донором и ловушкой, образующих донорно-ловушечные пары (см. рис. 3). Параметры N_0 , L_0 и N_A – общая концентрация таких пар,

глубоких доноров и акцепторов, компенсирующих заряд “пустых” донорно-ловушечных пар в темновых условиях соответственно; I_R – интенсивность лазерного излучения и I_G – интенсивность некогерентной подсветки; E – поле пространственного заряда решетки, e – элементарный электрический заряд, ϵ – статическая диэлектрическая проницаемость кристалла, μ – подвижность электронов, k_B – постоянная Больцмана, T – температура.

В приближении малых контрастов ($m \ll 1$) интерференционной картины, формирующей фоторефрактивную решетку, система уравнений (2)–(7) линеаризуется путем разложения неизвестных функций в ряд Фурье. Использование приближений адиабатичности и низкой интенсивности света приводит к замкнутой системе уравнений для нулевых пространственных гармоник, которая решалась численными методами, дающими возможность моделировать подсветку кристалла некогерентным излучением. Найденные функции позволяют как рассчитать временную зависимость оптического поглощения

$$\alpha(t) = \hbar\omega [S_D N^{(0)}(t) + S_T M^{(0)}(t)], \quad (8)$$

где $\hbar\omega$ – энергия кванта лазерного излучения, так и использовать их для численного анализа системы уравнений для амплитуд первых пространственных гармоник $N^{(1)}(t)$, $M^{(1)}(t)$, $L^{(1)}(t)$ и $n^{(1)}(t)$. Динамика данных зарядовых решеток, в соответствии с уравнениями (5) и (6), определяет временную зависимость электрического поля решетки:

$$E_{sc}(t) = \frac{e}{m\epsilon|\vec{K}|} \times \times [L^{(1)}(t) - N^{(1)}(t) - M^{(1)}(t) - n^{(1)}(t)]. \quad (9)$$

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ОБСУЖДЕНИЕ

Временные зависимости оптического поглощения и поля пространственного заряда фоторефрактивной голограммы, рассчитанные в соответствии с условиями эксперимента с использованием описанной выше методики и соотношений (8) и (9), представлены на рис. 4. Численный анализ проводили для решетки с периодом $\Lambda = 120$ нм и следующих материальных параметров кристалла: $N_0 = 1.2 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$, $L_0 = 4.3 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$, $N_A = 2.6 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$, $\lambda_D = 8 \cdot 10^{-18} \text{ м}^3 \cdot \text{с}^{-1}$, $\gamma_T = 1.3 \cdot 10^{-15} \text{ м}^3 \cdot \text{с}^{-1}$, $\gamma_L = 3 \cdot 10^{-19} \text{ м}^3 \cdot \text{с}^{-1}$, $\Gamma_L = 2.54 \cdot 10^{-27} \text{ м}^3 \cdot \text{с}^{-1}$, $\beta_{NM} = 10^{-4} \text{ с}^{-1}$, $\beta_{MN} = 1.6 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$, $S_T = 8.5 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2 \cdot \text{Дж}^{-1}$, $S_D = 1.05 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2 \cdot \text{Дж}^{-1}$, $S_L = 4 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2 \cdot \text{Дж}^{-1}$, $\mu = 2 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2 \cdot (\text{В} \cdot \text{с})^{-1}$ и $\epsilon = 4.16 \cdot 10^{-10} \text{ Ф} \cdot \text{м}^{-1}$.

Сравнение кривых, представленных на рис. 2а и рис. 4, показывает, что экспериментально наблюдаемая динамика наведенного оптического поглощения и эффективности встречного взаимодействия лазерных пучков в условиях некогерентной

подсветки качественно согласуется с результатами расчетов в рамках рассматриваемой модели. Из проведенного анализа следует, что рост оптического поглощения с увеличением интенсивности подсветки связан с преимущественным заселением электронами ловушечных центров, имеющих сечение фотоионизации $S_T > S_D$ (см. формулу (8)). При этом амплитуда зарядовой решетки $M^{(1)}$, сформированной на ловушках, уменьшается, в то время как для противофазной с ней решетки зарядов на донорах амплитуда $N^{(1)}$ увеличивается. Амплитуда решетки на глубоких донорах $L^{(1)}$, синфазной с решеткой на ловушках, увеличивается с ростом интенсивности, однако в меньшей степени, чем $M^{(1)}$. В результате при некоторой интенсивности подсветки поле пространственного заряда, определяемое соотношением (9), изменяет свой знак. Отметим, что амплитуда решетки свободных носителей заряда удовлетворяет неравенству $n^{(1)} \ll N^{(1)}, M^{(1)}, L^{(1)}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, экспериментально продемонстрирована возможность управления эффективностью и знаком отражательной фоторефрактивной решетки, формируемой в кристалле титаната висмута лазерным излучением с длиной волны 633 нм, при подсветке некогерентным излучением из зеленой области спектра. Предложена модификация модели зонного переноса, предполагающая наличие в кристалле близко расположенных донорно-ловушечных пар, допускающих фотовозбуждение электронов в зону проводимости излучением из красной области спектра, и глубоких донорных центров, фотовозбуждение которых возможно только излучением некогерентной подсветки. Проведенный численный анализ показывает, что наблюдаемая экспериментально динамика оптического поглощения и эффективного коэффициента усиления фоторефрактивной отражательной решетки качественно согласуется с предсказываемой в рамках предложенной модификации теоретической модели.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 06-02-81040_Бел_а и 05-02-16589-а), БРФФИ (грант № Ф06Р-200) и програм-

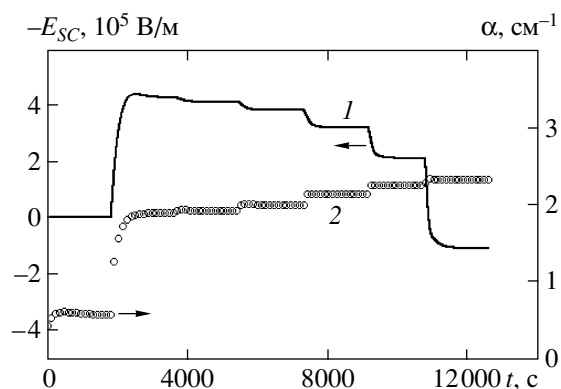


Рис. 4. Временные зависимости оптического поглощения $\alpha(t)$ и поля пространственного заряда $E_{SC}(t)$ фоторефрактивной голограммы в кристалле ВТО, рассчитанные в соответствии с условиями эксперимента.

мы “Развитие научного потенциала высшей школы (2006–2008 годы)”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. СПб: Наука, 1992. 320 с.
2. Kamshilin A.A., Jaaskelainen T., Kulchin Yu.N. // Appl. Phys. Lett. 1998. V. 73. P. 705.
3. Kamshilin A.A., Prokofiev V.V. // Opt. Lett. 2002. V. 27. P. 1711.
4. Ромашко Р.В., Шандаров С.М., Кульчин Ю.Н. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2005. Т. 69. № 8. С. 1143.
5. Ромашко Р.В., Кульчин Ю.Н., Камшилин А.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2006. Т. 70. № 9. С. 1296.
6. Шамрай А.В., Козлов А.С., Ильичев И.В., Петров М.П. // Квант. электроника. 2005. Т. 35. № 8. С. 734.
7. Агеев Е.Ю., Шандаров С.М., Веретенников С.Ю. и др. // Квант. электроника. 2001. Т. 31. С. 343.
8. Плесовских А.М., Шандаров С.М., Мартыанов А.Г. и др. // Квант. электроника. 2005. Т. 35. С. 163.
9. Prokofiev V.V., Carvalho J.F., Andreeva J.P. et al. // Cryst. Res. Technol. 1995. V. 30. P. 171.
- Shandarov S.M., Polyakova L.E., Mandel A.E. et al. // Proc. SPIE. 2007. V. 6595. P. 124.

ВЕКТОРНОЕ ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СВЕТА НА ОТРАЖАТЕЛЬНЫХ РЕШЕТКАХ В КРИСТАЛЛАХ ТИТАНАТА ВИСМУТА

© 2006 г. А. В. Гусельникова*, С. М. Шандаров*, доктор физ.-мат. наук; А. М. Плесовских*;
Р. В. Ромашко**, канд. физ.-мат. наук; Ю. Н. Кульчин**, член-корр. РАН

* Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск

** Институт автоматизации и процессов управления ДВО РАН, Владивосток

E-mail: shand@stack.ru

Рассмотрено вырожденное по частоте векторное четырехволновое взаимодействие света на отражательных фоторефрактивных решетках в кубических гиротропных кристаллах. Получены уравнения связанных волн, описывающие встречное взаимодействие в кристаллах произвольного среза. Для линейно поляризованных волн проведен анализ обращения волнового фронта слабой сигнальной волны на отражательной решетке в кристалле титаната висмута среза (100). Установлено, что коэффициент отражения обращенной волны зависит от ориентации векторов поляризации волн сигнала и накачки и при оптимальных условиях может достигать значений, существенно превышающих 100% при толщине кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}\cdot\text{Fe, Cu}$ более 3 мм.

Коды OCIS: 190.240, 070.110, 160.240.

Поступила в редакцию 28.02.2006.

Возникающие при распространении лазерного излучения через неоднородную среду фазовые искажения могут компенсироваться с помощью устройств, осуществляющих обращение волнового фронта (ОВФ) [1, 2]. Эффективное ОВФ световых пучков реализуется при вырожденном по частоте четырехволновом взаимодействии (ЧВВ) на фоторефрактивных голограммах [3–6]. При некогерентных между собой волнах накачки коэффициент отражения обращенной волны зависит как от величины фоторефрактивного отклика кристалла, так и от фазового сдвига между парциальными решетками возмущений показателя преломления, формируемыми каждой парой взаимно когерентных пучков. При синфазных парциальных голограммах реализуется положительная обратная связь между парами взаимно когерентных волн и обращенная сигнальная волна может существенно превосходить исходную по амплитуде [5, 6].

Дрейфовый механизм разделения зарядов в приложенном к кристаллу постоянном электрическом поле, автоматически обеспечивающий синфазность парциальных решеток, позволил достичь коэффициента отражения $R = 500\%$ в номинально чистом танталате лития в пропускающей геометрии взаимодействия [5]. Фоторефрактивный отклик диффузионного типа, при котором решетка вариаций показателя преломления сдвинута относительно создающей ее интерференционной световой картины на четверть пространственного периода, может быть значительно увеличен во внешнем знакопеременном электрическом поле [4]. В этом случае для обеспечения синфазности двух голограмм, формирующихся при вырожденном по частоте ЧВВ

в пропускающей геометрии в кубических фоторефрактивных кристаллах, могут быть использованы векторные свойства двухволнового взаимодействия [6, 7], когда знак решетки зависит от входной поляризации света.

Фоторефрактивный отклик диффузионного типа в кубических кристаллах может быть увеличен и без приложения внешнего поля, при использовании отражательной геометрии двухволнового взаимодействия [8–11]. Векторный характер встречного двухволнового взаимодействия на отражательных решетках в образцах среза (100) [11] открывает возможность для реализации условия синфазности двух решеток, формирующихся при ЧВВ, и может обеспечить эффективное обращение волнового фронта слабого сигнального пучка света.

В настоящей работе построена векторная модель вырожденного по частоте ЧВВ света на отражательных фоторефрактивных решетках, формируемых в оптически активных кубических кристаллах силленитов при встречных взаимно некогерентных пучках накачки за счет диффузионного механизма переноса заряда. На основе проведенного анализа и численных расчетов показана возможность эффективного ОВФ в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}\cdot\text{Fe, Cu}$ при встречном ЧВВ световых пучков и найдены оптимальные условия для его реализации.

Общие уравнения

Схема ЧВВ на отражательной фоторефрактивной решетке показана на рис. 1. Взаимно когерентные волны накачки P_+ и сигнала S_- , падающие на грани кристалла $x = 0$ и $x = -d$ соответственно, фор-

мируют отражательную решетку с вектором \mathbf{K} , параллельным оси x . Вторая волна накачки P_- , падающая на границу $x = -d$, не когерентна с волнами P_+ и S_- . При распространении волн накачки точно навстречу друг другу дифракция пучка P_- на фоторефрактивной решетке порождает волну S_+ с обращенным волновым фронтом. Описанные выше условия когерентности волн реализуются, например, когда волны P_+ и S_- являются монохроматическими с частотой ω_1 , а P_- и S_+ – монохроматическими с

частотой ω_2 . Разность частот волн должна удовлетворять условию $|\omega_2 - \omega_1| \gg 1/\tau_0$, где τ_0 – время фоторефрактивного отклика среды.

Будем полагать, что взаимодействующие световые волны в общем случае имеют произвольную поляризацию. В параксиальном приближении их световые поля в кубическом гиротропном кристалле, принадлежащем к классу симметрии 23, могут быть представлены в виде суперпозиции собственных волн

$$\mathbf{E}_{S_-}(x, z, t) = \left\{ C_{1-}^S(x) \mathbf{e}_1 \exp(-ik_0 n_1 \cos \theta_r x) + C_{2-}^S(x) \mathbf{e}_2 \exp(-ik_0 n_2 \cos \theta_r x) \right\} \exp(-ik_0 \sin \theta_i z) \exp(-\alpha_0 x/2) \exp(i\omega_1 t), \quad (1)$$

$$\mathbf{E}_{P_+}(x, z, t) = \left\{ C_{1+}^P(x) \mathbf{e}_1^* \exp(ik_0 n_1 \cos \theta_r x) + C_{2+}^P(x) \mathbf{e}_2^* \exp(ik_0 n_2 \cos \theta_r x) \right\} \exp(ik_0 \sin \theta_i z) \exp(\alpha_0 x/2) \exp(i\omega_1 t), \quad (2)$$

$$\mathbf{E}_{S_+}(x, z, t) = \left\{ C_{1+}^S(x) \mathbf{e}_1^* \exp(ik_0 n_1 \cos \theta_r x) + C_{2+}^S(x) \mathbf{e}_2^* \exp(ik_0 n_2 \cos \theta_r x) \right\} \exp(ik_0 \sin \theta_i z) \exp(\alpha_0 x/2) \exp(i\omega_2 t), \quad (3)$$

$$\mathbf{E}_{P_-}(x, z, t) = \left\{ C_{1-}^P(x) \mathbf{e}_1 \exp(-ik_0 n_1 \cos \theta_r x) + C_{2-}^P(x) \mathbf{e}_2 \exp(-ik_0 n_2 \cos \theta_r x) \right\} \exp(ik_0 \sin \theta_i z) \exp(-\alpha_0 x/2) \exp(i\omega_2 t) \quad (4)$$

с циркулярными векторами поляризации $\mathbf{e}_{1,2} = (\mathbf{y}^0 \pm i\mathbf{z}^0)/\sqrt{2}$ и показателями преломления $n_{1,2} = n_0 \pm \rho/k_0$, где $k_0 = 2\pi/\lambda$ – волновое число для вакуума; n_0 и α_0 – показатель преломления и коэффициент поглощения для невозмущенного кристалла, ρ – его удельное оптическое вращение. Углы θ_i и θ_r определяют направление распространения волн относительно оси x вне кристалла и внутри него.

Попарная интерференция распространяющихся встречно волн P_+ и S_- , P_- и S_+ приводит к образова-

нию в кристалле интерференционной картины с контрастом

$$m(x) = 2 \left[C_{1+}^P(x) C_{2-}^{S*}(x) + C_{2+}^P(x) C_{1-}^{S*}(x) + C_{1-}^{P*}(x) C_{2+}^S(x) + C_{2-}^{P*}(x) C_{1+}^S(x) \right] / I_0(x) \quad (5)$$

и волновым числом $K = |\mathbf{K}| = 2k_0 n_0 \cos \theta_r$, где средняя интенсивность света определяется выражением

$$I_0(x) = \left(|C_{1-}^S(x)|^2 + |C_{2-}^S(x)|^2 + |C_{1-}^P(x)|^2 + |C_{2-}^P(x)|^2 \right) \exp(-\alpha_0 x) + \left(|C_{1+}^S(x)|^2 + |C_{2+}^S(x)|^2 + |C_{1+}^P(x)|^2 + |C_{2+}^P(x)|^2 \right) \exp(\alpha_0 x). \quad (6)$$

В приближении $m \ll 1$ амплитуда первой пространственной гармоники электростатического поля формирующейся фоторефрактивной решетки является линейной по контрасту [4], $E_1(x) = -im(x)E_{SC}$, где эффективное поле E_{SC} зависит от механизма диффузионного перераспределения носителей заряда. Поскольку кубические фоторефрактивные кристаллы обладают пьезоэлектрическими свойствами, в

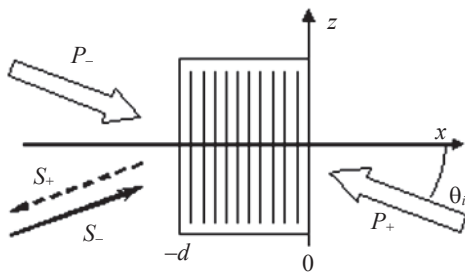


Рис. 1. Геометрия четырехволнового взаимодействия световых пучков на голографической решетке отражательного типа в кубических фоторефрактивных кристаллах (пояснения в тексте).

возмущения $\Delta \epsilon$ их тензора диэлектрической проницаемости будут вносить вклад как электрооптический, так и фотоупругий эффекты. Компоненты тензора ϵ^0 для невозмущенного кристалла и наведенных в нем возмущений $\Delta \epsilon$ определяются выражениями [11]

$$\begin{aligned}\epsilon_{mn}^0 &= (n_0^2 - in_0\alpha_0/k_0)\delta_{mn} - i2n_0\rho\delta_{mnk}p_k/k_0, \\ \Delta\epsilon_{mn} &= im\left(n_0^4 E_{SC}\Delta b_{mn}r_{41}^S\right), \\ \Delta b_{mn} &= \left[\delta_{mnp}\left|p_p + \left(P_{mnkl}^E p_l \gamma_{ki} e_{pir} p_p p_r\right)/r_{41}^S\right.\right],\end{aligned}\quad (7)$$

где δ_{mn} – единичный симметричный тензор второго ранга, δ_{mnp} – единичный антисимметричный тензор

третьего ранга, p_p – направляющие косинусы вектора решетки $\mathbf{K}||\mathbf{x}_0$, r_{41}^S и P_{mnkl}^E – компоненты электрооптического тензора зажатого кристалла и фотоупругого тензора, измеренные при постоянном электрическом поле; γ_{ki} – компоненты тензора, обратного к $\Gamma_{ik} = C_{ijkl}^E p_j p_l$; C_{ijkl}^E и e_{pir} – компоненты тензоров модулей упругости и пьезоэлектрических констант.

Использование приведенных выше соотношений и метода медленно меняющихся амплитуд позволяет из волнового уравнения для кубических гиротропных кристаллов получить уравнения связанных волн, описывающие ЧВВ на отражательной решетке, в следующем виде:

$$dC_{1-}^S/dx = -(\gamma/4)m^* \left[g_I C_{1+}^P \exp(i2\rho x) + g_E C_{2+}^P \right] \exp(\alpha_0 x), \quad (8)$$

$$dC_{2-}^S/dx = -(\gamma/4)m^* \left[g_E C_{1+}^P + g_I^* C_{2+}^P \exp(-i2\rho x) \right] \exp(\alpha_0 x), \quad (9)$$

$$dC_{1+}^S/dx = -(\gamma/4)m \left[g_I^* C_{1-}^P \exp(-i2\rho x) + g_E C_{2-}^P \right] \exp(-\alpha_0 x), \quad (10)$$

$$dC_{2+}^S/dx = -(\gamma/4)m \left[g_E C_{1-}^P + g_I C_{2-}^P \exp(i2\rho x) \right] \exp(-\alpha_0 x), \quad (11)$$

$$dC_{1-}^P/dx = -(\gamma/4)m^* \left[g_I C_{1+}^S \exp(i2\rho x) + g_E C_{2+}^S \right] \exp(\alpha_0 x), \quad (12)$$

$$dC_{2-}^P/dx = -(\gamma/4)m^* \left[g_E C_{1+}^S + g_I^* C_{2+}^S \exp(-i2\rho x) \right] \exp(\alpha_0 x), \quad (13)$$

$$dC_{1+}^P/dx = -(\gamma/4)m \left[g_I^* C_{1-}^S \exp(-i2\rho x) + g_E C_{2-}^S \right] \exp(-\alpha_0 x), \quad (14)$$

$$dC_{2+}^P/dx = -(\gamma/4)m \left[g_E C_{1-}^S + g_I C_{2-}^S \exp(i2\rho x) \right] \exp(-\alpha_0 x), \quad (15)$$

где $\gamma = k_0 n_0^3 r_{41}^S E_{SC}$ – постоянная связи, а тензорные свертки $g_I = (\mathbf{e}_1^* \Delta \mathbf{b} \mathbf{e}_2)$ и $g_E = (\mathbf{e}_1^* \Delta \mathbf{b} \mathbf{e}_1) = (\mathbf{e}_2^* \Delta \mathbf{b} \mathbf{e}_2)$ описывают соответственно вклад во встречное взаимодействие внутримодовых (без изменения собственного показателя преломления) и межмодовых процессов.

Система уравнений (8)–(15) может быть использована для анализа вырожденного по частоте ЧВВ на отражательных фазовых решетках в кубических фоторефрактивных кристаллах произвольного среза и при произвольной поляризации световых пучков.

Взаимодействие линейно поляризованных волн в кристаллах среза (100)

Рассмотрим ЧВВ в отсутствие поглощения света ($\alpha_0 = 0$) в кристаллах среза (100), когда эффективность внутримодовых процессов максимальна ($g_I = i$), а межмодовые процессы отсутствуют ($g_E = 0$) [11]. Огра-

ничимся анализом взаимодействия линейно поляризованных волн, когда амплитуды собственных волн удовлетворяют условиям $C_{2\pm}^P = C_{1\pm}^{P*}$, $C_{2\pm}^S = C_{1\pm}^{S*}$, и приближением неистохаемых пучков накачки P_+ и P_- , в рамках которого амплитуды C_{1+}^P , C_{1-}^P , C_{2+}^P и C_{2-}^P считаются не зависящими от координаты x . В этом случае контраст интерференционной картины m является действительной функцией

$$m = 2 \left[C_{2+}^S C_{2-}^P + C_{2+}^{S*} C_{2-}^{P*} + C_{2-}^S C_{2+}^P + C_{2-}^{S*} C_{2+}^{P*} \right] / I_0 \quad (16)$$

и необходимые уравнения связанных волн могут быть получены из системы (8)–(15) в виде

$$dC_{2-}^S/dx = i(\gamma/4)m C_{2+}^P \exp(-i2\rho x), \quad (17)$$

$$dC_{2+}^S/dx = -i(\gamma/4)m C_{2-}^P \exp(i2\rho x). \quad (18)$$

Амплитуды составляющих волн накачки и сигнала могут быть выражены через их интенсивности и фазы

как $C_{2\pm}^P = \sqrt{I_{\pm}^P/2} \exp(\mp i\phi_{\pm}^P)$ и $C_{2\pm}^S = \sqrt{I_{\pm}^S/2} \exp(\mp i\phi_{\pm}^S)$.

В соответствии с соотношениями (1)–(4) фазы волн $\phi_{\pm}^P(x)$ и $\phi_{\pm}^S(x)$ задают ориентацию векторов поляризации в кристалле, определяемую углами $\vartheta_{\pm}^{P,S}(x) = \rho x + \phi_{\pm}^{P,S}(x)$, отсчитываемыми от оси y . Для сигнальных волн поляризация изменяется при распространении из-за естественной оптической активности и взаимодействия на отражательной решетке, а для неистопаемых волн накачки поворотом векторов поляризации за счет взаимодействия следует пренебречь. Далее в пренебрежении вкладом волн сигнала в общую интенсивность I_0 (см. формулу (6)) система уравнений (17), (18) может быть сведена к следующему уравнению, описывающему пространственную эволюцию контраста интерференционной картины:

$$dm/m = (\gamma/2I_0) \left\{ I_+^P \sin \left[2(\rho x + \phi_+^P) \right] + I_-^P \sin \left[2(\rho x + \phi_-^P) \right] \right\} dx. \quad (19)$$

Решение данного уравнения может быть получено в аналитическом виде

$$m(x) = M \exp \left\{ (-\gamma/4\rho I_0) \left[I_+^P \cos \left[2(\rho x + \vartheta_+^P(0)) \right] + I_-^P \cos \left\{ 2[\rho(x+d) + \vartheta_-^P(-d)] \right\} \right] \right\}, \quad (20)$$

однако для определения постоянной интегрирования M необходимо задать условия на границах $x = 0$ и $x = -d$, а также воспользоваться уравнениями (16)–(18) и (20). Для отсутствующей при $x = 0$ обращенной волны ($C_{2+}^S(0) = 0$) и равных по интенсивности волн накачки ($I_-^P = I_+^P = I_P$) получаем

$$M = \left\{ \sqrt{I_-^S(-d)/I_P} \cos \left[\rho d + \vartheta_-^S(-d) - \vartheta_+^P(0) \right] \right\} / \left\{ G(-d) + (\gamma/4) \int_{-d}^0 G(x) \sin \left\{ 2[\rho(x+d) + \vartheta_-^P(-d)] \right\} dx \right\}, \quad (21)$$

где

$$G(x) = \exp \left\{ (-\gamma/4\rho) \cos \left[\rho(2x+d) + \vartheta_-^P(-d) + \vartheta_+^P(0) \right] \cos \left[\rho d + \vartheta_-^P(-d) - \vartheta_+^P(0) \right] \right\}. \quad (22)$$

Определим коэффициент отражения обращенной волны при рассматриваемом ЧВВ (рис. 1) как $R^S =$

$I_+^S(-d)/I_-^S(-d)$. Интегрируя уравнение (18) с использованием соотношений (20)–(22), получаем

$$R^S = \left\{ \gamma^2 \cos^2 \left[\rho d + \vartheta_-^S(-d) - \vartheta_+^P(0) \right] \left| \int_{-d}^0 G(x) \exp(i2\rho x) dx \right|^2 \right\} / \left\{ 16 \left| G(-d) + (\gamma/4) \int_{-d}^0 G(x) \sin \left\{ 2[\rho(x+d) + \vartheta_-^P(-d)] \right\} dx \right|^2 \right\}. \quad (23)$$

Численный анализ встречного четырехволнового взаимодействия в кристаллах титаната висмута среза (100)

Численный анализ эффективности ОВФ слабой сигнальной волны при встречном ЧВВ в кристаллах класса силленитов с использованием уравнения (23) показал сильную зависимость коэффициента отражения R^S от параметров образца и от ориентации векторов поляризации волн P_- , S_- и P_+ на входных гранях $x = -d$ и $x = 0$ соответственно. При анализе считалось, что эти грани (см. рис. 1) просветлены с помощью антиотражающего покрытия. Поляризационные углы волн полагались связанны-

ми соотношением $\vartheta_-^S(-d) = \vartheta_+^P(0) - \rho d$, обеспечивающим совпадение векторов поляризации волн P_+ и S_- по всему объему кристалла на стадии формирования исходной отражательной решетки.

Результаты расчетов зависимостей коэффициента отражения от поляризационного угла $\vartheta_-^P(-d)$ при оптимальных углах $\vartheta_+^P(0)$ для образца с параметрами $\gamma = 6,8 \text{ см}^{-1}$ и $\rho = -6,34 \text{ град мм}^{-1}$ ($\lambda = 633 \text{ нм}$), которые соответствуют кристаллу $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Fe}$, Cu [11], представлены на рис. 2. Для кристалла с толщиной 2,6 мм оптимальными являются углы $\vartheta_+^P(0) = 34^\circ$ и $\vartheta_-^P(-d) = 146^\circ$, при которых коэффициент отражения достигает максимального значения $R^S = 0,6$. Увеличение толщины кристалла до 4 мм

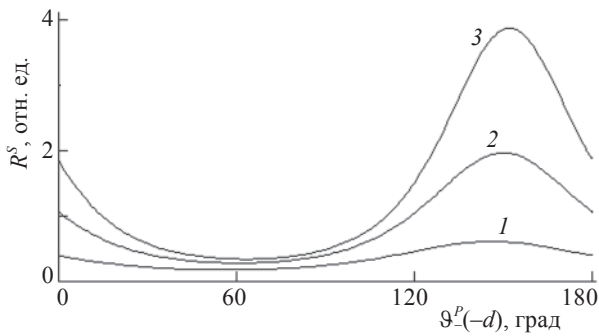


Рис. 2. Зависимости коэффициента отражения от ориентации вектора поляризации волны накачки P_- на входной грани $x = 0$ при встречном ЧВВ света на отражательных решетках для кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Fe}, \text{Cu}$ среза (100) толщиной $d = 2,6$ (1), 3,5 (2) и 4 мм (3) при оптимальных поляризационных углах волны накачки P_+ $\vartheta_+^P(0) = 34^\circ$ (1), 31° (2) и 53° (3).

позволяет достичь коэффициента отражения обращенной волны $R^S = 3,9$ при поляризационных углах $\vartheta_+^P(0) = 31^\circ$ и $\vartheta^P(-d) = 149^\circ$.

Наблюдаемый максимум на поляризационных зависимостях соответствует условиям синфазности фоторефрактивных решеток, формируемых двумя парами встречных волн, P_+ и S_- , P_- и S_+ (рис. 1). В этом случае коэффициент отражения может существенно превосходить 100% за счет перекачки энергии волны накачки P_- в обращенную волну. При этом оптимальными являются условия, при которых векторы поляризации для волн P_+ и S_- в середине образца составляют углы $\sim 45^\circ$, а для P_- и S_+ — $\sim 135^\circ$ к оси y . Этот результат проведенного анализа хорошо согласуется с данными работы [11], в которой рассматривается векторное двухволновое взаимодействие на отражательных решетках в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Fe}, \text{Cu}$ среза (100).

Резкое возрастание коэффициента отражения при увеличении толщины кристалла свидетельствует о возможности самовозбуждения в этом случае сигнальных волн S_+ и S_- с взаимно обращенными волновыми фронтами при встречных взаимно некогерентных волнах накачки P_- и P_+ . Отметим, что подобный эффект был рассмотрен в работах [6, 7] для ЧВВ на пропускающих решетках в кристаллах титаната и силиката висмута с приложенным для увеличения фоторефрактивного отклика знакопеременным электрическим полем.

Заключение

Таким образом, в работе получены уравнения связанных волн, описывающие вырожденное по частоте векторное ЧВВ света на отражательных решетках в кубических фоторефрактивных кристал-

лах произвольного среза и при произвольной поляризации световых пучков. Для волн с линейной поляризацией, взаимодействующих в кристалле среза (100), в рамках приближения неистохаемой накачки получено выражение для коэффициента отражения обращенной волны по интенсивности.

Показано, что векторный характер взаимодействия на отражательной решетке в кристаллах силленитов среза (100) позволяет реализовать условия синфазности фоторефрактивных решеток, формирующихся при встречном ЧВВ, и установлена возможность эффективного ОВФ на отражательной решетке в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Fe}, \text{Cu}$ за счет диффузионного механизма разделения зарядов без приложения внешнего электрического поля. Рассчитаны оптимальные поляризационные углы, при которых должен наблюдаться максимальный коэффициент отражения обращенной волны. Установлено, что максимальный коэффициент отражения обращенной волны растет с увеличением толщины кристалла и при ее значении, превышающем 3 мм, превосходит 100%.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 05-02-16589-а) и программы “Развитие научного потенциала высшей школы (2006–2008 годы)”.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф., Шкунов В.В. Обращение волнового фронта. М.: Наука, 1985. 240 с.
2. Дмитриев В.Г. Нелинейная оптика и обращение волнового фронта. М.: Физматлит, 2003. 256 с.
3. Одулов С.Г., Соскин М.С., Хижняк А.И. Лазеры на динамических решетках: Оптические генераторы на четырехволновом смешении. М.: Наука, 1990. 272 с.
4. Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. СПб.: Наука, 1992. 320 с.
5. Кондилько В.П., Одулов С.Г., Соскин М.С. Усиление отраженных волн с обращенным волновым фронтом в кристаллах с линейным электрооптическим эффектом во внешнем электрическом поле // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1981. Т. 45. С. 959–962.
6. Степанов С.И., Петров М.П., Красинькова М.В. Эффективное вырожденное четырехволновое взаимодействие в фоторефрактивном кубическом кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ // ЖТФ. 1984. Т. 54. С. 1223–1225.
7. Литвинов Р.В., Полковников С.И., Шандаров С.М. Самовозбуждение взаимно обращенных световых волн в кубическом гиротропном фоторефрактивном кристалле с приложенным меандровым электрическим полем // Квант. электрон. 2001. Т. 31. С. 167–172.
8. Mallick S., Miteva M., Nikolova L. Polarization properties of self-diffraction in sillenite crystals: reflection volume gratings // JOSA. В. 1997. V. 14. P. 1179–1186.

9. Агеев Е.Ю., Шандаров С.М., Веретенников С.Ю., Мартьянов А.Г., Карташов В.А., Камшилин А.А., Прокофьев В.В., Шепелевич В.В. Двухволновое взаимодействие на отражательной решетке в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ // Квант. электрон. 2001. Т. 31. С. 343–345.
10. Martyanov A.G., Antonova N.Yu., Shandarov S.M., Kargin Yu.F., Volkov V.V., Egorysheva A.V., Prokofiev V.V. Polarization characteristics of two-beam coupling on reflection holographic grating in (100) cut of $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Fe}:\text{Cu}$ crystal // ICO Topical Meeting on Polarization Optics. Polvijarvi, 2003. P. 220–221.
11. Плесовских А.М., Шандаров С.М., Мартьянов А.Г., Мандель А.Е., Буримов Н.И., Шаганова Е.А., Каргин Ю.Ф., Волков В.В., Егорышева А.В. Векторное двухволновое взаимодействие на отражательных голографических решетках в кубических гиротропных кристаллах // Квант. электрон. 2005. Т. 35. С. 163–168.
-

Динамические голограммы Денисюка в кубических фоторефрактивных кристаллах

С.М.Шандаров, Н.И.Буримов, Ю.Н.Кульчин, Р.В.Ромашко, А.Л.Толстик, В.В.Шепелевич

Рассмотрены работы, посвященные теоретическому анализу и экспериментальным исследованиям встречного двухволнового взаимодействия света на динамических отражательных решетках, формируемых по схеме Денисюка в кубических фоторефрактивных кристаллах за счет диффузионного механизма переноса заряда. Представлены результаты, демонстрирующие возможность использования динамических фоторефрактивных голограмм Денисюка для реализации адаптивных элементов измерительных систем, построенных на основе оптических и волоконно-оптических интерферометров.

Ключевые слова: кубические фоторефрактивные кристаллы, голограммы Денисюка, адаптивные интерферометры.

1. Введение

Оптическая нелинейность фоторефрактивного типа проявляется в кристаллах без центра симметрии при интенсивности лазерного излучения ~ 1 мкВт/мм². Двухволновые и четырехволновые процессы самовоздействия света, обусловленные фоторефрактивной нелинейностью, сопровождаются формированием в кристалле объемных голограмм и могут быть использованы для различных приложений, таких как оптическая память, усиление световых пучков и обращение их волнового фронта, голографическая интерферометрия [1–5]. Динамический характер формирующихся трехмерных фазовых голограмм позволяет, например, использовать двухволновое взаимодействие для адаптивной корреляционной фильтрации спекл-картин светового поля в прецизионных оптических датчиках [6–8]. Кубические фоторефрактивные кристаллы, принадлежащие к нецентросимметричным классам 23 (силлениты $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO), $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ (BGO), $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (BTO)) и $43m$ (высокоомные полупроводники GaAs, GaP, InP, CdTe), привлекательны для таких приложений благодаря быстрому отклику и стойкости к воздействию внешних факторов (температура, влажность, вибрации и др.). Многие параметры этих кристаллов можно найти в [1–5], а также в недавнем обзоре [9].

Для увеличения дифракционной эффективности пропускающей голограммы, формируемой по традиционной схеме попутного двухпучкового взаимодействия в

кубическом кристалле с небольшими электрооптическими коэффициентами ($r_{41} \sim 1 - 5$ пм/В), требуется, чтобы напряженность внешнего электрического поля составляла более 10 кВ/см [1–9]. В отсутствие внешнего поля значительный фоторефрактивный отклик в кубических кристаллах может достигаться при встречном взаимодействии световых волн на объемной отражательной голограмме, формируемой по схеме, предложенной Ю.Н.Денисюком [10, 11]. В этих работах обоснованы принципы и геометрия записи и считывания отражательных голограмм, дано описание их основных свойств и указаны возможные сферы применения.

В фоторефрактивных кристаллах, в том числе в BSO и BGO, взаимодействие световых волн на отражательных решетках анализировалось теоретически и численно (например, в работах [12–16]), но без учета присущей этим кубическим кристаллам естественной оптической активности. Влияние оптической активности на формирование отражательных голограмм в кубических фоторефрактивных кристаллах среза (001) было впервые изучено в работах [17, 18]. В [18] была получена и исследована зависимость выходных энергетических характеристик голограммы (дифракционной эффективности и относительной интенсивности сигнальной волны при двухволновом взаимодействии) от толщины кристалла. Показано, что в случае, когда модуль постоянной связи меньше удельного вращения кристалла, зависимость выходных энергетических характеристик голограммы от толщины кристалла имеет осциллирующий характер.

Первые экспериментальные исследования [16, 19–22] продемонстрировали возможность формирования фоторефрактивных голограмм по схеме Денисюка в кристаллах BGO, BTO и BSO срезов (100) и (111). Максимальный фоторефрактивный отклик наблюдался в легированных образцах BTO:Fe,Cu (дифракционная эффективность голограммы превышала 60 %) [20] и BTO:Cd (коэффициент двухпучкового усиления достигал 1.33 см^{-1}) [22], имеющих вид пластин, вырезанных нормально к кристаллографическому направлению [100] (срез (100)). Авторы [21, 22] обнаружили векторный характер встречного взаимодействия в срезе (100), заключающийся во влиянии интенсивности пучка накачки и ориентации его век-

Шандаров С.М., Буримов Н.И. Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Россия, 634050 Томск, просп. Ленина, 40; e-mail: bni@fet.tusur.ru

Кульчин Ю.Н., Ромашко Р.В. Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Россия, 690041 Владивосток, ул. Радио, 5; e-mail: kulchin@hq.febras.ru

Толстик А.Л. Белорусский государственный университет, Белоруссия, 220030 Минск, просп. Ф.Скорины, 4; e-mail: tolstik@bsu.by

Шепелевич В.В. Мозырский государственный педагогический университет им. И.П.Шамякина, Белоруссия, 247760 Мозырь, ул. Студенческая, 28; e-mail: vasshep@inbox.ru

Поступила в редакцию 14 января 2008 г., после доработки – 11 апреля 2008 г.

тора поляризации на амплитуду и вектор поляризации слабого сигнального пучка. Рассмотренная в [22] простая теоретическая модель такого взаимодействия в кристалле среза (100), учитывающая оптическую активность и поглощение света, хорошо соответствовала экспериментальным результатам.

Векторное взаимодействие световых волн на фазовых отражательных решетках в фоторефрактивных кристаллах силленитов произвольного среза рассмотрено в работе [23] в приближении неистощенной накачки. Кроме естественной оптической активности и поглощения света, здесь был учтен и фотоупругий вклад в фазовую модуляцию оптических свойств кристалла полем пространственного заряда решетки. Методика учета фотоупругого вклада для фоторефрактивных решеток в кубических пьезокристаллах описана, например, в работах [24–26]. Явные выражения для компонент обратного тензора диэлектрической проницаемости кубических фоторефрактивных кристаллов при произвольной ориентации вектора голографической решетки получены в [27] (они приведены также в [5], с. 229, с сохранением обозначений [27]).

Скалярная модель встречного взаимодействия линейно поляризованных волн, принимающая во внимание изменение мощности накачки, но не учитывающая преобразование их векторов поляризации, использовалась в [28] для анализа динамики формирования фазовой отражательной голограммы в кристалле ВТО среза (100). Теоретическому и экспериментальному исследованию двухпучкового взаимодействия волн с круговой поляризацией на отражательной решетке, имеющей фазовую и амплитудную составляющие, в срезе (111) кристалла ВТО: Са,Га посвящена работа [29]. Таким образом, отражательная голограмма, создаваемая в фоторефрактивном кристалле за счет диффузионного механизма перераспределения зарядов по дефектным центрам донорного и ловушечного типов, может иметь, наряду с фазовой, и амплитудную составляющую.

Вследствие эффекта насыщения ловушек [1, 4, 5], для достижения максимального фоторефрактивного отклика при встречном взаимодействии на отражательных голограммах кристалл должен иметь значительную концентрацию ловушечных центров. Этому условию в наибольшей мере отвечают кристаллы класса силленитов BSO и ВТО, для которых высокая эффективность встречного взаимодействия была продемонстрирована экспериментально (см., напр., [20, 22, 28–31]).

В работе [22] отмечается, что в кубическом оптически активном фоторефрактивном кристалле, вырезанном нормально к кристаллографическому направлению [111], усиление сигнала отражательными голограммами меньше, чем в кристалле, вырезанном нормально к оси [001]. Для малых толщин кристалла это утверждение является справедливым. Оно также справедливо для любых практически достижимых толщин кубического кристалла класса симметрии $\bar{4}3m$, в котором оптическая активность запрещена правилами симметрии. Однако это утверждение не является справедливым для кубических фоторефрактивных оптически активных кристаллов. Исследования, выполненные в [32], показали, что при определенных толщинах кристалла срез (111) предпочтительнее среза (001) как для получения высокого коэффициента усиления сигнала, так и для оптимизации дифракционной эффективности. Отметим, что поляризационные зависимости эффективности двухпучкового усиления фа-

зово-модулированной сигнальной волны на отражательной фоторефрактивной решетке в трех идентичных образцах BSO, ВТО и BGO среза (111) подробно изучены в работе [33].

Большой практический интерес вызывает проблема нахождения максимально достижимых, оптимизированных по поляризации выходных характеристик отражательных голограмм, записанных в кубических оптически активных кристаллах по схеме Денисюка, а также изучение зависимости этих характеристик от толщины и среза кристалла. Эта проблема была частично рассмотрена в [32], а полное решение ее получено в работах [34–36] с применением метода указательных поверхностей. Указательные поверхности оптимизированной по поляризации дифракционной эффективности отражательных голограмм в кубическом фоторефрактивном оптически активном кристалле построены и проанализированы в [35]. Аналогичные поверхности для относительной интенсивности предметной волны рассмотрены в [34, 36].

Возможность эффективного использования встречного взаимодействия на отражательных голограммах в кристаллах BSO и ВТО срезов (111) и (100) для устройств голографической интерферометрии, адаптивной корреляционной фильтрации динамических спекл-полей и в системе прецизионного субнанометрового контроля позиции отражающей поверхности продемонстрирована в [19, 20, 37–41].

Ниже более подробно рассмотрены работы, посвященные теоретическому анализу и экспериментальным исследованиям встречного двухволнового взаимодействия света на динамических отражательных решетках Денисюка, формируемых в кубических фоторефрактивных кристаллах за счет диффузионного механизма переноса заряда, и их использованию для построения адаптивных голографических корреляторов и интерферометров.

2. Общие уравнения для встречного взаимодействия двух плоских световых волн

Световые поля взаимодействующих в кубическом кристалле симметрии 23 плоских волн сигнала (S) и накачки (P) с волновыми нормальными n_S и n_P (рис.1) ввиду присущей кристаллу естественной гиротропии могут быть представлены в виде суперпозиции циркулярно-поляризованных волн [23, 28, 29, 31, 42]:

$$E_P(x) = [C_{P1}(x)e_1 \exp(-ik_0n_1x)$$

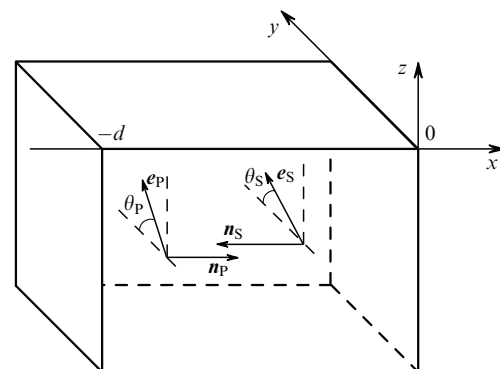


Рис.1. Геометрия встречного взаимодействия световых волн сигнала (S) и накачки (P) в кубическом гиротропном фоторефрактивном кристалле.

$$+ C_{P2}(x)e_2 \exp(-ik_0n_2x)] \exp(-\alpha x/2), \quad (1)$$

$$E_S(x) = [C_{S1}(x)e_1^* \exp(ik_0n_1x) + C_{S2}e_2^* \exp(ik_0n_2x)] \exp(\alpha x/2), \quad (2)$$

где $e_{1,2} = (y^0 \pm iz^0)/\sqrt{2}$ – единичные векторы, соответствующие левой и правой круговым поляризациям; $n_{1,2} = n_0 \pm \rho/k_0$ – показатели преломления собственных волн; y^0 и z^0 – орты лабораторной системы координат (см. рис. 1); $k_0 = 2\pi/\lambda$ – волновое число в вакууме; n_0 и α – коэффициенты преломления и поглощения для невозмущенного кристалла и ρ – его удельное оптическое вращение.

Картина интерференции волн сигнала и накачки, формирующая в кристалле голограмму, имеет вектор решетки $\mathbf{K} = 2k_0n_0x^0$, контраст m и среднюю интенсивность I_0 :

$$m(x) = 2 \frac{C_{S1}(x)C_{P2}^*(x) + C_{S2}(x)C_{P1}^*(x)}{I_0(x)}, \quad (3)$$

$$I_0(x) = [|C_{P1}(x)|^2 + |C_{P2}(x)|^2] \exp(-\alpha x) + [|C_{S1}(x)|^2 + |C_{S2}(x)|^2] \exp(\alpha x). \quad (4)$$

Происходящее под действием неоднородного освещения фотовозбуждение носителей заряда сопровождается их перераспределением по дефектным центрам. При малом контрасте ($m \ll 1$) формирующееся в отсутствие внешнего электрического поля за счет диффузионного механизма распределение объемного заряда содержит только первую пространственную гармонику с вектором \mathbf{K} и пространственным периодом $L = \lambda/2n_0$, сдвинутую относительно интерференционной картины на четверть этого периода [1–5]. Амплитуда первой гармоники электростатического поля, создаваемого объемным зарядом, является линейной функцией контраста

$$E_1(x, t) = -im(x)E_{sc}(t), \quad (5)$$

а динамика его формирования определяется функцией $E_{sc}(t)$, зависящей от энергетической структуры дефектных центров. В случае одноуровневой зонной модели фоторефрактивного кристалла [43] стационарное значение этой функции

$$\tilde{E}_{sc} = \frac{E_d}{1 + E_d/E_q} \quad (6)$$

определяется диффузионным полем $E_d = (k_B T/e)K$ и полем насыщения ловушек $E_q = eN_a/(\epsilon K)$, где $K = |\mathbf{K}|$; k_B – постоянная Больцмана; T – температура; e – элементарный электрический заряд; N_a – концентрация компенсирующих акцепторных центров; ϵ – статическая диэлектрическая проницаемость кристалла.

Модуляция показателя преломления кристалла полем пространственного заряда, обусловленная линейным электрооптическим эффектом, а также совместным действием пьезоэлектрического и фотоупругого эффектов [5, 24–27], обеспечивает фазовую (фоторефрактивную) составляющую динамической голограммы. Из-за сложной структуры дефектных центров в кристалле могут происходить фотоиндуцированные изменения оптического поглощения [44], дающие вклад в амплитудную

(абсорбционную) составляющую такой отражательной голограммы. В линейном приближении по контрасту m амплитуду первой пространственной гармоники абсорбционной решетки можно представить как $\Delta\alpha_1(x, t) = m(x)\alpha_g(t)$, где $\alpha_g(t)$ – параметр, характеризующий пространственно-неоднородные фотоиндуцированные изменения поглощения в кристалле.

Учет локальной связи абсорбционной компоненты голограммы с интерференционной картиной, а также вкладов электрооптического и фотоупругого эффектов в ее фазовую составляющую, позволяет получить возмущения соответствующих компонент тензора относительной диэлектрической проницаемости в виде [31]

$$\Delta\epsilon_{mn}(x, t) = [\Delta\epsilon_{mn}^{ph} \exp(iKx) + \Delta\epsilon_{mn}^{ph*} \exp(-iKx)]/2 + [\Delta\epsilon_{mn}^{abs}(x, t, m) \exp(iKx) + \Delta\epsilon_{mn}^{abs}(x, t, m^*) \exp(-iKx)]/2, \quad (7)$$

где

$$\Delta\epsilon_{mn}^{ph} = im(n_0^4 E_{sc} \Delta b_{mn}); \quad \Delta\epsilon_{mn}^{abs}(m) = -im(\alpha_g \delta_{mn} n_0/k_0); \quad (8)$$

$$\Delta b_{mn} = \left[|\delta_{mnp}| p_p + \frac{P_{mnkl}^E \Gamma_{ki}^E e_{pir} P_p P_r}{r_{41}^S} \right]; \quad (9)$$

δ_{mnp} – единичный симметричный тензор второго ранга; δ_{mnp} – единичный антисимметричный тензор третьего ранга; p_p – направляющие косинусы вектора решетки $\mathbf{K} || x^0$; r_{41}^S и P_{mnkl}^E – компоненты электрооптического тензора зажатого кристалла и фотоупругого тензора, измеренные при постоянном электрическом поле; γ_{ki} – компоненты тензора, обратного $\Gamma_{ik} = C_{ijk}^E p_j p_i$; C_{ijk}^E и e_{pir} – компоненты тензоров модулей упругости и пьезоэлектрических констант.

Преобразование энергетических и поляризационных характеристик волн сигнала и накачки, взаимодействующих на рассматриваемой голографической решетке, описывается следующими уравнениями связанных волн [31]:

$$\frac{dC_{S1}}{dx} = -\frac{\gamma}{4} m [g_I^* C_{P1} \exp(-i2\rho x) + (g_E - g_{abs}) C_{P2}] \exp(-\alpha x), \quad (10)$$

$$\frac{dC_{S2}}{dx} = -\frac{\gamma}{4} m [(g_E - g_{abs}) C_{P1} + g_I C_{P2} \exp(i2\rho x)] \exp(-\alpha x), \quad (11)$$

$$\frac{dC_{P1}}{dx} = -\frac{\gamma}{4} m^* [g_I C_{S1} \exp(i2\rho x) + (g_E + g_{abs}) C_{S2}] \exp(\alpha x), \quad (12)$$

$$\frac{dC_{P2}}{dx} = -\frac{\gamma}{4} m^* [(g_E + g_{abs}) C_{S1} + g_I^* C_{S2} \exp(-i2\rho x)] \exp(\alpha x), \quad (13)$$

где $\gamma = k_0 n_0^3 r_{41}^S E_{sc}$ – постоянная связи.

Коэффициенты $g_E = (e_1^* \Delta b e_1) = (e_2^* \Delta b e_2)$ и $g_{abs} = \alpha_g / (k_0 n_0^3 r_{41}^S E_{sc})$ в уравнениях (10)–(13) характеризуют соответственно вклады фазовой и абсорбционной ком-

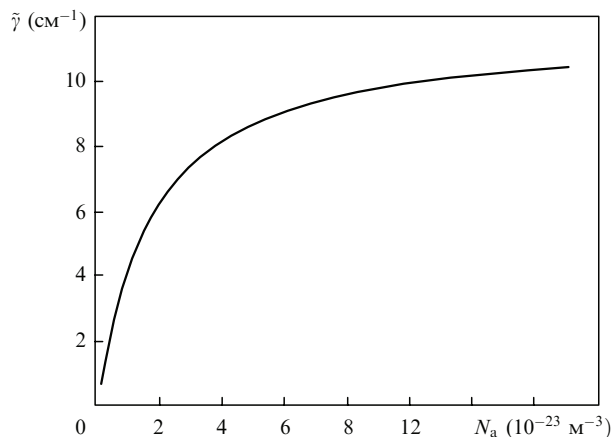
Табл.1. Коэффициенты, характеризующие межмодовые (g_E) и внутримодовые (g_I) процессы для различных направлений распространения волны накачки в кристаллах ВТО и BSO.

Направление распространения волны накачки $[mnp]$		[100]	$[\bar{1}00]$	[1 $\bar{1}0$]	$[\bar{1}10]$	[111]	$[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$	[11 $\bar{2}$]	$[\bar{1}\bar{1}2]$
ВТО	g_I	i	-i	0	0	0	0	-0.467	0.467
	g_E	0	0	0	0	-0.266	0.266	0.216	-0.216
BSO	g_I	-i	i	0	0	0	0	0.407	-0.407
	g_E	0	0	0	0	0.235	-0.235	-0.130	0.130

понтент голограммы в межмодовые (с изменением собственного показателя преломления) процессы при встречном взаимодействии. Во внутримодовое взаимодействие (без изменения собственного показателя преломления), характеризуемое коэффициентом $g_I = (e_1^* \Delta b e_2)$, вносит вклад только фазовая составляющая данной голограммы. Вклад абсорбционной составляющей решетки является изотропным, и коэффициент g_{abs} не зависит от направления ее вектора \mathbf{K} , в рассматриваемом случае параллельного орту \mathbf{x}^0 : $\mathbf{K} = 2k_0 n_0 \mathbf{x}^0$. Анизотропия коэффициентов g_I и g_E , определяющих эффективность и поляризационные характеристики взаимодействия волн сигнала и накачки на отражательной голограмме, для кристалла ВТО подробно исследована в работе [31]. Значения коэффициентов g_I и g_E для кристаллов ВТО и BSO при наиболее часто используемых вариантах их ориентации, рассчитанные в соответствии с данными работ [23, 31], представлены в табл.1.

Значение входящей в уравнения (10)–(13) постоянной связи, определяющей эффективность взаимодействия на отражательной голограмме с малым пространственным периодом, ограничивается концентрацией ловушек N_a , по которым происходит перераспределение объемного заряда в фоторефрактивном кристалле. В стационарных условиях $\tilde{\gamma} = k_0 n_0^3 r_{41}^S \tilde{E}_{sc}$, где $\tilde{\gamma}$ – эффективная постоянная связи, а эффективное поле пространственного заряда \tilde{E}_{sc} определяется соотношением (6). Для фоторефрактивной голограммы Денисюка, сформированной на длине волны $\lambda = 633$ нм в кристалле ВТО ($L = 123$ нм), зависимость постоянной связи $\tilde{\gamma}$ от концентрации акцепторных центров N_a представлена на рис.2.

Видно, что для кристаллов ВТО с концентрацией акцепторов $N_a = 4 \times 10^{23} \text{ м}^{-3}$ постоянная связи $\tilde{\gamma}$ имеет значение 8 см^{-1} , достигаемое в геометрии формирования голограммы «на пропускание» только во внешнем электрическом поле.

Рис.2. Зависимость эффективной постоянной связи $\tilde{\gamma}$ от концентрации ловушечных центров N_a .

3. Двухпучковое взаимодействие линейно поляризованных волн

При линейной поляризации взаимодействующих волн их амплитуды удовлетворяют условиям $C_{P1}(x) = C_{P2}^*(x) = C_P(x)$ и $C_{S1}(x) = C_{S2}^*(x) = C_S(x)$ и могут быть представлены в следующем виде:

$$C_{P1,2}(x) = |C_P(x)| \exp[\mp i \varphi_P(x)], \quad (14)$$

$$C_{S1,2}(x) = |C_S(x)| \exp[\pm i \varphi_S(x)].$$

В этом случае переход к интенсивностям волн сигнала и накачки в кристалле, $\tilde{I}_S(x) \sim [|C_{S1}(x)|^2 + |C_{S2}(x)|^2] \times \exp(\alpha x)$ и $\tilde{I}_P(x) \sim [|C_{P1}(x)|^2 + |C_{P2}(x)|^2] \exp(-\alpha x)$, позволяет получить из системы уравнений (10)–(13) уравнения, описывающие встречное взаимодействие при линейной поляризации волн в кристалле произвольной ориентации [31]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{I}_S}{\partial x} = & \alpha \tilde{I}_S - \gamma [|g_I| \cos(2\rho x + \varphi_I + \varphi_S + \varphi_P) \\ & + (g_E - g_{abs}) \cos(\Delta\varphi)] \cos(\Delta\varphi) \frac{\tilde{I}_S \tilde{I}_P}{\tilde{I}_S + \tilde{I}_P}, \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{I}_P}{\partial x} = & -\alpha \tilde{I}_P - \gamma [|g_I| \cos(2\rho x + \varphi_I + \varphi_S + \varphi_P) \\ & + (g_E + g_{abs}) \cos(\Delta\varphi)] \cos(\Delta\varphi) \frac{\tilde{I}_S \tilde{I}_P}{\tilde{I}_S + \tilde{I}_P}, \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varphi_S}{\partial x} = & \frac{\gamma}{2} [|g_I| \sin(2\rho x + \varphi_I + \varphi_S + \varphi_P) \\ & + (g_E - g_{abs}) \sin(\Delta\varphi)] \cos(\Delta\varphi) \frac{\tilde{I}_P}{\tilde{I}_S + \tilde{I}_P}, \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varphi_P}{\partial x} = & \frac{\gamma}{2} [|g_I| \sin(2\rho x + \varphi_I + \varphi_S + \varphi_P) \\ & - (g_E + g_{abs}) \sin(\Delta\varphi)] \cos(\Delta\varphi) \frac{\tilde{I}_S}{\tilde{I}_S + \tilde{I}_P}, \end{aligned} \quad (18)$$

где $\Delta\varphi = \varphi_S - \varphi_P$; φ_I – аргумент комплексного коэффициента g_I . В случае пренебрежимо малого вклада абсорбционной решетки во взаимодействие из уравнений (15) и (16) получаем

$$\begin{aligned} \tilde{I}_S(x) \tilde{I}_P(x) = & \tilde{I}_S(0) \tilde{I}_P(0) \times \\ & \times \exp \left\{ -\gamma \int_0^x [|g_I| \cos(2\rho x + \varphi_I + \varphi_S + \varphi_P) \right. \\ & \left. + g_E \cos(\Delta\varphi)] \cos(\Delta\varphi) dx \right\}, \end{aligned} \quad (19)$$

что позволяет ввести эффективный коэффициент усиления для встречного взаимодействия в кристалле толщиной d [31]:

$$\Gamma_{\text{eff}} = \frac{\gamma}{d} \int_{-d}^0 [|g_I| \cos(2\rho x + \varphi_I + \varphi_S + \varphi_P) + g_E \cos(\Delta\varphi)] \cos(\Delta\varphi) dx. \quad (20)$$

Этот коэффициент может быть выражен через интенсивности взаимодействующих волн, которые можно определить из экспериментальных данных:

$$\Gamma_{\text{eff}} = \frac{1}{d} \ln \left\{ \frac{\tilde{I}_S(-d)\tilde{I}_P(-d)}{\tilde{I}_S(0)\tilde{I}_P(0)} \right\}. \quad (21)$$

Коэффициент Γ_{eff} характеризует эффективность встречного векторного взаимодействия на фазовой отражательной решетке и не зависит от поглощения света в кристалле, а также от изменений поглощения, происходящих в процессе ее формирования.

Анализ представленных в табл.1 коэффициентов g_I и g_E показывает, что эффективность двухпучкового взаимодействия на отражательной голограмме Денисюка максимальна в кристаллах среза (100). Однако максимум взаимодействия наблюдается при ориентации векторов поляризации световых волн вдоль направлений $\{011\}$ [23, 31]. Вращение плоскости поляризации за счет естественной оптической активности снижает эффективный коэффициент усиления тем сильнее, чем больше толщина кристалла. Это хорошо заметно на рис.3,а, взятом из работы [31], где представлены результаты, полученные при численном интегрировании системы уравнений (10)–(13) для кристалла титаната висмута среза (100) с удельным оптическим вращением $\rho = -6.34$ град·мм⁻¹ и эффективной постоянной связи $\tilde{\gamma} = 6.8$ см⁻¹ на длине волны $\lambda = 633$ нм. В расчетах полагалось, что отражательная голограмма сформирована при взаимодействии падающего пучка накачки с отраженным от выходной грани образца ($x = 0$) сигнальным пучком, а входная грань ($x = -d$) просветлена с помощью антиотражающего покрытия. В этом случае интенсивности и фазы взаимодействующих волн при $x = 0$ связаны соотношениями $\tilde{I}_S(0) = \tilde{I}_P(0)R^2$ и $\varphi_P(0) = \varphi_S(0) = \theta_{P0}$, где R – френелевский коэффициент отражения для нормального падения, а θ_{P0} – угол между вектором поляризации светового поля на выходной грани кристалла и осью y используемой системы координат (см. рис.1).

Из рассчитанных по формуле (21) зависимостей эффективного коэффициента усиления от выходного угла θ_{P0} для кристаллов с толщинами $d = 0.1, 2.6$ и 5.0 мм видно, что максимум усиления ($\Gamma_{\text{eff}} = 6.8$ см⁻¹) достигается при минимальной толщине $d = 0.1$ мм для $\theta_{P0} = 135^\circ$. Для $\theta_{P0} = 45^\circ$ усиление достигает такого же экстремального, но отрицательного значения, соответствующего наибольшей перекачке мощности из сигнального пучка в пучок накачки. С увеличением толщины кристалла амплитуды экстремумов уменьшаются, и при отрицательных значениях оптического вращения они сдвигаются по углу θ_{P0} в сторону меньших значений тем сильнее, чем толще кристалл.

Представленные на рис.3,а точками экспериментальные данные [31] для кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Fe}, \text{Cu}$ толщиной $d = 2.6$ мм свидетельствуют как об их хорошем соответствии описанной выше модели встречного взаимо-

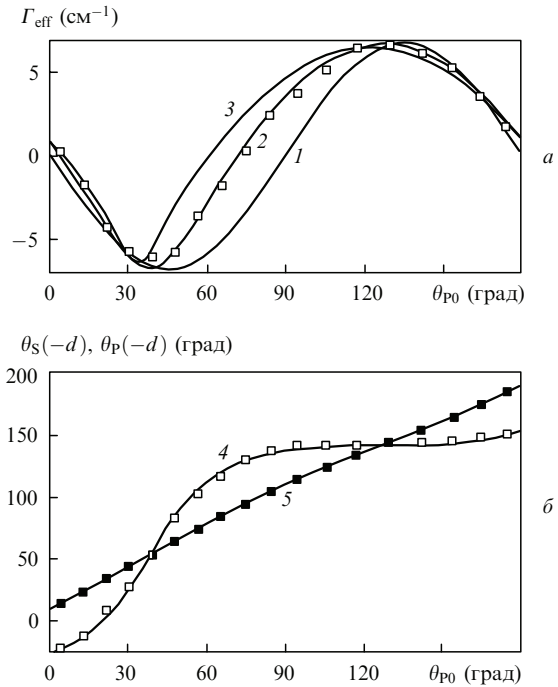


Рис.3. Зависимости эффективного коэффициента усиления Γ_{eff} для встречного взаимодействия (а) и поляризационных углов θ_S и θ_P (б) волн сигнала (4) и накачки (5) на входной грани $x = -d$ от угла θ_{P0} , характеризующего ориентацию вектора поляризации светового поля на выходной грани $x = 0$ для кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Fe}, \text{Cu}$ толщиной $d = 0.1$ (1), 2.6 (2, 4, 5) и 5.0 мм (3). Сплошные кривые – теория, точки – эксперимент.

действия плоских световых волн на динамической фоторефрактивной голограмме, так и о больших значениях коэффициента усиления, достигаемых в кристаллах титаната висмута без приложения внешнего электрического поля. Проведенные в работах [28, 30, 31, 42, 45, 46] эксперименты показали, что эффективный коэффициент усиления зависит от стехиометрического состава и примесей, содержащихся в кристаллах ВТО, и для образцов среза (100) толщиной до 10 мм принимает значения от 1 до 7.4 см⁻¹.

Изменение векторов поляризации волн сигнала и накачки, взаимодействующих в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Fe}, \text{Cu}$ с приведенными выше параметрами на динамической голограмме, иллюстрируется рис.3,б [31]. Сравнение зависимостей поляризационных углов $\theta_P(-d)$ и $\theta_S(-d)$, которыми характеризуются волны накачки и сигнала на входной грани $x = -d$, от «выходного» угла θ_{P0} с зависимостями $\Gamma_{\text{eff}}(\theta_{P0})$, представленными на рис.3,а, показывает, что поляризации этих волн одинаковы при экстремальных значениях коэффициента усиления. Однако максимальное дополнительное вращение плоскости поляризации сигнальной волны за счет взаимодействия на данной отражательной голограмме наблюдается при $\Gamma_{\text{eff}} = 0$.

Снижение коэффициента усиления с увеличением толщины кристалла приводит к тому, что при некотором ее значении $d > d_k$ срезы типа $\{100\}$ перестают быть оптимальными [35, 36]. «Оптимальным срезом» авторы в этом случае называют комплекс симметрично-эквивалентных плоскостей, параллельных рабочим граням кристалла с фиксированной толщиной и записанной фазовой отражательной голографической решеткой, для которого поляризационно оптимизированная дифракционная

эффективность голограммы η_{opt} достигает наибольших значений η_{max} .

Оптимальные срезы кристаллов толщиной $d > d_k$ характеризуются семейством плоскостей, нормали к которым расположены вблизи направлений $\{111\}$ в соответствии с симметрией осей третьего порядка [35, 36]. При изменении толщины кристалла нормали к плоскостям оптимальных срезов отклоняются в небольших пределах (угол между направлением любой из них и осью третьего порядка не превышает 7.6° для кристалла BSO), лишь в некоторых случаях (при $d = p\pi/(2\rho)$, где $p = 2, 4, \dots$) выходящая в ось третьего порядка типа $\langle 111 \rangle$.

Качественные оценки зависимости дифракционной эффективности отражательной голограммы и коэффициента усиления при двухволновом взаимодействии на отражательной голограмме, записанной в кристалле BSO, от толщины кристалла срезов (001) и (111) можно получить на основе анализа результатов, полученных в [32].

4. Адаптивный голографический коррелятор на динамических голограммах Денисюка

Измерительные системы, построенные на основе оптических или волоконно-оптических интерферометров, обладают рядом преимуществ, среди которых наиболее важным является их высокая чувствительность. Однако зачастую в реальных условиях высокая чувствительность начинает сказываться отрицательно, делая измерительную систему подверженной влиянию параметров окружающей среды (температуры, механических напряжений и вибраций, давления и т. п.). В то же время известно, что двухволновое смещение в фоторефрактивных кристаллах позволяет не только эффективно преобразовывать фазовую модуляцию оптического излучения интерферометра в модуляцию выходной оптической мощности, но и компенсировать низкочастотную модуляцию, вызванную изменением внешних условий [6–8, 47–49].

Использование отражательной схемы позволяет, как отмечалось выше, при достаточной концентрации фотоактивных ловушечных центров в фоторефрактивном кристалле формировать эффективные динамические голограммы без приложения к кристаллу внешнего электрического поля, а следовательно, существенно упростить измерительные системы, построенные на основе фоторефрактивных голограмм. Система фазовой демодуляции на основе таких динамических голограмм может быть построена по схеме спекл-коррелятора или интерферометра.

Реализация схемы адаптивного голографического коррелятора в фоторефрактивном кристалле возможна при использовании двух световых пучков, один из которых получен за счет частичного отражения введенной в кристалл световой волны от его выходной грани (рис. 4, а). Если исходная световая волна получена, например, на выходе многомодового волоконного световода (МВС) или в результате рассеяния когерентного излучения шероховатой поверхностью и имеет сложное спекловое распределение интенсивности (см. вставку на рис. 4, а), то дифракционная эффективность сформированной такой волной голограммы будет являться функцией пространственных координат в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны. При считывании такой голограммы исходным спекловым пучком

возникают дифрагированные волны, мощность которых будет определяться функцией пространственной корреляции между распределениями интенсивности спеклового поля и ее дифракционной эффективностью. Таким образом, изменение распределения интенсивности входной световой волны, вызванное внешним (измеряемым) воздействием, приведет к модуляции мощности отраженной от голограммы световой волны.

В случае световой волны, вышедшей из МВС, изменение мощности отраженного от голограммы излучения, вызванное перестройкой спекловой картины при внешнем воздействии, описывается выражением [50]

$$\Delta P_R(t) = \frac{P_{R0}}{2T} \int_0^T F(t, \tau) \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_R}\right) d\tau, \quad (22)$$

где

$$F(t, \tau) = \frac{\sin^2\{[\Delta\Phi(t) - \Delta\Phi(t - \tau)]/2\}}{\{[\Delta\Phi(t) - \Delta\Phi(t - \tau)]/2\}^2}; \quad (23)$$

τ_R – время записи голограммы; P_{R0} – мощность дифрагированного на отражательной голограмме излучения, соответствующая установившемуся режиму ($t \gg \tau_R$); $\Delta\Phi$ – разность фаз между модами МВС, изменяющаяся вследствие внешнего воздействия; T – характерное время (период) изменения разности фаз.

Следует отметить, что если продольный размер спеклов меньше толщины фоторефрактивного кристалла, то хаотические изменения спекл-картины, характерные для МВС, не приведут к модуляции мощности дифрагированного излучения в силу статистического усреднения последовательных вкладов в изменение мощности на разных «слоях» объемной голограммы. При детерминированном характере изменений спекл-картины, как, например, при отражении содержащей спекл-структуру волны от колеблющегося зеркала, повернутого к ней под углом 45° (рис. 4, а), сигнал демодуляции будет зарегистрирован. На рис. 4, б представлена форма сигнала демодуляции при внесении гармонической фазовой модуляции $\Delta\Phi = \Phi_0 \sin \Omega t$ в исходную волну. Изменение мощности дифрагированного излучения наблюдается в этом случае на частоте второй гармоники сигнала модуляции, что находится в соответствии с выражением (22), в котором подынтегральное выражение является четной функцией разности фаз $\Delta\Phi$.

Как отмечалось выше, коэффициент усиления при встречном двухволновом взаимодействии, который и определяет чувствительность адаптивного корреляционного фильтра к изменениям спекл-картины, в кристаллах среза (100) зависит от поляризации входного излучения. Кроме того, дифракция на отражательной голограмме в образцах данного среза в общем случае носит анизотропный характер, что ведет к изменению не только мощности, но и состояния поляризации отраженной световой волны (см. рис. 3, б).

Результаты экспериментального исследования зависимости эффективного коэффициента усиления Γ_{eff} и дополнительного вращения плоскости поляризации отраженной волны $\Delta\zeta_R$ от угла ζ_0 между плоскостью поляризации входной волны и осью [001] кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20} : \text{Ca, Ga}$ (срез (100), толщина $d = 8$ мм), используемого в экспериментах по реализации адаптивного голографического коррелятора, представлены на рис. 5.

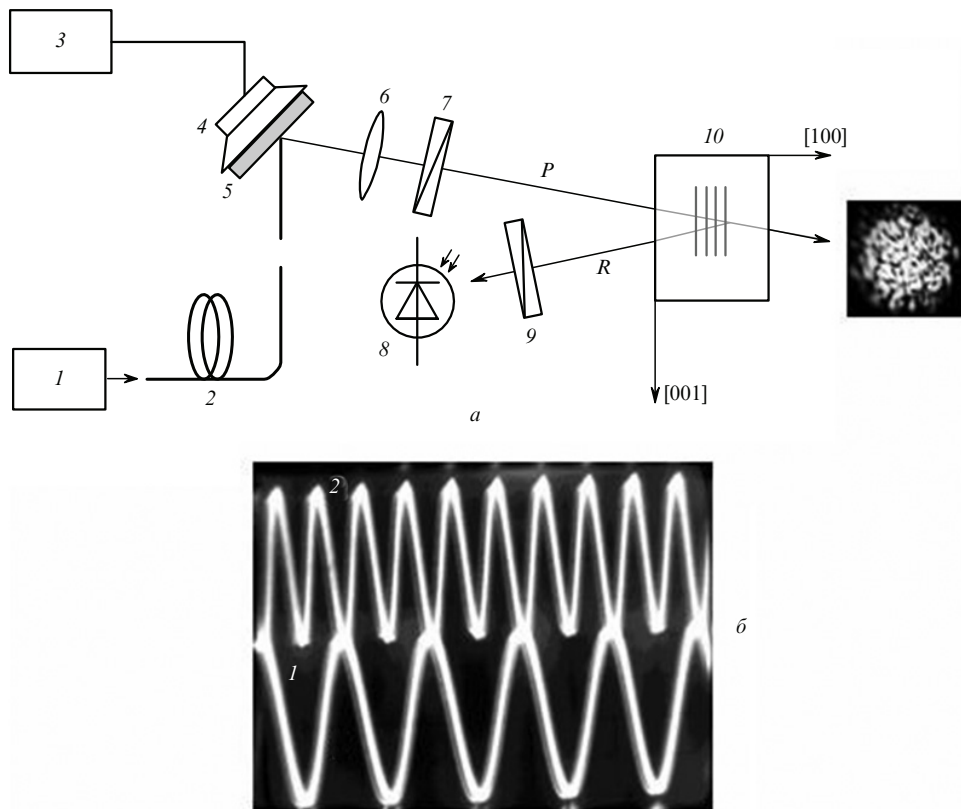


Рис.4. Схема адаптивной спекл-корреляционной измерительной системы на основе динамической голограммы Денисюка (а) и осциллограммы модуляционного сигнала (1) и сигнала фотодетектора, регистрирующего мощность отраженного на голограмме излучения (2) (б): 1 – лазер; 2 – многомодовый волоконный световод (МВС); 3 – звуковой генератор (ЗГ); 4 – динамик; 5 – зеркало; 6 – линза; 7 – поляризатор; 8 – фотодетектор (ФД); 9 – анализатор; 10 – фоторефрактивный кристалл $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (ВТО); P – входной световой пучок (волна накачки); R – отраженный световой пучок (сигнальная волна); на верхней фотографии представлено распределение интенсивности поля излучения на выходе МВС.

Максимальные значения Γ_{eff} и $\Delta\xi_R$ в данном кристалле составили 2.1 см^{-1} и 60° соответственно. Видно, что экспериментальные данные удовлетворительно согласуются с численными расчетами, выполненными в соответствии с рассмотренной выше теоретической моделью. Как и для результатов, приведенных на рис.3 для кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20} : \text{Fe, Cu}$, максимальное усиление/ос-

лабление сигнального луча (в данном случае при $\xi_0 = 150^\circ$ или 75°) наблюдается при минимальном дополнительном повороте его плоскости поляризации. В то же время максимальный наведенный поворот плоскости поляризации сигнального пучка сопровождается практически нулевым усилением (при $\xi_0 = 40^\circ$ и 110°). Это обстоятельство позволяет отдельно использовать как модуляцию мощности сигнального нестационарного светового пучка на отражательной решетке, так и модуляцию его поляризационного состояния, которое может быть легко зарегистрировано с помощью помещенного перед фотодетектором анализатора (см. рис.4,а).

На рис.6 представлены временные зависимости общей мощности P_R отраженного от решетки пучка, содержащего спекл-структуру, и амплитуды ее изменения на частоте второй гармоники (ΔP_R). Здесь рост амплитуды переменного сигнала соответствует динамике роста мощности отраженного от решетки светового пучка, т. е. отражает характер формирования решетки. Это подтверждает тот факт, что модуляция мощности отраженного излучения есть результат взаимодействия нестационарного оптического поля на динамической голограмме, формируемой этим полем в фоторефрактивном кристалле.

Временные зависимости амплитуды модуляции мощности отраженной световой волны на частотах первой и второй гармоник модуляционного сигнала в процессе формирования в кристалле отражательной решетки приведены на рис.7. Видно, что амплитуда первой гармоники (кривая 1) достигает гораздо меньших значений по

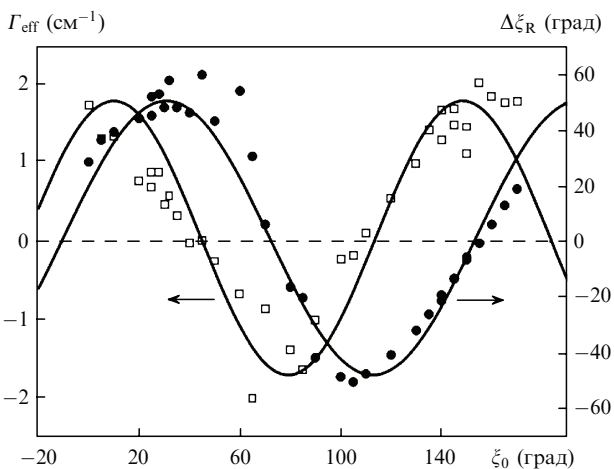


Рис.5. Экспериментальные зависимости эффективного коэффициента усиления Γ_{eff} (□) и дополнительного вращения плоскости поляризации отраженной волны $\Delta\xi_R$ (●) от угла ξ_0 между плоскостью поляризации входной волны и осью [001] кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20} : \text{Ca, Ga}$ (срез (100), толщина $d = 8 \text{ мм}$); сплошные кривые – теория.

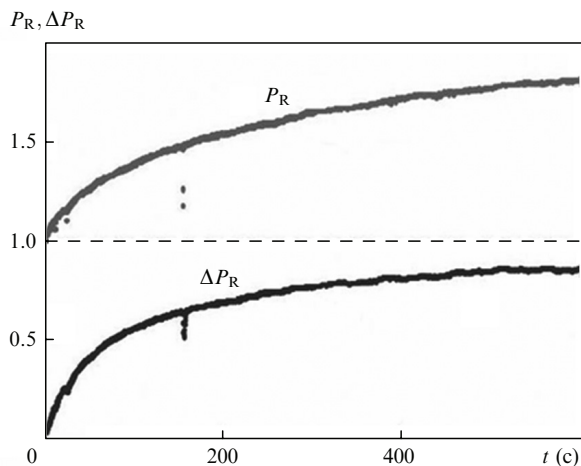


Рис.6. Временные зависимости мощности отраженного от решетки светового пучка (P_R) и амплитуды ее изменения на частоте второй гармоники (ΔP_R).

сравнению с амплитудой второй гармоники (кривая 2) и не является стабильной. Присутствие в переменном сигнале первой гармоники объясняется модуляцией спеклов на апертуре оптических элементов, а также случайными флуктуациями спекл-картины. Стабильный переменный сигнал наблюдается на второй гармонике, что находится в соответствии с выводами, сделанными ранее.

Для обработки нестационарного поля, содержащего спекл-структуру, на основе эффекта модуляции поляризационного состояния отраженного пучка угол ξ_0 между плоскостью поляризации входной волны и осью [001] кристалла был установлен равным 40° в соответствии с результатами, представленными на рис.5. Кроме того, перед фотодетектором был помещен анализатор, с помощью которого поляризационные изменения сигнального пучка преобразовывались в изменения интенсивности. Динамика амплитуды этих изменений на частоте второй гармоники представлена на рис.7 кривой 3. Видно, что здесь также наблюдается устойчивый сигнал, превышающий флуктуации на частоте первой гармоники.

Таким образом, использование отражательной схемы Денисюка позволяет реализовать адаптивную корреляционную фильтрацию в кубических фоторефрактивных кристаллах благодаря высокой эффективности голо-

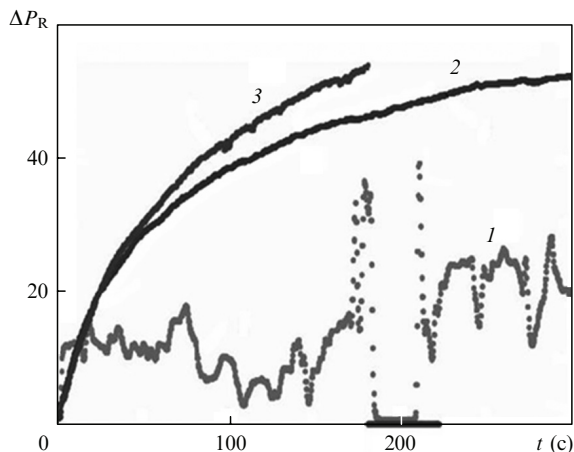


Рис.7. Временные зависимости амплитуды изменения мощности отраженного от решетки светового пучка на частоте первой (1) и второй (2, 3) гармоник.

граммы, не требующей использования внешнего электрического поля. Совместно с отсутствием в схеме внешней опорной волны это существенно упрощает измерительную систему, повышает ее надежность и снижает энергопотребление. Вместе с тем преобразование (удвоение) частоты выходного сигнала отрицательно сказывается на метрологических способностях измерительной системы, сужая область ее возможных приложений. Линейный режим фазовой демодуляции возможен при использовании векторного смещения волн на голограмме Денисюка.

5. Адаптивный интерферометр на основе векторного смещения волн на голограмме Денисюка

Для динамической голограммы, формирование которой осуществляется посредством двух световых волн, одна из которых получена за счет френелевского отражения от выходной грани кристалла (рис.4,а), модуляция фазы в отраженной волне повторяет все фазовые изменения исходной волны, что не позволяет использовать данную схему в качестве голографического демодулятора. Для реализации непосредственной демодуляции фазы световой волны необходимо использование опорной волны, не зависящей от сигнальной (рис.8,а).

Как известно, самодифракция двух когерентных волн на формируемой ими динамической голограмме приводит к перекачке мощности из одной волны в другую, а модуляция фазы, внесенная в одну из волн, – к модуляции выходных мощностей волн. При этом режим фазовой демодуляции зависит от фазового сдвига, который приобретает волна, являющаяся результатом дифракции на динамической голограмме. Если фазовый сдвиг для дифрагированного светового поля равен 0 или π , то реализуется квадратичный режим – демодуляционный сигнал возникает на частоте второй гармоники. Линейный режим фазовой демодуляции, при котором модуляция мощности возникает на той же частоте, что и модуляция фазы, реализуется при фазовом сдвиге дифрагированного поля на $\pi/2$.

Величина фазового сдвига для дифрагированного поля, складывающаяся из разности фаз фоторефрактивной решетки и интерференционной картины и дополнительного сдвига $-\pi/2$ для дифракции на фазовой решетке, определяется механизмом записи голограммы в фоторефрактивном кристалле. При диффузионном механизме записи (в отсутствие внешнего электрического поля или в знакопеременном поле, период переключения которого меньше времени записи голограммы) суммарный фазовый сдвиг равен 0 или π , что соответствует квадратичному режиму фазовой демодуляции [1]. В случае дрейфовой записи, когда к кристаллу приложено постоянное электрическое поле, достигается линейный режим фазовой демодуляции (за счет обеспечения фазового сдвига на $\pi/2$ или $-\pi/2$) [1]. Однако сильное постоянное электрическое поле, прикладываемое к кристаллу, приводит к его перегреву (вплоть до разрушения). Как следствие, возникает необходимость проводить измерения в течение коротких интервалов времени, чередуя их с периодами «молчания» [7]. Кроме того, повышенное энергопотребление такой измерительной системы не позволяет использовать ее при длительном мониторинге в автономном режиме.

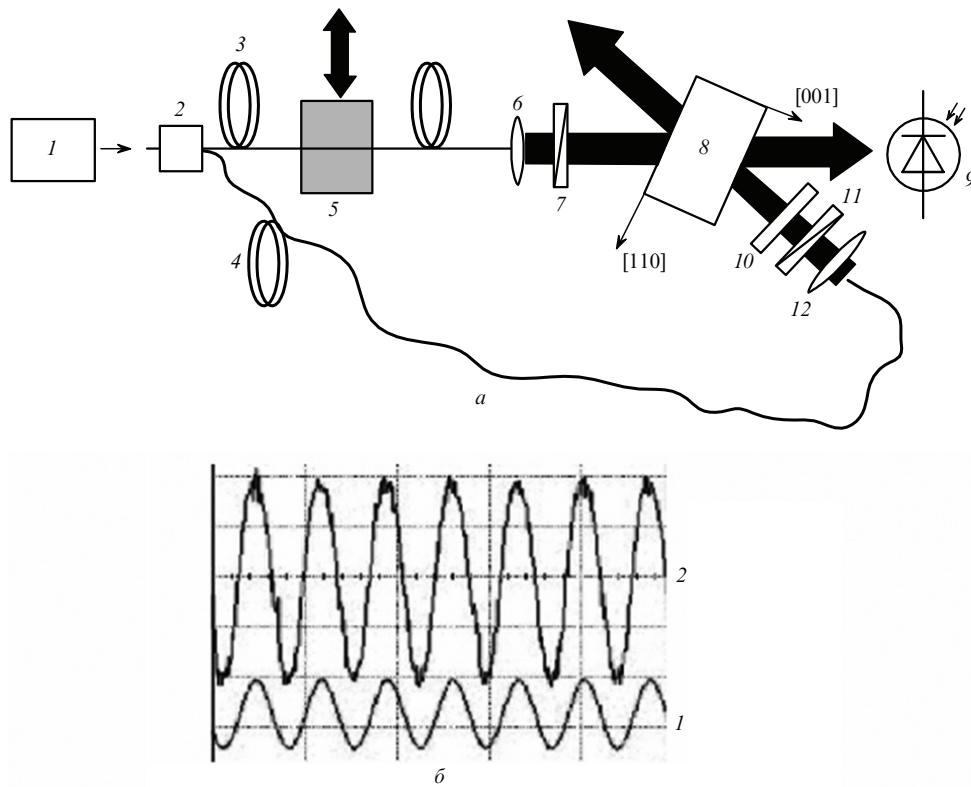


Рис.8. Схема адаптивного волоконно-оптического интерферометра на основе голограммы Денисюка (а) и осциллограммы модуляционного сигнала (1) и сигнала фотодетектора (2) (б):

1 – лазер; 2 – оптический разветвитель; 3, 4 – сигнальный и опорный волоконные световоды соответственно; 5 – модуляционное воздействие на волоконный световод; 6, 12 – линзы; 7 – поляризатор; 8 – фоторефрактивный кристалл; 9 – фотодетектор; 10 – анализатор; 11 – четверть-волновая пластинка.

Если дифракция световой волны на динамической голограмме носит анизотропный характер, когда плоскость поляризации дифрагированного поля поворачивается на 90° , то возможно достижение линейного режима преобразования модуляции фазы сигнальной волны в изменение ее мощности и при механизме записи диффузионного типа. Необходимым условием линейной демодуляции фазы является смещение двух волн с различными типами поляризации: одна волна должна иметь линейную поляризацию, другая – эллиптическую. Линейность демодуляции достигается за счет того, что внутренняя разность фаз в $\pi/2$ между ортогональными компонентами эллиптически поляризованной волны обеспечивает дополнительный фазовый сдвиг между прошедшей сигнальной волной и полем опорной волны. Линейный режим фазовой демодуляции, реализованный за счет векторного смещения волн с различной поляризацией на диффузионной голограмме в пропускающей геометрии, был впервые экспериментально продемонстрирован в работе [51]. Позднее данный подход был реализован в отражательной геометрии формирования динамической голограммы, показанной на рис.8,а [52]. Здесь сигнальная волна имеет линейную поляризацию, а опорная – эллиптическую. На основе строгой теории векторного смещения волн [53] было теоретически показано, что в рассматриваемой геометрии достигается линейный режим фазовой демодуляции, что наглядно подтверждают осциллограммы сигналов модуляции фазы и изменения оптической мощности, напрямую регистрируемые фотоприемником (рис.8,б).

Как известно, максимально возможной чувствительностью к фазовым изменениям обладает классический

гомодинный интерферометр, работающий в квадратурном режиме [7]. Для адаптивного интерферометра, принцип работы которого основан на диффузионной записи динамической голограммы, отношение δ_{rel} минимальной фиксируемой фазовой модуляции к предельно малой модуляции, детектируемой классическим интерферометром, определяется следующим выражением [54]:

$$\delta_{\text{rel}} = \sqrt{2} \exp\left(\frac{\alpha d}{2}\right) \frac{P_s}{\Delta P_s} \Phi_0, \quad (24)$$

где P_s и ΔP_s – мощность и амплитуда модуляции мощности сигнальной волны соответственно; Φ_0 – амплитуда модуляции фазы сигнальной световой волны.

Исследование зависимости относительного предела детектирования от пространственного периода голографической решетки L , формируемой в фоторефрактивном кристалле, позволяет сравнить с точки зрения чувствительности измерительной системы отражательную схему записи с пропускающей. На рис.9 представлены зависимости $\delta_{\text{rel}}(L)$, полученные в работе [54] для двух образцов кубического кристалла $\text{CdTe}:\text{V}$, в которых запись фоторефрактивных голограмм осуществляется ИК излучением с длиной волны $\lambda = 1064$ нм. Видно, что при уменьшении периода голографической решетки в пропускающей геометрии (с 5.2 до 0.8 мкм) относительный предел детектирования уменьшается, однако его минимальное значение для каждого образца достигается лишь в отражательной геометрии ($L = 0.19$ мкм). Как отмечалось выше, высокая эффективность отражательной голограммы (соответственно и высокая чувствительность адаптивного интерферометра на ее основе)

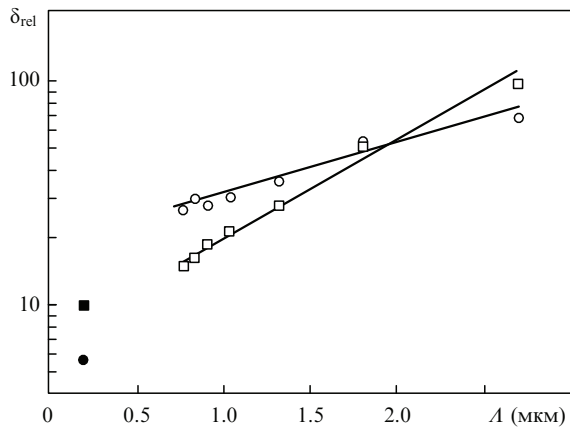


Рис.9. Зависимости относительного предела детектирования от периода голографической решетки для образцов кристалла CdTe: V в пропускающей геометрии записи (образец 1 (○) и образец 2 (□)) и в отражательной геометрии записи (образец 1 (●) и образец 2 (■)).

может достигаться лишь при достаточной концентрации фотоактивных ловушечных центров, которая для рассмотренного случая может быть оценена как $N_a \geq 2 \times 10^{22} \text{ м}^{-3}$.

Видно, что чувствительность адаптивного интерферометра, который построен на основе диффузионной голограммы, сформированной по схеме Денисюка, всего в 5.7 раза меньше чувствительности классического гомодинного интерферометра, не имеющего оптических потерь и не являющегося адаптивным.

6. Заключение

Таким образом, в статье рассмотрены работы, посвященные теоретическому анализу, экспериментальным исследованиям и применению в адаптивных измерительных системах динамических голограмм Денисюка, формируемых в кубических фоторефрактивных кристаллах. Изложена история развития исследований отражательных голограмм в кубических фоторефрактивных кристаллах. Представлены результаты различных авторов по определению оптимальных поляризаций взаимодействующих волн и оптимальных срезов кристаллов. Показано, что в общем случае, при толщине кристалла, большей критической, срезы (001) и (111) не являются оптимальными. При произвольной поляризации света рассмотрены уравнения связанных волн, описывающие встречное взаимодействие на отражательных решетках, которые сформированы за счет диффузионного механизма в кубических фоторефрактивных кристаллах произвольного среза, обладающих в общем случае естественной оптической активностью. Представлены результаты анализа двухлучевого взаимодействия волн с линейной поляризацией на отражательных фоторефрактивных решетках; отмечено, что в кристаллах титаната висмута среза (100), имеющих толщину менее 10 мм, эффективный коэффициент усиления при встречном взаимодействии может достигать 7 см^{-1} без приложения внешнего электрического поля.

Продемонстрирована возможность использования отражательной схемы Денисюка для реализации адаптивных элементов измерительных систем, построенных на основе оптических и волоконно-оптических интерферометров. Такие измерительные системы могут успешно

применяться в реальных условиях в силу способности подстраиваться под неконтролируемые изменения окружающих условий. Рассмотрены схемы встречного взаимодействия на отражательных голограммах в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20} : \text{Ca}, \text{Ga}$, реализующие адаптивный корреляционный фильтр, а также адаптивный интерферометр на основе векторного смещения волн. Представлены результаты экспериментального исследования зависимости относительного предела детектирования голографического интерферометра от пространственного периода формируемой в кристаллах CdTe: V фоторефрактивной решетки, демонстрирующие преимущества схемы Денисюка перед традиционной пропускающей схемой записи фоторефрактивной голограммы.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 06-02-81040_Бел_а и № 07-02-91015), программы «Развитие научного потенциала высшей школы (2006–2008 годы)», а также Министерства образования Республики Беларусь (ГКПНИ «Фотоника»).

1. Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. *Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике* (СПб.: Наука, 1992).
2. Одулов С.Г., Соскин М.С., Хижняк А.И. *Лазеры на динамических решетках: оптические генераторы на четырехволновом смешении* (М.: Наука, 1990).
3. Yeh P. *Introduction to Photorefractive Nonlinear Optics* (New York: Wiley, 1993).
4. Stepanov S.I. Applications of Photorefractive Crystals (Repts. Progr. Phys., 1994, v. 57, pp. 39–116).
5. Solymar L., Webb D.J., Grunnet-Jepsen A. *The Physics and Application of Photorefractive Materials* (Oxford: Clarendon Press, 1996).
6. Kamshilin A.A., Jaaskelainen T., Kulchin Yu.N. *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 705 (1998).
7. Delaye P., Blouin A., Drolet D., De Montmorillon L.-A., Roosen G., Monchalain J.-P. *J. Opt. Soc. Am. B*, **14**, 1723 (1997).
8. Kamshilin A.A., Prokofiev V.V. *Opt. Lett.*, **27**, 1711 (2002).
9. Petrov M.P., Bryksin V.V., in *Photorefractive Materials and their Applications 2*. Ed. by P.Gunter, J.P.Huignard (Berlin: Springer-Verlag, 2007, pp. 285–325).
10. Денисюк Ю.Н. *ДАН СССР*, **144**, 1275 (1962).
11. Денисюк Ю.Н. *Оптика и спектроскопия*, **15**, 522 (1963).
12. Ja Y.H. *Opt. Quantum Electron.*, **14**, 547 (1982).
13. Yeh P. *J. Opt. Soc. Am.*, **73**, 1268 (1983).
14. Yeh P. *Appl. Opt.*, **23**, 2974 (1984).
15. Ja Y.H. *Opt. Quantum. Electron.*, **16**, 399 (1984).
16. Erbschloe D., Solimar L., Takacs J., Wilson T. *IEEE J. Quantum Electron.*, **24**, 820 (1988).
17. Kukhtarev N.V., Dovgalenko G.E., Starkov V.N., *Appl. Phys. A*, **33**, 227 (1984).
18. Храмович Е.М., Шепелевич В.В. *Изв. АН БССР. Сер. физ.-мат. наук*, № 2, 106 (1987).
19. Kukhtarev N., Chen Bo Su, Venkateswarlu P., Salamo G., Klein M. *Opt. Commun.*, **104**, 23 (1993).
20. Dovgalenko G., Salamo G., Duree G., et al., in *Digest of Topical Meeting on Photorefractive Materials, Effects and Devices (PRM'95)* (Washington: OSA, 1995, p. 295).
21. Miteva M., Nikolova L. *J. Modern. Opt.*, **43**, 1801 (1996).
22. Mallick S., Miteva M., Nikolova L. *J. Opt. Soc. Am. B*, **14**, 1179 (1997).
23. Мартынов А.Г., Шандаров С.М., Литвинов Р.В. *ФТТ*, **44**, 1006 (2002).
24. Степанов С.И., Шандаров С.М., Хатьков Н.Д. *ФТТ*, **29**, 3054 (1987).
25. Shepelevich V.V., Shandarov S.M., Mandel A.E. *Ferroelectrics*, **110**, 235 (1990).
26. Волков В.И., Каргин Ю.Ф., Кухтарев Н.В., Привалко А.В., Семенец Т.И., Шандаров С.М., Шепелевич В.В. *Квантовая электроника*, **18**, 1237 (1991).
27. Шандаров С.М., Шепелевич В.В., Хатьков Н.Д. *Оптика и спектроскопия*, **70**, 1068 (1991).
28. Агеев Е.Ю., Шандаров С.М., Веретенников С.Ю., Мартынов

- А.Г., Карташов В.А., Камшилин А.А., Прокофьев В.В., Шепелевич В.В. *Квантовая электроника*, **31**, 343 (2001).
29. Мартянов А.Г., Агеев Е.Ю., Шандаров С.М., Мандель А.Е., Бочанова Н.В., Иванова Н.В., Каргин Ю.Ф., Волков В.В., Егорышева А.В., Шепелевич В.В. *Квантовая электроника*, **33**, 226 (2003).
30. Martyanov A.G., Antonova N.Yu., Shandarov S.M., Kargin Yu.F., Volkov V.V., Egorysheva A.V., Prokofiev V.V., in *ICO Topical Meeting on Polarization Optics* (Polvijarvi, Finland, 2003, p. 220).
31. Плесовских А.М., Шандаров С.М., Мартянов А.Г., Мандель А.Е., Буримов Н.И., Шаганова Е.А., Каргин Ю.Ф., Волков В.В., Егорышева А.В. *Квантовая электроника*, **35**, 163 (2005).
32. Шепелевич В.В., Навныко В.Н., Ничипорко С.Ф., Шандаров С.М., Мандель А.Е. *Письма в ЖТФ*, **29** (18), 22 (2003).
33. Lichtenberg S., Petrov V.M., Petter J., Tschudi T., Chamrai A.V., Petrov M.P. *Ukr. J. Phys.*, **49**, 467 (2004).
34. Навныко В.Н., Шепелевич В.В. *Письма в ЖТФ*, **33** (17), 16 (2007).
35. Навныко В.Н., Шепелевич В.В. *Вестник МозГПУ*, № 1, 21 (2006).
36. Навныко В.Н., Шепелевич В.В. *Изв. ГГУ им. Ф.Скорины*, **6**, 143 (2006).
37. Weber M., Shamonina E., Ringhofer K.H., von Bally G. *Opt. Mater.*, **18**, 119 (2001).
38. Von Bally G., Thien R., Kemper V. *Ukr. J. Phys.*, **49**, 457 (2004).
39. Ромашко Р.В., Шандаров С.М., Кульчин Ю.Н., Буримов Н.И., Лимарев Д.А., Каргин Ю.Ф., Волков В.В. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **69**, 1143 (2005).
40. Hahn J., Petrov V., Petter J., Tschudi T., Petrov M. *OSA Trends in Optics and Photonics (TOPS)* (Washington, DC: OSA, 2003, Vol. 99, pp. 669–674).
41. Petrov V., Hahn J., Petter J., Petrov M., Tschudi T. *Opt. Lett.*, **30**, 3138 (2005).
42. Shandarov S.M., Burimov N.I., Dubtsov M.A., Sibagatulina V.G., Baklanov D.S., Kulchin Yu.N., Romashko R.V., Kargin Yu.F., Egorysheva A.V., Volkov V.V. *Laser Phys.*, **17**, 482 (2007).
43. Kukhtarev N.V., Markov V.B., Odulov S.G., Soskin M.S., Vinetskii V.L. *Ferroelectrics*, **22**, 949 (1979).
44. Tayebati P., Mahgerefteh D. *J. Opt. Soc. Am. B*, **8**, 1053 (1991).
45. Веретенников С.Ю., Мандель А.Е., Шандаров С.М., Казарин А.В., Цуркан М.И., Плесовских А.М., Егорышева А.В., Каргин Ю.Ф., Бикеев О.Н., Шепелевич В.В. *Изв. вузов. Сер. Физика*, **46** (2), 39 (2003).
46. Kargin Yu.F., Egorysheva A.V., Volkov V.V., Burkov V.I., Shandarov S.M., Mandel A.E., Skorikov V.M. *J. Crystal Growth.*, **275**, 779 (2005).
47. Hall T.J., Fiddy M.A., Ner M.S. *Opt. Lett.*, **5**, 485 (1980).
48. Huignard J.P., Marrakchi A. *Opt. Lett.*, **6**, 622 (1981).
49. Stepanov S.I. *International Trends in Optics*. Ed. by J.W. Goodmen (New York, London: Acad. Press Inc., Ch. 9).
50. Romashko R.V., Kulchin Yu.N., Shandarov S.M., Kargin Yu.F., Volkov V.V. *Opt. Rev.*, **12**, 58 (2005).
51. Kamshilin A.A., Grachev A.I. *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 2923 (2002).
52. Ромашко Р.В., Кульчин Ю.Н., Камшилин А.А. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **70**, 1296 (2006).
53. Sturman B.I., Podivilov E.V., Ringhofer K.H., Shamonina E., Kamenov V.P., Nippolainen E., Prokofiev V.V., Kamshilin A.A. *Phys. Rev. E*, **60**, 3332 (1999).
54. Di Girolamo S., Kamshilin A.A., Romashko R.V., Kulchin Yu.N., Launay J.-C. *Opt. Express*, **15**, 545 (2007).

УДК 535.42

В.Н. Навныко, В.В. Шепелевич, С.М. Шандаров

Поляризационные свойства отражательной голограммы, сформированной в электрооптическом фоторефрактивном кристалле

Изучена зависимость дифракционной эффективности отражательной голограммы от азимута линейной поляризации опорной световой волны для различных срезов кубического оптически активного фоторефрактивного кристалла класса симметрии 23. Найдены поляризационные условия достижения максимальных значений дифракционной эффективности отражательных голограмм.

Ключевые слова: отражательная голограмма, фоторефрактивный кристалл, дифракционная эффективность, азимут поляризации.

Введение

Объемные отражательные голограммы, впервые изученные в 60-х годах прошлого века Ю.Н. Денисюком [1, 2], уже более 40 лет являются объектом интенсивных исследований (см. обзор в [3]). В качестве регистрирующих сред для объемных отражательных голограмм могут быть использованы кубические фоторефрактивные кристаллы, поскольку они допускают многократную запись и считывание информации, а также возможность работы с голограммой в режиме реального времени (см., напр., [4]).

Дифракционная эффективность объемной отражательной голограммы, сформированной в кубическом фоторефрактивном кристалле (напр., $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO), GaAs), является объектом изучения в целом ряде публикаций [3]. В предыдущих работах исследовалась зависимость дифракционной эффективности отражательной голограммы от толщины кристалла и от азимута линейной поляризации считывающего света при фиксированном срезе (напр., [5, 6]) либо анализировалась зависимость максимальной дифракционной эффективности от среза кристалла при фиксированной толщине кристалла [7].

К настоящему времени остается малоизученной зависимость азимута линейной поляризации считывающей отражательную голограмму световой волны, при котором достигается наибольшая дифракционная эффективность, от среза кубического оптически активного фоторефрактивного кристалла.

Таким образом, целью данной работы является исследование зависимости азимута линейной поляризации опорной световой волны, при котором достигается наибольшая дифракционная эффективность отражательной голограммы, от среза фоторефрактивного кристалла класса симметрии 23 с параметрами кристалла BSO.

Здесь и далее под термином «дифракционная эффективность» будем понимать отношение интенсивностей восстановленной и опорной световых волн на передней рабочей грани кристалла, а под термином «оптимальный азимут» будем понимать такое значение азимута линейной поляризации опорной световой волны, при котором дифракционная эффективность отражательной голограммы, сформированной в кристалле фиксированного среза и толщины, будет наибольшей.

Теоретическая модель

Рассмотрим фоторефрактивный кристалл BSO (рис. 1), в котором сформирована объемная фазовая отражательная голографическая решетка с волновым вектором \mathbf{K} , направленным перпендикулярно передней грани кристалла. Плоскость передней грани кристалла произвольно ориентирована относительно кристаллографической системы координат $(\mathbf{a}, \mathbf{b}, \mathbf{c})$. Опорная волна R распространяется внутри кристалла и дифрагирует на отражательной решетке, вследствие чего формируются прошедшая и дифрагированная (восстановленная предметная) волны.

На рис. 1, а схематически представлена запись объемной отражательной голограммы. Рабочая система координат, задаваемая единичными векторами $(\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3)$, определяет ориентацию кристалла по отношению к голографическому столу. Единичные векторы \mathbf{n}_R и \mathbf{n}_S задают направления волновых нормалей опорной и предметной световых волн; R_{\parallel}^0 , R_{\perp}^0 и S_{\parallel}^0 , S_{\perp}^0 обозначают проекции векторов \mathbf{R}^0 и \mathbf{S}^0 напряженности электрического по-

ля опорной и предметной световых волн соответственно на входе в кристалл на направления, определяемые единичными векторами \mathbf{e}_1 и $\mathbf{e}_{R,S} = [\mathbf{n}_{R,S}, \mathbf{e}_1]$. Ψ_{R0} и Ψ_{S0} – азимуты линейной поляризации опорной и предметной световых волн на входе в кристалл.

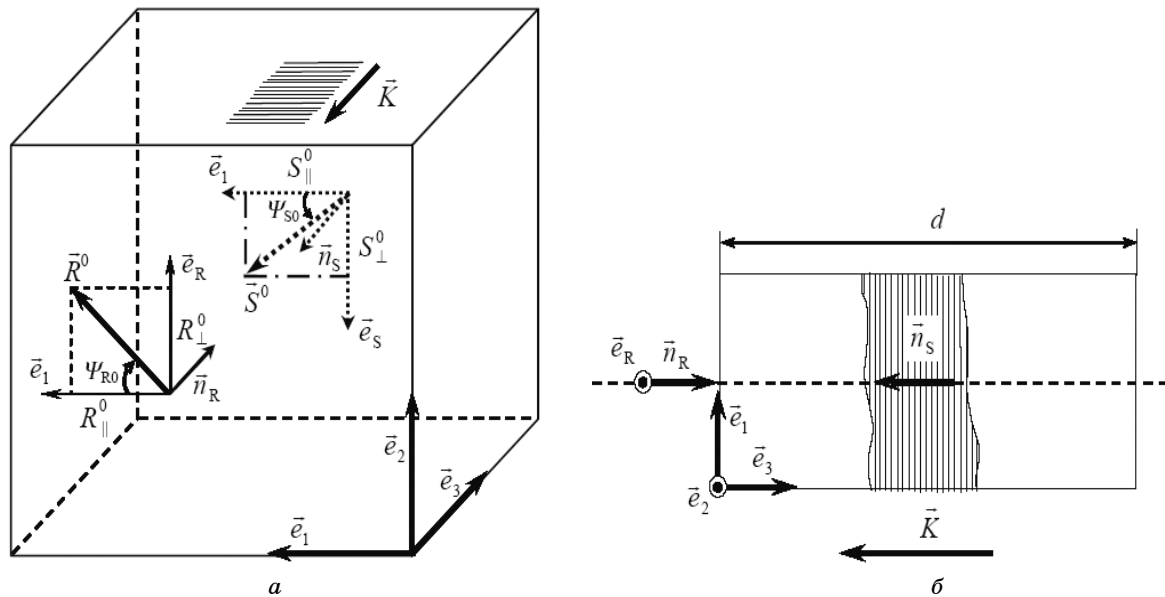


Рис. 1. Геометрическая схема записи (а) и считывания (б) объемной отражательной голограммы

На рис. 1, б представлена схема восстановления предметной световой волны объемной отражательной голограммой. Восстановленная предметная волна на рис. 1, б распространяется вдоль вектора голографической решетки ($\mathbf{n}_S \parallel \mathbf{K}$).

Для описания дифракции опорной световой волны на объемной отражательной голограмме в кубическом оптически активном фоторефрактивном кристалле используем систему уравнений связанных волн, записанную в приближениях медленно меняющихся амплитуд и статической решетки:

$$\begin{aligned} \frac{dR_{\perp}}{dz} &= \kappa_1 S_{\perp} - \kappa_2 S_{\parallel} + \rho R_{\parallel}, \\ \frac{dR_{\parallel}}{dz} &= \kappa_2 S_{\perp} - \kappa_3 S_{\parallel} - \rho R_{\perp}, \\ \frac{dS_{\perp}}{dz} &= \kappa_1 R_{\perp} + \kappa_2 R_{\parallel} - \rho S_{\parallel}, \\ \frac{dS_{\parallel}}{dz} &= -\kappa_2 R_{\perp} - \kappa_3 R_{\parallel} + \rho S_{\perp}, \end{aligned}$$

где $\kappa_1 = (\mathbf{e}_1 \mathbf{e}_1)$, $\kappa_2 = (\mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2)$, $\kappa_3 = (\mathbf{e}_2 \mathbf{e}_2)$, $\kappa = -\frac{\pi n_0^3 E_{sc}}{2\lambda} \Delta B$; $R_{\perp}, R_{\parallel}, S_{\perp}, S_{\parallel}$ – составляющие век-

торных амплитуд опорной и предметной волн, распространяющихся внутри кристалла, являющиеся функцией переменной z (координатная ось z направлена параллельно единичному вектору \mathbf{e}_3 (см. рис. 1)); ρ – удельное вращение кристалла; n_0 – показатель преломления фоторефрактивного кристалла в отсутствие голографической решетки; ΔB – изменение обратного тензора диэлектрической проницаемости кубического кристалла класса симметрии 23, определяемое в работе [8]; E_{sc} – амплитуда напряженности электрического поля голографической решетки; λ – длина опорной и предметной световых волн в вакууме.

Для численных расчетов выбирались параметры кристалла, приведенные в [4]. Значение амплитуды напряженности пространственно периодического электрического поля голографической решетки E_{sc} принималось равным 0,6 кВ/см.

Результаты и обсуждение

Для наглядного представления функции зависимости максимальной дифракционной эффективности отражательной голограммы от среза кристалла воспользуемся методом указательных поверхностей [9]. Модуль радиус-вектора указательной поверхности определяется значением максимальной дифракционной эффективности отражательной голограммы для кристалла фиксированного среза, а направление радиус-вектора совпадает с направлением вектора \mathbf{K} отражательной голографической решетки. Плоскость среза кристалла перпендикулярна радиус-вектору. Указательная поверхность строится следующим образом: для каждого среза кристалла определяются значения максимальной дифракционной эффективности отражательной голограммы путем перебора всех возможных азимутов Ψ_{R0} линейной поляризации опорной световой волны на входе в кристалл. Далее отрезок, длина которого равна максимальной дифракционной эффективности, откладывается вдоль радиус-вектора, исходящего из начала координат в направлении, параллельном вектору \mathbf{K} . Соединяя концы радиус-векторов, соответствующих различным срезам кристалла, построим указательную поверхность, характеризующую распределение в пространстве поляризационно оптимизированной дифракционной эффективности отражательной голограммы, сформированной в кристалле произвольного среза заданной толщины.

На рис. 2 представлена указательная поверхность максимальных значений дифракционной эффективности отражательной голограммы, сформированной в кристалле с параметрами BSO толщиной 4 мм. Эта поверхность рассчитана с учетом линейного электрооптического эффекта (рис. 2, а), а влияние оптической активности учтено на рис. 2, б.

Как можно видеть из рис. 2, при «включении» оптической активности наибольшая дифракционная эффективность, достигаемая в кристалле BSO толщиной 4 мм, уменьшается более чем в два раза.

Графики, представленные на рис. 2, не содержат информации об азимутах линейной поляризации опорной волны, соответствующих каждой точке указательной поверхности максимальной дифракционной эффективности отражательной голограммы. Представляет интерес получить соответствующие графики зависимостей оптимальных азимутов линейной поляризации от среза кристалла.

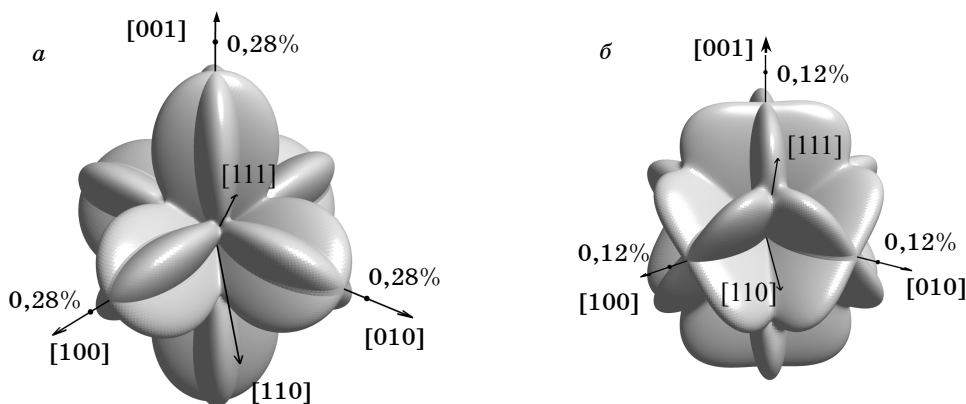


Рис. 2. Указательная поверхность дифракционной эффективности отражательной голограммы, сформированной в фоторефрактивном кристалле с параметрами BSO толщиной 4 мм, рассчитанная без учета (а) и с учетом (б) оптической активности

Для решения этой задачи в области пространства, ограниченной положительными направлениями кристаллографических осей [100], [010] и [001], в сферической системе координат построены графики зависимости ориентаций вектора напряженности электрического поля опорной волны, для которых достигается максимальная дифракционная эффективность, от среза кристалла BSO толщиной 4 мм (рис. 3, а и 3, б).

Графики на рис. 3, а и б рассчитывались следующим образом: при каждом фиксированном срезе кристалла вычислялась дифракционная эффективность отражательной голограммы для каждого значения азимута линейной поляризации опорной волны, а затем выбиралось значение азимута, которому соответствует максимальная дифракционная эффективность. После этого в рабочей системе координат, характеризуемой по отношению к кристаллографической системе координат фиксированными углами Эйлера, строился единичный отрезок, показывающий направление линейной поляризации вектора напряженности электрического поля опорной световой волны. Таким образом, каждый отрезок

на рис. 3, *а* и *б* соответствует фиксированному срезу и определяет оптимальный азимут, который использовался для расчета указательных поверхностей на рис. 2.

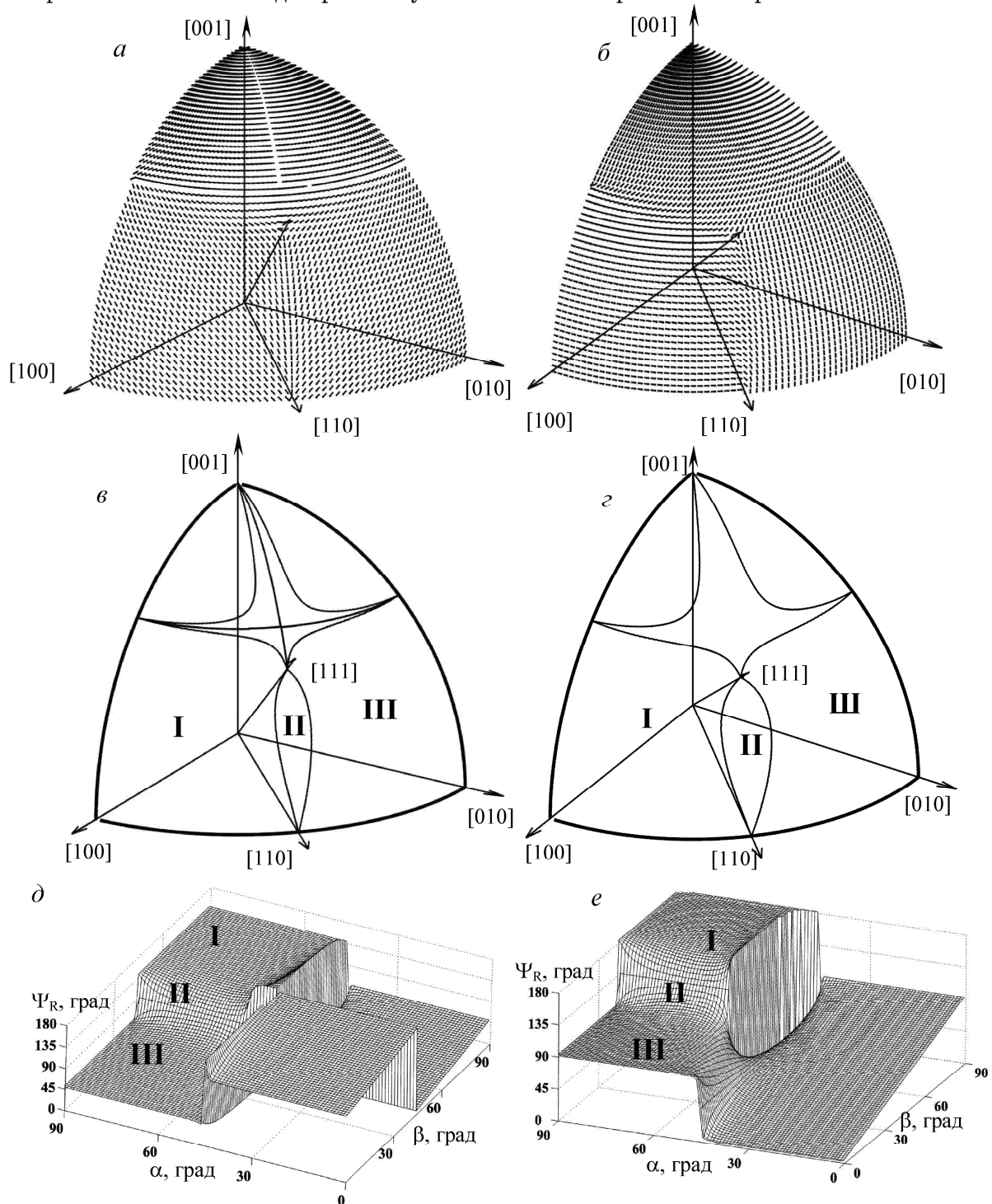


Рис. 3. Графики зависимости оптимальных ориентаций вектора напряженности электрического поля опорной волны от среза кристалла BSO толщиной 4 мм, рассчитанный без учета (*а*) и с учетом (*б*) оптической активности; *в*, *г* – диаграммы графиков, представленных на (*а*) и (*б*), на которых отмечены совокупности срезов (области срезов) кристалла с характерным распределением направлений вектора напряженности электрического поля опорной волны без учета (*в*) и с учетом (*г*) оптической активности; *д*, *е* – графики зависимости оптимальных азимутов линейной поляризации опорной волны от среза кристалла, без учета (*д*) и с учетом (*е*) оптической активности

Как следует из анализа рис. 3, *а* и *б*, существуют совокупности (области на рис. 3, *в* и *г*) срезов кристалла BSO, для которых максимальная дифракционная эффективность

отражательной голограммы достигается при близких по величине азимутах линейной поляризации опорной волны.

Для более детального анализа рассмотрим рис. 3, в, г, д и е. На рис. 3, в и г сплошными линиями ограничены области сферической поверхности, представленной на рис. 3, а и б, внутри которых азимуты линейной поляризации опорной волны для каждого фиксированного среза можно объединить по некоторому признаку. На рис. 3, д и е в декартовой системе координат представлен график зависимости оптимальных азимутов линейной поляризации опорной волны от среза кристалла. Угол α на рис. 3, д и е образован радиус-вектором и кристаллографическим направлением [001], а угол β образован проекцией радиус-вектора на плоскость, содержащую кристаллографические оси [100] и [010], и кристаллографической осью [010].

Согласно численным расчетам для областей I и III срезов кристалла (см. рис. 3, д) значения оптимальных азимутов линейной поляризации опорной волны приблизительно равны по величине в каждой из этих областей по отдельности. Так, для области I значения азимутов варьируются в пределах $48 \pm 3^\circ$, а для области III – $132 \pm 3^\circ$.

Для области II (см. рис. 3, д) можно отметить, что даже для двух срезов с малым угловым расстоянием между нормальными к их плоскостям значения оптимальных азимутов сильно отличаются по величине, причем изменение величины этого оптимального азимута от среза к «соседнему» срезу при изменении угла β происходит по сложному нелинейному закону. В граничной точке области II, соответствующей направлению [111], расположена «выколота» точка с неопределенным значением азимута.

Для области, определяемой углом α , находящимся в интервале $(0, 45^\circ)$ и углом β , изменяющимся от 0 до 90° (см. рис. 3, д и е), оптимальный азимут линейной поляризации опорной волны изменяется практически линейно, за исключением малой области, близкой к точке, соответствующей срезу (111).

Заключение

Таким образом, найдены и проиллюстрированы соответствующими графиками оптимальные азимуты линейной поляризации опорной волны, при которых достигаются максимальные значения дифракционной эффективности отражательной голограммы, сформированной в кристалле BSO толщиной 4 мм.

Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования Республики Беларусь (ГКПНИ «Фотоника 1.07») и Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект №Ф09М-013).

Литература

1. Денисюк Ю.Н. Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения // Доклады АН СССР. – 1962. – Т. 144, № 6. – С. 1275–1278.
2. Денисюк Ю.Н. Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения // Опт. и спектр. – 1963. – Т. 15, № 4. – С. 522–532.
3. Динамические голограммы Денисюка в кубических фоторефрактивных кристаллах / С.М. Шандаров, Н.И. Буримов, Ю.Н. Кульчин и др. // Квантовая электроника. – 2008. – Т. 11, № 11. – С. 1059–1069.
4. Петров М.П. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике / М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко. – СПб.: Наука, 1992. – 320 с.
5. Храмович Е.М. Дифракция электромагнитных волн при их встречном распространении в отражательных голограммах, записанных в фоторефрактивных оптически активных кристаллах / Е.М. Храмович, В.В. Шепелевич // Известия АН БССР. Сер. физ.-мат. науки. – 1987. – № 2. – С. 106–112.
6. Reflection holograms in sillenite crystals for double-exposure interferometry / M. Weber, E. Shamonina, K.H. Ringhofer, G. von Bally // Opt. Mat. – 2001. – Vol. 18, № 1. – P. 119–122.
7. Shepelevich V.V. Effect of optical activity and crystal symmetry on maximal diffraction efficiency of reflection holograms in cubic photorefractive piezocrystals of arbitrary cut / V.V. Shepelevich, V.N. Naunya // Appl. Phys. B. – 2009. – Vol. 95. – P. 459–466.
8. Шандаров С.М. Изменение тензора диэлектрической проницаемости в кубических фоторефрактивных кристаллах под действием электрического поля голографической решетки / С.М. Шандаров, В.В. Шепелевич, Н.Д. Хатьков // Опт. и спектр. – 1989. – Т. 67, № 4. – С. 819–822.

9. Сиротин Ю.И. Основы кристаллофизики / Ю.И. Сиротин, М.П. Шаскольская. – М.: Наука, 1979. – 639 с.

Навныко Валерий Николаевич

Канд. физ.-мат. наук, доцент каф. теоретической физики
УО МГПУ им. И.П. Шамякина, г. Мозырь, Республика Беларусь
Тел.: (375-2) 351-2-40-91
Эл. почта: valnav@inbox.ru

Шепелевич Василий Васильевич

Д-р физ.-мат. наук, проф., зав. каф. теоретической физики
УО МГПУ им. И.П. Шамякина, г. Мозырь, Республика Беларусь
Тел.: (375-2) 351-2-40-91
Эл. почта: vasshep@inbox.ru

Шандаров Станислав Михайлович

Д-р физ.-мат. наук, профессор, зав. каф. электронных приборов ТУСУРа
Тел.: (382-2) 41-38-87
Эл. почта: shand@stack.ru

Naunykа V.N., Shepelevich V.V., Shandarov S.M.

Polarization properties of reflection hologram recorded in electro-optic photorefractive crystal

The dependence of diffraction efficiency of the reflection hologram on the azimuth of linear polarization of the reference light wave for different cuts of an optically active cubic photorefractive crystal is investigated. The polarization conditions for achieving the maximal values of the reflection holograms diffraction efficiency are found.

Keywords: reflection hologram, photorefractive crystal, diffraction efficiency, azimuth of polarization.

ВЗАИМНАЯ ТРАНСФОРМАЦИЯ СВЕТОВЫХ ВОЛН НА ОТРАЖАТЕЛЬНЫХ ГОЛОГРАММАХ В ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ КРИСТАЛЛАХ КЛАССА СИММЕТРИИ $\bar{4}3m$

© 2011 г. В. Н. Навныко, В. В. Шепелевич

Мозырский государственный педагогический университет, Беларусь

E-mail: vasshep@inbox.ru

Поступила в редакцию 20.12.2010 г.

Изучена взаимная трансформация световых волн при их одновременной дифракции на объемной отражательной фазовой голограмме, сформированной в кубическом фоторефрактивном кристалле класса симметрии $\bar{4}3m$. Построены указательные поверхности поляризационно оптимизированных значений относительной интенсивности предметной волны, позволяющие определить усиление этой волны для любого среза кристалла. Численно найдены азимуты линейной поляризации, при которых достигается максимальный энергообмен между световыми волнами для кристаллов различных срезов

ВВЕДЕНИЕ

Эта работа посвящена памяти выдающегося белорусского физика, академика Федора Ивановича Федорова, основателя научной школы с мировой известностью и нескольких важнейших направлений в теоретической физике, оптике и акустике, разработавшего ковариантные методы решения сложных физических проблем.

Полупроводниковые кристаллы GaAs, InP и CdTe принадлежат к точечной группе симметрии $\bar{4}3m$ и являются оптически изотропными средами [1, 2]. Кроме того, такие кристаллы проявляют фоторефрактивный эффект и являются перспективными материалами для записи и считывания объемных динамических голограмм в инфракрасном диапазоне, поскольку характеризуются лишь небольшим коэффициентом поглощения в этой области спектра и обладают меньшим временем фоторефрактивного отклика по сравнению с сегнетоэлектрическими фоторефрактивными кристаллами (напр. LiNbO₃, SBN и др.) [3].

Изучению свойств объемных отражательных голограмм, впервые полученных и исследованных Ю.Н. Денисюком [4, 5], в полупроводниковых фоторефрактивных кристаллах посвящен ряд публикаций (например, [6–8]). В [6] исследована поляризационная зависимость дифракционной эффективности отражательной голограммы для кристалла GaAs фиксированного среза (001). Для пропускающих голограмм зависимость коэффициента усиления при двухволновом взаимодействии от среза фоторефрактивных полупроводни-

ков GaAs:Cr и InP:Fe с использованием указательных поверхностей была изучена в [7]. Однако в этой работе зависимость коэффициента усиления отражательной голограммы от среза кристалла не исследовалась. В [8] теоретически изучена с использованием указательных поверхностей зависимость максимальной дифракционной эффективности объемной отражательной голограммы от среза и толщины фоторефрактивного кристалла класса симметрии $\bar{4}3m$. Однако в [8] не рассматривалась взаимная трансформация световых волн при их одновременной дифракции на отражательной голограмме.

Ориентационные зависимости дифракционной эффективности и коэффициента усиления пропускающих голограмм в кристалле GaAs исследовались теоретически и экспериментально в [9] для отдельных срезов кристалла. При выполнении теоретических расчетов учитывались обратный пьезоэлектрический эффект и фотоупругость кристалла, а также вклад амплитудных решеток.

Таким образом, несмотря на большое количество публикаций, посвященных изучению свойств голограмм в фоторефрактивных кристаллах класса симметрии $\bar{4}3m$, зависимость максимальной относительной интенсивности предметной волны от среза кристалла и от его толщины в отражательных голограммах исследована недостаточно. Кроме того, не рассматривалась задача о нахождении для различных срезов кристалла азимутов линейной поляризации взаимодействующих

волн, при которых достигается наибольшее усиление предметной волны на выходе из голограммы.

Целью данной работы является установление и анализ закономерностей взаимной трансформации световых волн при их одновременной дифракции на объемной отражательной фазовой голограмме, сформированной в кубических фоторефрактивных кристаллах класса симметрии $\bar{4}3m$ произвольного среза, а также нахождение азимутов поляризации взаимодействующих волн, при которых достигается максимальный энергообмен.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Пусть в фоторефрактивном кристалле класса симметрии $\bar{4}3m$ толщиной d сформирована объемная фазовая ненаклонная отражательная голограмма с волновым вектором \mathbf{K} , направленным перпендикулярно рабочим граням кристалла (рис. 1). Предположим, что на кристалл толщиной d симметрично нормально падают с противоположных сторон две когерентные монохроматические линейно поляризованные электромагнитные опорная и предметная волны с векторами напряженности электрического поля \mathbf{R}_0 и \mathbf{S}_0 соответственно. Будем также полагать, что на рабочие грани кристалла нанесены антиотражающие покрытия, благодаря которым отраженными от граней световыми волнами можно пренебречь. Поглощением световых волн в кристалле также пренебрегаем.

В результате в кристалле происходит одновременная дифракция опорной и предметной волн на отражательной голограмме и вследствие взаимной трансформации световых волн изменяется их интенсивность. Взаимная трансформация световых волн в процессе их взаимодействия на отражательной фоторефрактивной голограмме может приводить к усилению предметной волны за счет энергии опорной волны. При выполнении некоторых специальных условий, которые будут установлены ниже, перенос энергии между волнами может происходить и в обратном направлении (усиление опорной волны).

Рассмотрим геометрию взаимодействия опорной и предметной световых волн с кристаллом. Тройка ортогональных единичных векторов $(\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3)$, определяющая рабочую систему координат, связана с плоскостью голографического стола, совпадающей с плоскостью, образованной векторами \mathbf{e}_1 и \mathbf{e}_3 ; единичный вектор \mathbf{e} (рис. 1) характеризует некоторое фиксированное направление в плоскости среза кристалла, совпадающее с вектором \mathbf{e}_1 . Азимуты линейной поляризации опорной и предметной волн отсчитываются от

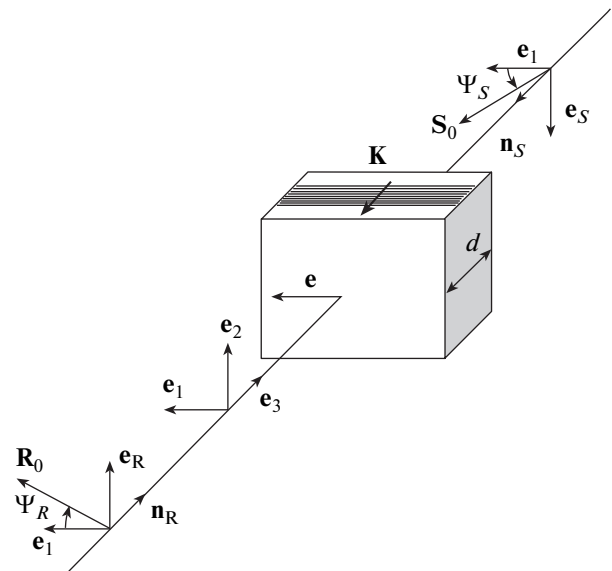


Рис. 1. Геометрическая схема взаимной трансформации световых волн при их одновременной дифракции на объемной отражательной голограмме, сформированной в фоторефрактивном кристалле класса симметрии $\bar{4}3m$.

направления единичного вектора \mathbf{e}_1 против часовой стрелки, если смотреть навстречу волновой нормали, и на входе в кристалл обозначены через Ψ_{R0} и Ψ_{S0} . При описании поляризации световых волн используются единичные векторы \mathbf{e}_R и \mathbf{e}_S , которые определяются векторными произведениями $\mathbf{e}_{R,S} = [\mathbf{n}_{R,S}, \mathbf{e}_1]$ (рис. 1).

Для характеристики энергетического переноса при взаимной трансформации световых волн введем параметр γ , называемый относительной интенсивностью предметной волны, который характеризует усиление ($\gamma > 1$) или ослабление ($\gamma < 1$) интенсивности этой волны в процессе взаимодействия с опорной волной:

$$\gamma = \frac{S_{\perp}^2 + S_{\parallel}^2}{S_0^{\perp 2} + S_0^{\parallel 2}}, \quad (1)$$

где $S_0^{\perp}, S_0^{\parallel}$ – проекции вектора \mathbf{S}_0 на направления, определяемые векторами \mathbf{e}_1 (значок \perp) и \mathbf{e}_S (значок \parallel), S^{\perp}, S^{\parallel} – проекции вектора \mathbf{S} напряженности электрического поля предметной волны на выходе из кристалла направления \mathbf{e}_1 и \mathbf{e}_S .

Используя стандартную процедуру решения системы уравнений связанных волн (см., например, [10]) можно получить следующие аналитические выражения для проекций S^{\perp} и S^{\parallel} :

$$S_{\perp}^0 = \frac{1}{F} \{ \tilde{A} S_{\parallel}^d + \tilde{B} S_{\perp}^d - C R_{\parallel}^0 + \tilde{D} R_{\perp}^0 \}, \quad (2)$$

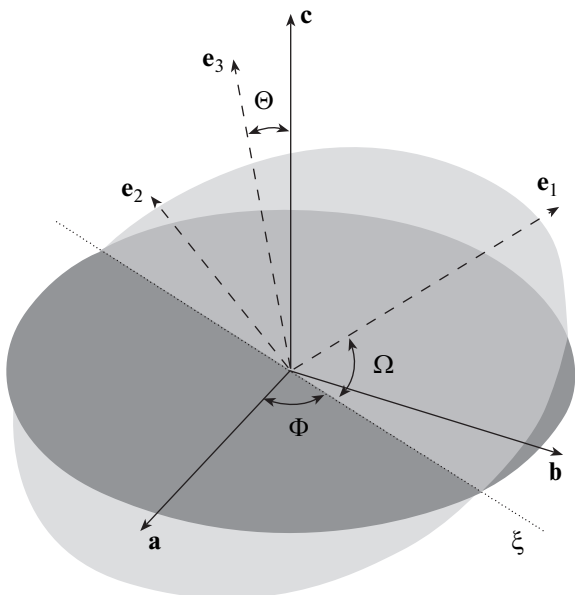


Рис. 2. Определение рабочей системы координат, заданной тройкой ортогональных единичных векторов ($\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3$), в кристаллографической системе координат ($\mathbf{a}, \mathbf{b}, \mathbf{c}$) с использованием углов Эйлера (Θ, Φ, Ω).

$$S_{\parallel}^0 = \frac{1}{F} \{ AS_{\perp}^d + BS_{\parallel}^d + CR_{\perp}^0 + DR_{\parallel}^0 \}, \quad (3)$$

$$A = 4q \operatorname{sh}(qd) \kappa_2 \operatorname{sh}(\kappa_+ d),$$

$$\tilde{A} = 4q \operatorname{sh}(qd) \kappa_2 \operatorname{sh}(\kappa_- d),$$

$$B = 4q (q \operatorname{ch}(\kappa_+ d) \operatorname{ch}(qd) - \kappa_- \operatorname{sh}(\kappa_+ d) \operatorname{sh}(qd)),$$

$$\tilde{B} = 4q (q \operatorname{ch}(\kappa_- d) \operatorname{ch}(qd) + \kappa_- \operatorname{sh}(\kappa_- d) \operatorname{sh}(qd)),$$

$$C = 2\kappa_2 q \operatorname{sh}(2qd),$$

$$D = 2q^2 \operatorname{sh}(2\kappa_+ d) + 2\kappa_- q \operatorname{sh}(2qd),$$

$$\tilde{D} = -2q^2 \operatorname{sh}(2\kappa_- d) + 2\kappa_- q \operatorname{sh}(2qd),$$

$$F = 2\kappa_-^2 (\operatorname{ch}(\kappa_+ d) + \operatorname{ch}(2qd)) + 4\kappa_2^2 (\operatorname{ch}^2(qd) + \operatorname{sh}(\kappa_+ d)),$$

$$q = \sqrt{\frac{(\kappa_3 - \kappa_1)^2}{4} + \kappa_2^2}, \quad \kappa_+ = \frac{\kappa_3 + \kappa_1}{2}, \quad \kappa_- = \frac{\kappa_3 - \kappa_1}{2},$$

$$\kappa_1 = \kappa_0 (\Delta B_{11} \ell_1^2 + \Delta B_{22} \ell_2^2 + \Delta B_{33} \ell_3^2 + 2\Delta B_{12} \ell_1 \ell_2 + 2\Delta B_{13} \ell_1 \ell_3 + 2\Delta B_{23} \ell_2 \ell_3),$$

$$\kappa_2 = \kappa_0 (\Delta B_{11} \ell_1 m_1 + \Delta B_{22} \ell_2 m_2 + \Delta B_{33} \ell_3 m_3 + \Delta B_{12} (\ell_1 m_2 + \ell_2 m_1) + \Delta B_{13} (\ell_1 m_3 + \ell_3 m_1) + \Delta B_{23} (\ell_2 m_3 + \ell_3 m_2)),$$

$$\kappa_3 = \kappa_0 (\Delta B_{11} m_1^2 + \Delta B_{22} m_2^2 + \Delta B_{33} m_3^2 + 2\Delta B_{12} m_1 m_2 + 2\Delta B_{13} m_1 m_3 + 2\Delta B_{23} m_2 m_3)$$

$$\ell_1 = \cos \Omega \cos \Phi - \sin \Omega \sin \Phi \cos \Theta,$$

$$\ell_2 = -\cos \Phi \sin \Omega - \cos \Omega \sin \Phi \cos \Theta,$$

$$\ell_3 = \sin \Phi \sin \Theta,$$

$$m_1 = \sin \Phi \cos \Omega + \sin \Omega \cos \Phi \cos \Theta,$$

$$m_2 = -\sin \Omega \sin \Phi + \cos \Phi \cos \Omega \cos \Theta,$$

$$m_3 = -\cos \Phi \sin \Theta,$$

$$n_1 = \sin \Omega \sin \Theta, \quad n_2 = \cos \Omega \sin \Theta, \quad n_3 = \cos \Theta,$$

$$\kappa_0 = -\frac{\pi n_0^3 E_{sc}}{2\lambda},$$

где ΔB_{ij} – изменение обратного тензора диэлектрической проницаемости B_{ij} ($i, j = 1, 2, 3$), определяемое из [11], n_0 – показатель преломления невозмущенного кристалла; E_{sc} – амплитудное значение напряженности электрического поля пространственно разделенных зарядов внутри голографической решетки, λ – длина световой волны; Θ, Φ, Ω – углы Эйлера (рис. 2), определяющие положение рабочей системы координат ($\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3$) по отношению к кристаллографической системе координат ($\mathbf{a}, \mathbf{b}, \mathbf{c}$).

Численные расчеты выполнены для фоторефрактивного полупроводникового кристалла с параметрами GaAs [9]: показатель преломления $n_0 = 3.37$; электрооптический коэффициент $r_{41} = -1.43 \times 10^{-12}$ м/В; компоненты тензора упругости $c_1 = 11.88 \times 10^{10}$ Н/м², $c_2 = 5.38 \times 10^{10}$ Н/м², $c_3 = 5.94 \times 10^{10}$ Н/м²; компоненты тензора фотоупругости $p_1 = -0.165$, $p_2 = p_3 = -0.14$; $p_4 = -0.072$; пьезоэлектрический коэффициент $e_{14} = 0.154$ Кл/м². Амплитуда напряженности электрического поля разделенных зарядов принималась равной 0.5 кВ см⁻¹. Длина волны $\lambda = 1.15$ мкм. Отношение начальных интенсивностей взаимодействующих предметной и опорной волн выбиралось равным $1/11$.

Сформулируем для дальнейшего использования понятия оптимального среза и оптимального азимута поляризации. Под термином «*оптимальный срез*» будем понимать комплекс симметрично эквивалентных плоскостей [2, 12, 13], параллельных рабочим граням фоторефрактивного кристалла с фиксированной толщиной и записанной фазовой отражательной голографической решеткой, для которого оптимизированная по азимуту линейной поляризации опорной волны относительная интенсивность предметной волны γ^{opt} достигает наибольшего значения. Под термином «*оптимальный азимут поляризации*» будем понимать такой азимут линейной поляризации Ψ_{R0} опорной волны, при котором в кристалле фиксированной толщины и среза достигается наибольшая относительная интенсивность предметной волны γ^{opt} .

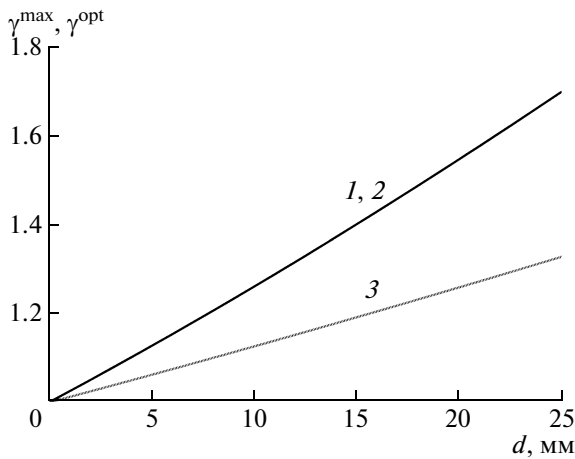


Рис. 3. Графики зависимости максимальных значений γ^{\max} (кривая 1) поляризационно оптимизированной относительной интенсивности предметной волны и зависимостей оптимизированной относительной интенсивности предметной волны γ^{opt} для кристалла срезов (001) (кривая 2) и $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ (кривая 3) от толщины кристалла.

ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 3 представлены зависимости максимальных значений γ^{\max} (кривая 1) поляризационно оптимизированной относительной интенсивности предметной волны и зависимостей оптимизированной относительной интенсивности предметной волны γ^{opt} для кристаллов срезов (001) (кривая 2) и $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ (кривая 3) от толщины d кристалла (рис. 1). Как видно из рис. 3, в кристалле среза (001) параметр γ^{opt} достигает больших значений, чем в кристалле среза $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$, и является максимально возможным, так как при любой толщине кристалла $\gamma^{\max}(d)$ и $\gamma^{\text{opt}}(d)$ для среза (001) совпадают.

Для наглядного отображения зависимости параметра γ^{opt} от среза кристалла построена указательная поверхность, представленная на рис. 4а.

При построении указательной поверхности относительной интенсивности предметной волны принимается, что направление радиус-вектора \mathbf{r} (рис. 5) совпадает с направлением вектора отражающей голографической решетки \mathbf{K} (рис. 1), перпендикулярного плоскости среза кристалла, а длина радиус-вектора указательной поверхности равняется модулю разности между поляризационно оптимизированным значением относительной интенсивности предметной волны на выходе из кристалла γ^{opt} и начальной относительной интенсивностью предметной волны на входе в кристалл ($\gamma_0 = 1$). В случае, когда эта разность положительна, точка указательной поверхности окрашивается в белый цвет [2, 12, 13], если эта разность отрица-

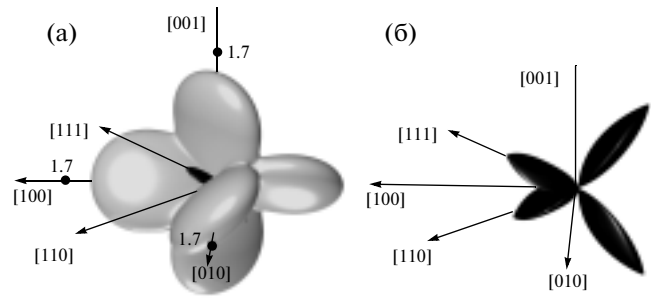


Рис. 4. Указательная поверхность разности между поляризационно оптимизированным значением относительной интенсивности предметной волны на выходе из кристалла (γ^{opt}) и начальной относительной интенсивностью предметной волны на входе в кристалл (γ_0), рассчитанная для кристалла с параметрами, близкими к параметрам кристалла GaAs толщиной 21 мм.

тельна — в черный (рис. 4б). При соединении точек соответствующего цвета образуется указательная поверхность, представленная на рис. 4.

Как видно из рис. 4, максимальная относительная интенсивность предметной волны достигается в кристалле среза {001}, для остальных срезов, включая срез $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$, выполняется неравенство $\gamma^{\text{opt}} < \gamma^{\max}$. Для большей ясности рассмотрим сечения указательной поверхности, представленной на рис. 3, плоскостями, проходящими через начало кристаллографической системы координат и параллельными плоскостям (010) (рис. 5а) и $(\bar{1}10)$ (рис. 5б). При построении рис. 5 учтено, что радиус-вектор \mathbf{r} направлен параллельно волновому вектору \mathbf{K} , а угол α образован радиус-вектором \mathbf{r} и кристаллографическим направлением [001]. Следует отметить, что расположение и масштаб отображения сечений с целью увеличения наглядности изменены по отношению к рис. 4.

На рис. 5а точки A_1, A_2, A_3, A_4 определяют γ^{opt} в кристаллах срезов (001), (100), $(00\bar{1})$ и $(\bar{1}00)$ соответственно. Как видно из рис. 5а, в этом сечении точки A_1, A_2, A_3, A_4 наиболее удалены от начала координат, а следовательно, для этих срезов $\gamma^{\text{opt}} = \gamma^{\max}$. Если рассмотреть иные сечения указательной поверхности плоскостями, симметрично эквивалентными плоскости среза (010), то приходим к выводу, что для всех срезов семейства {001} выполняется условие $\gamma^{\text{opt}} = \gamma^{\max}$.

Для анализа усиления предметной волны в кристаллах срезов (111) и $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ рассмотрим рис. 5б, на котором точки B_1 и B_2 определяют γ^{opt} в кристаллах срезов (111) и $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ соответственно. Как следует из рис. 5б, разность $\gamma^{\text{opt}} - \gamma_0$ в кристаллах срезов (111) и $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ имеет различные знаки. Это означает, что если в кристалле среза $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$

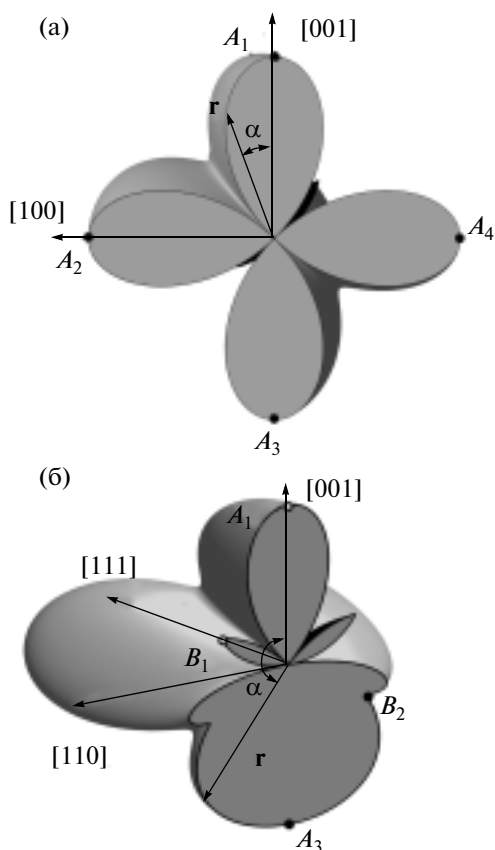


Рис. 5. Сечения указательной поверхности, представленной на рис. 4, проходящими через начало координат плоскостями, параллельными плоскостям (010) (а) и $(\bar{1}10)$ (б).

предметная волна при выборе оптимального азимута в результате энергетического переноса усиливается, то в кристалле среза (111) она ослабляется – энергия предметной волны перекачивается в опорную волну.

Рисунки 3–5, не дают информации о том, какими должны быть азимуты линейной поляризации Ψ_{R0} опорной волны для каждого среза кристалла, при которых достигается максимальный энергообмен. Эта задача была решена с использованием выражений (1–3). Для иллюстрации решения этой задачи на рис. 6а в области пространства, ограниченной положительными направлениями кристаллографических осей [100], [010] и [001], в сферической системе координат каждому срезу кристалла был поставлен в соответствие отрезок, характеризующий ориентацию вектора напряженности электрического поля линейно поляризованной опорной волны на входе в кристалл, при которой достигается наибольшее изменение относительной интенсивности предметной волны.

Следует отметить, что каждый отрезок соответствует двум направлениям вектора \mathbf{R} , а следо-

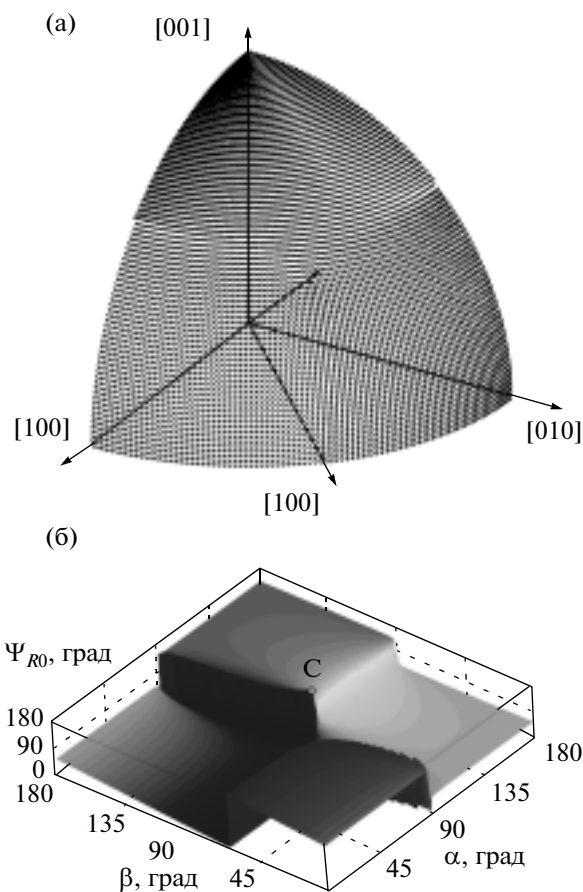


Рис. 6. График зависимости оптимальных азимутов линейной поляризации опорной волны Ψ_{R0} от среза кристалла, представленный в сферической (а) и декартовой (б) системах координат.

вательно, и двум эквивалентным оптимальным азимутам.

Из рис. 6а следует, что существуют группы срезов, для которых оптимальные азимуты линейной поляризации имеют близкие по величине значения. Для иллюстрации этого факта рассмотрим на рис. 6б график зависимости оптимальных азимутов Ψ_{R0} от среза кристалла, представленный в декартовой системе координат. При построении рис. 6б принималось, что угол β образован проекцией радиус-вектора \mathbf{r} на плоскость, содержащую кристаллографические оси [100] и [010], и кристаллографической осью [100].

Из рис. 6б видно, что для области, определяемой углом α , находящимся в интервале $(45^\circ, 90^\circ)$ и углом β , изменяющимся в пределах $(0^\circ, 80^\circ)$ и $(100^\circ, 180^\circ)$, Ψ_{R0} приблизительно равняется $60^\circ \pm 4^\circ$ и $150^\circ \pm 4^\circ$ соответственно. При $\alpha \in (0^\circ, 45^\circ)$ и $\beta \in (0^\circ, 180^\circ)$ значение Ψ_{R0} изменяются практически линейно в пределах $(56^\circ, -34^\circ)$, за исключением области, близкой к точке С, которая соответствует срезу кристалла $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$, где γ не зависит

от входного азимута линейной поляризации опорной волны.

Таким образом, с помощью указательных поверхностей определены области усиления и ослабления опорной волны при двухволновом взаимодействии в фоторефрактивном кристалле класса симметрии $\bar{4}3m$ и показано, что при заданных параметрах кристалла, близких к параметрам GaAs, наибольшее усиление предметной волны достигается для семейства срезов $\{001\}$. Определены также азимуты линейной поляризации опорной световой волны, соответствующие максимальному усилению (ослаблению) предметной волны.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования Республики Беларусь (ГКПНИ "Фотоника 1.07") и Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект № Ф09М-013).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Федоров Ф.И. Оптика анизотропных сред. Мн.: Изд-во академии наук БССР, 1958. 380 с.
2. Шаскольская М.П. Кристаллография. М.: Высш. шк., 1984. 376 с.
3. Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. СПб.: Наука, 1992. 320 с.
4. Денисюк Ю.Н. // Докл. АН СССР. 1962. Т. 144. С. 1275.
5. Денисюк Ю.Н. // Оптика и спектроскопия. 1963. Т. 15. С. 522.
6. Cheng L.J., Yeh P. // Opt. Lett. 1988. V. 13. P. 50.
7. Eichler H.J., Ding Y., Smandek B. // Phys. Rev. A. 1995. V. 52. P. 2411.
8. Shepelevich V.V., Naunya V.N. // J. Holography Speckle. 2009. V. 5. P. 286.
9. Shcherbin K., Odoulov S., Litvinov R. et al. // J. Opt. Soc. Am. B. 1996. V. 13. P. 2268.
10. Шепелевич В.В., Навыко В.Н., Ничипорко С.Ф. и др. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. С. 22.
11. Shepelevich V.V., Shandarov S.M., Mandel A.E. // Ferroelectrics. 1990. V. 110. P. 235.
12. Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П. Основы кристаллофизики. М.: Наука, 1979. 639 с.
13. Навыко В.Н., Шепелевич В.В. // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. С. 16.

УДК 535.42

В.В. Шепелевич, В.Н. Навныко, С.М. Шандаров

Влияние пьезоэлектрического эффекта на выбор оптимального среза при считывании отражательной голограммы в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$

Проанализированы закономерности влияния обратного пьезоэлектрического эффекта на максимальные значения дифракционной эффективности отражательной голограммы, сформированной в кубическом фоторефрактивном кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$.

Ключевые слова: отражательная голограмма, фоторефрактивный кристалл, дифракционная эффективность, обратный пьезоэлектрический эффект.

Постановка задачи. Влияние обратного пьезоэлектрического эффекта (далее – пьезоэффект) на энергетические и поляризационные характеристики объемной отражательной голограммы, сформированной в кубическом фоторефрактивном пьезокристалле, частично изучалось в работе [1]. В этой работе на примере фоторефрактивного кристалла класса симметрии $\bar{4}3m$ показано, что пренебрежение в расчетах пьезоэффектом может обусловить ошибки в нахождении среза кристалла фиксированной толщины, для которого определяется максимальная дифракционная эффективность голограммы. Особенности влияния пьезоэффекта на энергетические характеристики отражательной голограммы, сформированной в кубическом оптически активном фоторефрактивном кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ среза (111), рассмотрены в [2]. Однако в этой работе не обсуждался вопрос о влиянии пьезоэффекта на максимумы дифракционной эффективности отражательной голограммы для кристалла с фиксированной толщиной.

Целью настоящего сообщения является анализ закономерностей влияния пьезоэффекта на свойства отражательной голограммы в кубических оптически активных фоторефрактивных пьезокристаллах. На примере кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (ВТО) проанализированы закономерности влияния пьезоэффекта на максимальные значения дифракционной эффективности отражательной голограммы, записанной в этом кристалле. Для решения поставленной задачи использовалась теоретическая модель и геометрия взаимодействия опорной световой волны с фоторефрактивным кристаллом, подробно описанные в работе [3]. При теоретических расчетах принимались во внимание линейный электрооптический, фотоупругий и обратный пьезоэлектрический эффекты, а также естественная оптическая активность фоторефрактивного кристалла. При выполнении численных расчетов для длины волны 632,8 нм использовались следующие расчетные параметры: $n_0 = 2,58$, $r_{41} = -4,75$ пм/В, $\rho = 112$ рад/м; $p_{11} = -0,173$, $p_{12} = 0,001$, $p_{13} = 0,002$, $p_{44} = 0,005$, $e_{14} = 1,1$ Кл/м²; $c_{11} = 13,7 \times 10^{11}$ Н/м², $c_{12} = 2,8 \times 10^{10}$ Н/м², $c_{44} = 2,6 \times 10^{10}$ Н/м², близкие к параметрам кристалла ВТО (см., например, [4]). Здесь использованы следующие обозначения: n_0 – показатель преломления кристалла, ρ – удельное вращение кристалла, r_{41} , e_{14} – электрооптический и пьезоэлектрический коэффициенты; p_{11} , p_{12} , p_{13} , p_{44} – фотоупругие постоянные; c_{11} , c_{12} , c_{44} – упругие постоянные (компоненты тензоров третьего и четвертого рангов представлены в матричной форме). Амплитуда напряженности электрического поля голографической решетки в фоторефрактивном кристалле выбиралась равной 0,6 кВ/см.

Результаты и их обсуждение. В результате численного моделирования установлено, что при заданных параметрах кристалла ВТО «включение» пьезоэффекта приводит к уменьшению максимальных значений дифракционной эффективности отражательной голограммы при толщине кристалла более 12 мм (рис. 1, а). При «включении» пьезоэффекта срез (001) является более выгодным по сравнению со срезом (111) при толщине кристалла до 16 мм. В случае если толщина кристалла является большей, чем 16 мм, дифракционная эффективность отражательной голограммы для кристалла ВТО среза (111) имеет более высокие значения, чем для кристалла среза (001). Здесь следует отметить, что с практической точки зрения в пьезокристалле ВТО при толщине более 16 мм срез (111) является предпочтительным, поскольку достигаемая для такого среза дифракционная эффективность отражательной голограммы приближается к максимально возможной величине (см. кривые 1 и 2 на рис. 1, а и б).

Фоторефрактивные кристаллы, принадлежащие к точечной группе симметрии 23, являются нецентросимметричными и имеют три поворотные оси второго порядка и четыре поворотные оси третьего порядка. Поэтому максимальная дифракционная эффективность, достигаемая в кристалле ВТО среза (001), повторяется также в кристаллах ВТО со срезами, принадлежащими комплексу симметрично эквивалентных плоскостей {100} (что следует из рассмотрения указательных поверхностей поляризационно оптимизированных значений дифракционной эффективности отражательной голограммы, представленных на рис. 2 и 3), а максимальная дифракционная эффективность для кристалла ВТО среза (111) повторяется в кристаллах ВТО со срезами {111}.

Как следует из рис. 2, в и г, «включение» пьезоэффекта не приводит к уменьшению максимальной величины дифракционной эффективности голограммы (поскольку выбрана толщина кристалла ВТО, равная 8 мм), а имеет место лишь количественная «деформация» указательной поверхности – для отдельных направлений уменьшается поляризационно оптимизированное значение дифракционной эффективности.

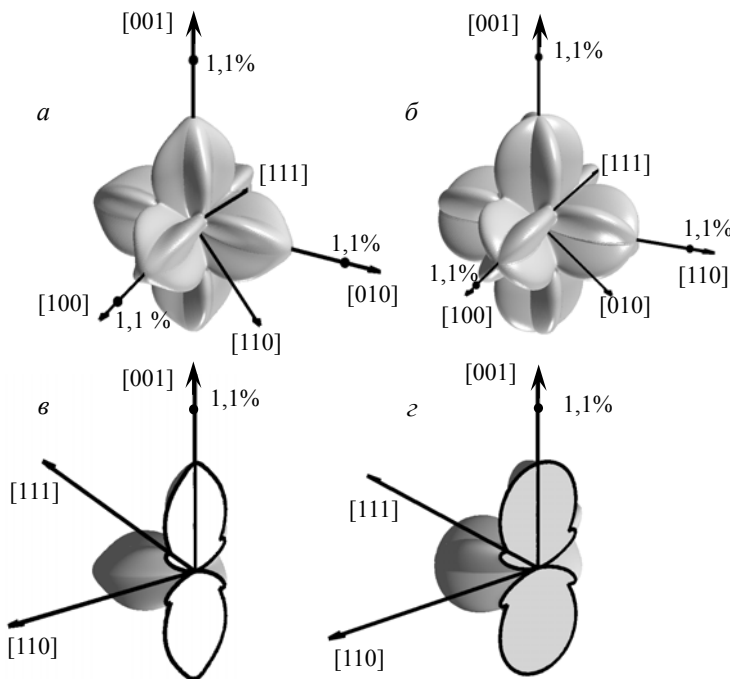


Рис. 2. Указательные поверхности максимальных значений дифракционной эффективности отражательной голограммы (а, б) и их сечения (в, г) плоскостью, параллельной плоскости $(\bar{1}10)$ и проходящей через начало кристаллографической системы координат, рассчитанные для кристалла ВТО толщиной 8 мм с учетом (а, в) и без учета (б, г) пьезоэффекта

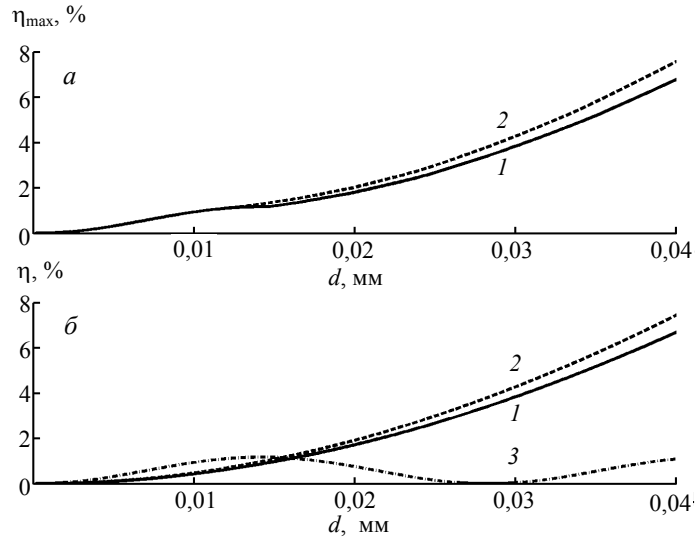


Рис. 1. Зависимости максимальных значений дифракционной эффективности η_{\max} (а) и дифракционной эффективности η для кристаллов среза (111) (б – кривые 1 и 2) и среза (001) (б, кривая 3) от толщины кристалла ВТО, рассчитанные с учетом пьезоэффекта (а и б – кривые 1) и без учета пьезоэффекта (а и б – кривые 2)

методика исследования дифракционной эффективности объемных голограмм посредством указательных поверхностей подробно описана в работе [3].

Влияние пьезоэффекта на дифракционную эффективность отражательной голограммы оказывается более сильно выраженным в толстых кристаллах ВТО (с толщиной более 16 мм). На рис. 3 представлены указательные поверхности поляризационно оптимизированной дифракционной эффективности отражательной голограммы (рис. 3, а и б) и срезы этих поверхностей плоскостью (рис. 3, в и г), параллельной плоскости $(\bar{1}10)$, рассчитанные для кристалла ВТО толщиной 16 мм. Из сравнения рис. 3, а и в с рис. 3, б и г следует, что без учета пьезоэффекта дифракционная эффективность отражательной голо-

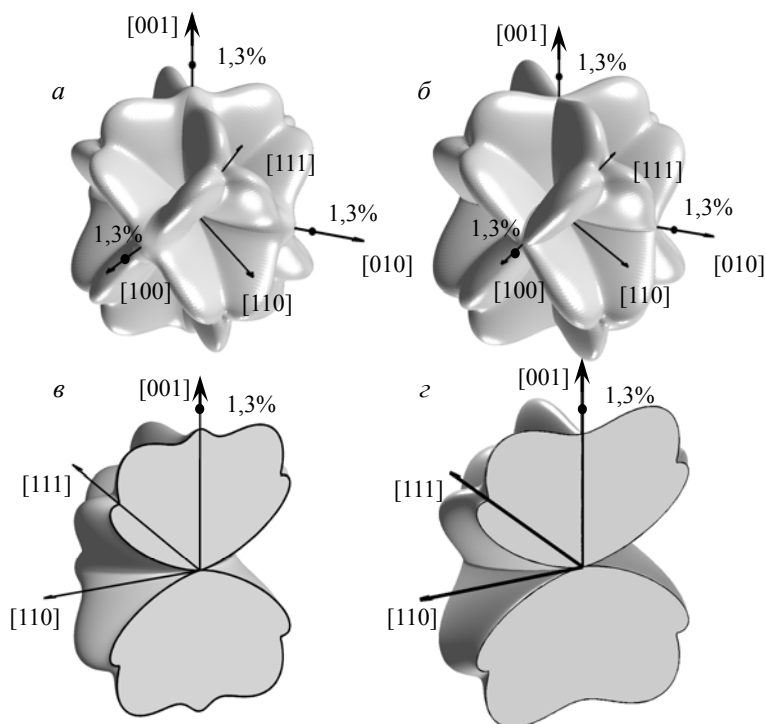


Рис. 3. Указательные поверхности максимальных значений дифракционной эффективности отражательной голограммы (а, б) и их сечения (в, г) плоскостью, параллельной плоскости $(\bar{1}10)$ и проходящей через начало кристаллографической системы координат, рассчитанные для кристалла ВТО толщиной 16 мм с учетом (а, в) и без учета (б, г) пьезоэффекта

дифракционной эффективности достигаются в кристаллах срезов $\{100\}$, причем «включение» пьезоэффекта не влияет на величину этих значений.

Работа выполнена при поддержке Государственной комплексной программы научных исследований «Электроника и фотоника» (задание «Фотоника 2.2.09»), а также при финансовой поддержке РФФИ (проект № 12-02-90038-Бел_а) и БРФИ (проект № Ф12Р-222).

Литература

1. Shepelevich V.V. Diffraction efficiency of reflection holograms in cubic photorefractive piezoelectric crystals of $\bar{4}3m$ symmetry class / V.V. Shepelevich, V.N. Naunya // Journal of Holography and Speckle. – 2009. – Vol. 5. – P. 286–289.
2. Дифракция световых волн на отражательных голограммах в кубических пьезокристаллах / В.В. Шепелевич, В.Н. Навныко, С.Ф. Ничипорко и др. // Письма в ЖТФ. – 2003. – Т. 29, вып. 18. – С. 22–28.
3. Shepelevich V.V. Effect of optical activity and crystal symmetry on maximal diffraction efficiency of reflection holograms in cubic photorefractive piezocrystals / V.V. Shepelevich, V.N. Naunya // Appl. Phys. B. – 2009. – Vol. 95, № 3. – P. 459–467.
4. Степанов С.И. Фотоупругий вклад в фоторефрактивный эффект в кубических кристаллах / С.И. Степанов, С.М. Шандаров, Н.Д. Хатьков // ФТТ. – 1987. – Т. 24, № 10. – С. 3054–3058.

Шепелевич Василий Васильевич

Д-р физ.-мат. наук, профессор, зав. каф. теоретической физики УО МГПУ им. И.П. Шамякина», г. Мозырь, Республика Беларусь
Тел.: (375) 236-32-40-91
Эл. почта: vasshep@inbox.ru

граммы для кристалла ВТО среза $\{111\}$ больше, чем дифракционная эффективность отражательной голограммы для кристалла ВТО среза $\{100\}$, приблизительно на 0,1%. При «включении» пьезоэффекта значения поляризационно оптимизированной дифракционной эффективности отражательной голограммы для этих срезов становятся приблизительно одинаковыми (как видно из рис. 3, а и в, вдоль комплекса кристаллографических направлений $\langle 100 \rangle$ возникают локальные максимумы указательной поверхности).

Закключение. Таким образом, «включение» пьезоэффекта приводит к уменьшению максимальной дифракционной эффективности отражательной голограммы при толщине кристалла ВТО более 16 мм. В этом случае дифракционная эффективность отражательной голограммы в кристалле ВТО среза (111) превышает ее значения для кристалла среза (001). Если толщина кристалла ВТО меньше 16 мм, максимальные значения

Навныко Валерий Николаевич

Канд. физ.-мат. наук, доцент каф. теоретической физики УО МГПУ им. И.П. Шамякина

Тел.: (375) 236-32-40-91

Эл. почта: valnav@inbox.ru

Шандаров Станислав Михайлович

Д-р физ.-мат. наук, профессор, зав. каф. электронных приборов ТУСУРа

Тел.: (382-2) 41-38-87

Эл. почта: shand@stack.ru

Shepelevich V.V., Naunyka V.N., Shandarov S.M.

Influence of the piezoelectric effect on the choice of optimal cut and polarization of reference wave for reading out the reflection hologram in $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ crystal

We analyzed the influence of inverse piezoelectric effect on the maximal value of diffraction efficiency of the reflection hologram recorded in cubic photorefractive $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ crystal. It is shown that the influence of the inverse piezoelectric effect can vary a value of an optimal azimuth of the reference wave for which maximal value of the diffraction efficiency of the reflection hologram can be achieved.

Keywords: reflection hologram, photorefractive crystal, diffraction efficiency, azimuth of polarization.

**СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ КРИСТАЛЛЫ
И СТРУКТУРЫ
ДЛЯ НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИКИ**

Периодические доменные структуры, сформированные электронным лучом в пластинах LiNbO_3 и планарных волноводах $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$ Y -ориентации

© Л.С. Коханчик¹, М.В. Бородин², С.М. Шандаров², Н.И. Буримов², В.В. Щербина², Т.Р. Волк³

¹ Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка, Московская обл., Россия

² Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск, Россия

³ Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН, Москва, Россия

E-mail: shand@ed.tusur.ru

(Поступила в Редакцию 8 декабря 2009 г.)

Приведены результаты формирования электронным лучом регулярных доменных структур на Y -срезах в подложках LiNbO_3 и в волноводных структурах $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$ на их основе. Обнаружены различия процессов формирования доменов в чистом и легированном титаном LiNbO_3 ; методами химического травления и волноводной генерации второй гармоники показано, что в волноводах $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$ регулярные доменные структуры формируются на глубине около $8\ \mu\text{m}$ от поверхности, где концентрация Ti не превышает значений 2 mol.%. На сформированных структурах получена квазисинхронная волноводная генерация второй оптической гармоники с эффективностью 8.8%.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 08-02-99023-р_офи, 09-02-00609а и 09-02-00969а) и программы „Развитие научного потенциала высшей школы (2009–2010 гг.)“.

1. Введение

Сегнетоэлектрические регулярные доменные структуры (именуемые в литературе периодически поляризованными структурами — ППС) представляют значительный интерес для реализации эффектов квазисинхронного нелинейно-оптического взаимодействия [1,2] и устройств управления параметрами лазерного излучения [3]. Одноосные сегнетоэлектрические кристаллы ниобата лития и оптические волноводы на их основе, в которых могут быть сформированы высококачественные ППС [1–9], привлекательны для решения таких задач благодаря высоким значениям коэффициента нелинейной оптической восприимчивости второго порядка d_{33} и линейного электрооптического коэффициента r_{33} [3,4].

Нелинейные оптические взаимодействия в оптических волноводах на ППС имеют большую эффективность, чем в случае их реализации в объемных образцах LiNbO_3 , благодаря более высокой интенсивности световых волн. Волноводная геометрия нелинейных и управляющих элементов является предпочтительной, в частности для оптических схем с полупроводниковыми инжекционными лазерами и волоконно-оптическими системами.

Для создания периодически поляризованных волноводных структур в ниобате лития (НЛ) используются два подхода, различающиеся порядком формирования волноводного слоя и ППС. В одном случае волноводная структура создается на ППС, предварительно сформированной в подложке, причем во избежание частичной термической деполяризации ППС изготовление вол-

новода проводится сравнительно низкотемпературными методами, такими как протонный обмен [5,7], диффузия Zn из паровой фазы [10] или металлической пленки [11] и ионная имплантация [12]. В другом случае ППС создается в уже готовых волноводных структурах. Например, в оптических волноводах $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$, сформированных на полярной ($-Z$) поверхности подложки высокотемпературной диффузией Ti ($\sim 1050^\circ\text{C}$), создание ППС осуществлялось переполаризацией во внешнем периодическом электрическом поле [13] и методом электронно-лучевой записи [8]. Однако в оптических схемах и устройствах с полупроводниковыми лазерными диодами предпочтительным является использование волноводных структур, сформированных на неполярных (X или Y) срезах ниобата лития. Невозможность создания планарных ППС в таком волноводе путем переполаризации во внешнем поле требует поисков других методов их получения.

В настоящей работе представлены первые результаты по созданию планарных ППС на Y -срезах в подложках LiNbO_3 и в волноводных структурах $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$ на их основе путем локальных дискретных облучений поверхности электронным пучком, нормальным полярной оси Z . Сформированные электронным пучком планарные ППС исследовались методом химического травления и оптическими методами, включающими волноводную квазисинхронную генерацию второй гармоники (ГВГ), а также их визуализацию методами микроскопии ГВГ и рассеяния волноводного пучка на основной частоте и на второй гармонике в излучательные моды.

2. Методика формирования оптических волноводов и доменных структур

Для формирования ППС в нелегированном LiNbO₃ и в планарных волноводах Ti:LiNbO₃ использовались идентичные оптически полированные пластины Y-среза из конгруэнтного ниобата лития X × Y × Z = 20 × 1.5 × 10 mm. На две из них вакуумным термическим напылением были нанесены пленки Ti толщиной ~ 120 nm. Далее в этих подложках формировались планарные оптические волноводы методом высокотемпературной диффузии [14,15], которая проводилась в воздушной атмосфере при температуре 1050°C в течение 20 h. Проведенные измерения показали, что сформированные в результате волноводы имели близкие оптические параметры.

Для ввода и вывода излучения и измерения спектра эффективных показателей преломления n_p^{*} волноводных TE-мод на длинах волн λ = 526.5, 532.0, 632.8, 1053 и 1064 nm использовались призмы связи из рутила и ниобата лития. Сформированные волноводы поддерживали распространение двух мод TE-поляризации в ИК-диапазоне и пяти TE-мод в зеленой области спектра. Профиль показателя преломления волноводов на длине волны 526.5 nm хорошо аппроксимировался функцией

$$N_e(y) = N_{esg} + \frac{\Delta N_{eg}}{\cosh^2(y/h)} \quad (1)$$

с параметрами ΔN_{eg} = 0.0218, h = 6.17 μm и N_{esg} = 2.2351. Описание оптических и нелинейно-оптических характеристик с использованием такого профиля удобно тем, что распределение поля E_{z,p}(y) волноводной TE-моды с номером p может быть получено для него в аналитическом виде [16,17]. Использование той же самой аппроксимирующей функции позволило из экспериментальных данных для n_p^{*} определить значения максимального приращения показателя преломления как ΔN_{er} = 0.020 для λ = 632.8 nm и ΔN_{eir} = 0.0179 (λ = 1053 nm).

Приращение необыкновенного показателя преломления в волноводах на НЛ линейно связано с концентрацией Ti, причем для света с длиной волны 632.8 nm dN_e/dC_{Ti} = 1.6 · 10⁻²⁹ m³ [14]. Для наблюдаемых значений ΔN_{er} оценка дает C_{Ti} = (0.02/1.6 · 10⁻²³) cm⁻³ ≈ 1.25 · 10⁻²¹ cm⁻³ ≈ 6 mol.%. При времени диффузии, значительно превосходящем время, необходимое для полного вхождения примеси из пленки в кристалл, профиль ее концентрации описывается функцией Гаусса [14]

$$C_{Ti}(y) = \frac{2\tau}{\sqrt{\pi}b} \alpha \exp\left(-\frac{y^2}{b^2}\right), \quad (2)$$

где α — число атомов в единице объема нанесенной на кристалл пленки, имеющей толщину τ, а параметр b характеризует глубину диффузии. Профили приращения показателя преломления, описываемые соотношением (1) и функцией Гаусса, близки друг к другу.

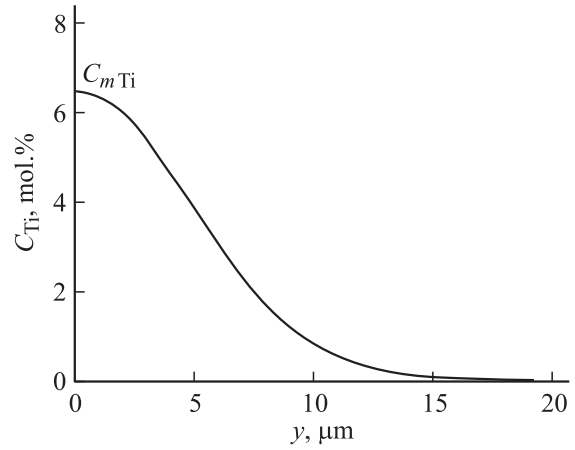


Рис. 1. Распределение концентрации титана в поверхностном слое исследованной структуры Ti:LiNbO₃, рассчитанное на основе подхода и данных [14] из измеренных значений эффективных показателей преломления волноводных TE-мод на длине волны 633 nm.

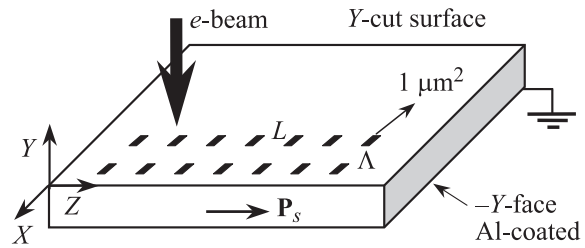


Рис. 2. Схема рисования электронным лучом по поверхности Y-среза LiNbO₃ и Ti:LiNbO₃ в РЭМ.

Это позволяет из экспериментальных данных оценить параметры распределения концентрации титана в волноводном слое, которое представлено на рис. 1, как C_{mTi} = (2/√π)(τ/b)α = 6.4 mol.% и b = 7.2 μm. Величина C_{Ti} согласуется с приведенной выше ее оценкой.

Для реализации квазисинхронного преобразования во вторую гармонику (ВГ) пространственный период ППС определяется соотношением [18]

$$\Lambda = \frac{m\lambda}{2(n_{2\omega} - n_{\omega})}, \quad (3)$$

где λ — длина волны фундаментального излучения, n_ω и n_{2ω} — показатели преломления фундаментальной и преобразованной волн соответственно, m = 1, 3, 5... Из экспериментальных значений n_p^{*} было получено, что при накачке с λ = 1053 nm для преобразования первого порядка во ВГ в сформированных волноводах необходимы доменные структуры с пространственным периодом от 5.6 до 7.5 μm.

Формирование планарных периодических доменных решеток проводилось в растровом электронном микроскопе (РЭМ) JSM-840A с дополнительно встроенной программой NanoMaker, позволяющей управлять электронным лучом при рисовании по поверхности и кон-

тролировать дозы облучения. Схема рисования в РЭМ представлена на рис. 2. Описанная далее методика формирования планарных доменных решеток электронным лучом применялась ранее при записи ППС на Y -срезах LiTaO_3 [19]. Структуры создавались путем последовательного локального облучения Y -поверхности образца при дискретном перемещении луча вдоль кристаллографических осей Z или X ; противоположная, не облучаемая электронами сторона кристаллов покрывалась слоем Al и заземлялась. Площадь локального облучения устанавливалась $S_{\text{irr}} = 1 \times 1 \mu\text{m}^2$, время экспозиции для каждого такого облучения было порядка ms . Расстояние L между точками облучения при перемещении луча вдоль оси Z составляло $15\text{--}20 \mu\text{m}$. При перемещении луча вдоль оси X в соответствии с расчетами периода ППС расстояние между соседними точками облучения $\Lambda = 7 \mu\text{m}$. Доза облучения $D = q/S_{\text{irr}}$ (q — заряд внедряемых электронов) варьировалась в диапазоне $450\text{--}2500 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ при энергии пучка электронов $E = 25 \text{keV}$ и токе $I \sim 100 \text{pA}$. Глубина проникновения электронов при этих дозах и параметрах пучка составляет примерно $2 \mu\text{m}$.

Полученные домены и доменные решетки выявлялись путем селективного химического травления образцов в кипящем растворе кислот $\text{HF} + 2\text{HNO}_3$. По нашим измерениям за время около 30min с поверхности легкого травления обычно удаляется слой в несколько микрометров. После травления полученные структуры исследовались в оптическом микроскопе Neophot 21 и в интерференционном оптическом микроскопе Zeiss Axioplan 2. Используемый метод записи электронным лучом позволил создать на Y -срезах в нелегированных кристаллах LiNbO_3 и в планарных волноводах $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$ серию планарных ППС с поперечными размерами $700 \times 700 \mu\text{m}$.

3. Экспериментальные результаты

3.1. Планарные доменные решетки в LiNbO_3 . При локальном облучении Y -среза образца НЛ формируется одиночный домен, растущий из зоны облучения вдоль полярной оси Z параллельно поверхности. Возникновение домена наблюдалось при определенной пороговой дозе, которая для используемой площади облучения $S_{\text{irr}} = 1 \times 1 \mu\text{m}^2$ составляла $450 \mu\text{C}/\text{cm}^2$. Прорастание домена из зоны облучения всегда происходило в направлении $+Z$ (знак полярных поверхностей кристалла, т.е. направление спонтанной поляризации \mathbf{P}_s , определялся пьезоэлектрическим методом). В отличие от кристаллов танталата лития, где в подобных условиях формировались домены иглообразной формы с более широким концом в области облучения [19], в кристаллах НЛ росли домены с параллельными доменными стенками, и только на завершающей стадии роста наблюдался резко сужающийся конец треугольной формы (рис. 3, *a*). На рис. 3, *b* представлена точками экспериментальная

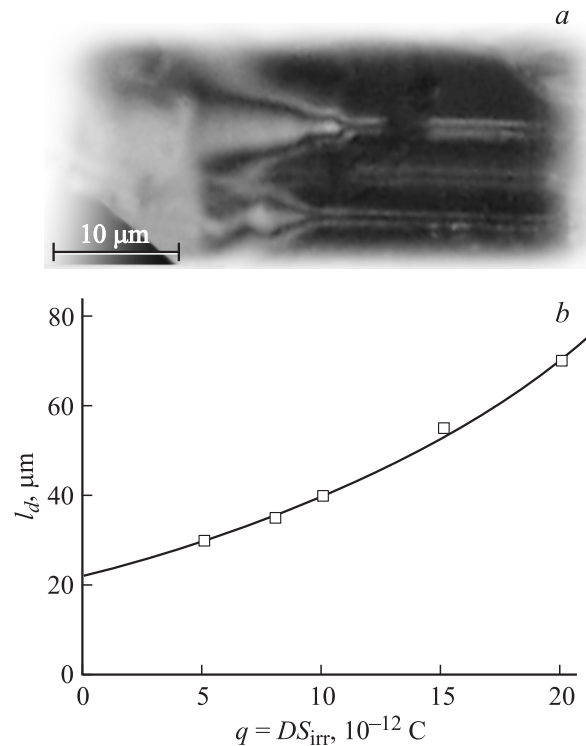


Рис. 3. Оптическое изображение индивидуального домена на Y -срезе ниобата лития после химического травления (*a*) и зависимость длины l_d индивидуальных доменов от величины внедряемого заряда (*b*).

зависимость длины растущих доменов l_d от величины внедряемого заряда, который рассчитывался по значениям доз облучения без учета количества вылетающих из образца отраженных и вторичных электронов. Зависимость аппроксимируется функцией $l_d = l_0 \exp(q/q_0)$ с параметрами $l_0 = 22.6 \mu\text{m}$ и $q_0 = 17.5 \text{pC}$, показанной на этом рисунке сплошной кривой. Боковое движение доменной границы (тангенциальное расширение индивидуальных доменов) практически не зависело от заряда. При облучении участка площадью в $1 \times 1 \mu\text{m}^2$ домены почти сразу имели ширину несколько микрометров, которая с увеличением заряда не менялась. Ситуация отличается от записи в танталате лития, где ширина домена вдоль оси X существенно зависела от величины внедряемого заряда. Глубина доменов (т.е. линейные размеры вдоль оси Y), которая оценивалась после травления в течение 30min по микрофотографиям с учетом ширины канавки домена легкого травления по оси X в предположении, что угол при вершине равен 60° , была порядка $3.5\text{--}4 \mu\text{m}$. Таким образом, глубина доменов была больше глубины проникновения электронов.

После серии локальных облучений в Z -направлении с расстоянием между точками $L = 15\text{--}20 \mu\text{m}$ происходит „стыковка“ отдельных доменов, прорастающих из облученных областей, приводящая к возникновению квазилинейных протяженных доменов. В результате перемещения локальных облучений параллельно оси X на

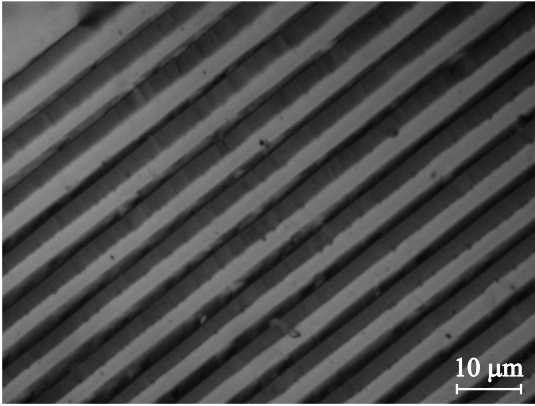


Рис. 4. Изображение типичной совершенной части сформированной на Y -срезе кристалла LiNbO_3 планарной доменной решетки с пространственным периодом $\Lambda = 7 \mu\text{m}$, полученное после селективного химического травления. Отношение поперечных размеров противоположно направленных доменов близко к единице.

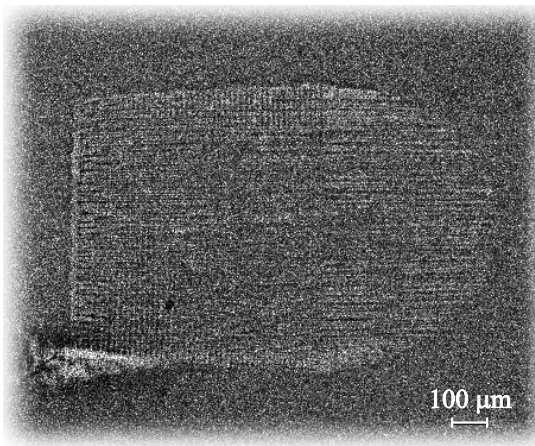


Рис. 5. Потенциальное изображение планарной доменной решетки, сформированной на Y -срезе ниобата лития при облучении участка поверхности с размером $700 \times 700 \mu\text{m}$ (доза $D = q/S_{\text{ит}} = 800 \mu\text{C}/\text{cm}^2$).

фиксированные расстояния Λ эти протяженные домены формируют ППС с заданным периодом. Измерения показали, что в начале процесса рисования решеток возникает достаточно нарушенная доменная структура с четкими стыковочными рядами между отдельными доменами. Постепенно с увеличением числа облученных участков доменная структура становится более совершенной. Типичный пример такой доменной решетки представлен на рис. 4.

Относительные размеры участка с совершенной доменной структурой увеличивались с дозой облучения, а также при увеличении плотности локальных зарядов, выстраиваемых в ряд по оси Z . Совершенство ППС существенно зависело также от направления перемещения электронного луча по оси Z . При перемещении луча

в направлении $-Z$ относительная длина совершенной части структуры снижалась почти в 2 раза по сравнению с перемещением в направлении $+Z$ (при идентичных параметрах облучения). Качественно это различие объясняется следующим образом. Как упоминалось выше, при локальном облучении индивидуальные домены растут из зоны облучения всегда в направлении $+Z$. Таким образом, при перемещении луча в направлении $-Z$ фронтальное движение каждого записываемого домена затруднено существованием домена, образовавшегося при облучении предыдущей точки. Следует отметить, что на Y -срезах кристаллов танталата лития влияние предыдущих доменов приводило к значительно более резкому сокращению длины последующих [19].

Таким образом, наиболее совершенные планарные ППС были сформированы при перемещении луча в направлении $+Z$. Типичные латеральные размеры таких структур обычно больше размеров зоны облучения, что иллюстрируется рис. 5. Данное потенциальное изображение получено при ускоряющем напряжении в 2 кВ еще до химического травления поверхности образца. Конечная часть планарной решетки состоит из доменов, образовавшихся после нанесения последнего ряда дискретных облучений, и имеет полуовальную форму. Домены, растущие из центральной зоны облучаемого квадрата, имели максимальную длину, увеличивающуюся с ростом дозы облучения.

Для оптических исследований ППС были изготовлены путем перемещения электронного луча в направлениях как $+Z$, так и $-Z$ с использованием доз $D = 800\text{--}1100 \mu\text{C}/\text{cm}^2$, оптимальных для формирования структур такого типа.

3.2. Доменные решетки в планарных волноводах $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$. Идентичная схема облучения поверхности Y -среза кристаллов со сформированными волноводами $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$ также привела к образованию планарных доменных решеток. Однако проведенная серия последовательных химических травлений одного из образцов выявила отличие доменов, возникших в волноводном слое, от структур, полученных в подложке и описанных в предыдущем разделе. В $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$ домены были сформированы значительно глубже облучаемой поверхности кристалла, а их ширина значительно меньше, чем в нелегированном LiNbO_3 . На рис. 6, *a* и *b* представлен типичный вид доменов на разной глубине от поверхности образца $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$. В результате травления в течение 30 min были обнаружены узкие домены с шириной, значительно меньшей $1 \mu\text{m}$, и длиной меньше $10 \mu\text{m}$, имеющие вид периодических пунктирных линий (рис. 6, *a*). Последующее химическое травление образцов в течение 30 min, позволившее выявить доменную структуру на глубине в $7\text{--}8 \mu\text{m}$ от поверхности, т. е. в области низкой концентрации Ti (рис. 1), показало заметное и существенное увеличение длины доменов. Наиболее широкая часть домена, протравленная в виде канавки, могла быть размером $1 \mu\text{m}$ и чуть шире; форма

доменов была постепенно сужающейся. Их длина в некоторых зонах доменной решетки значительно превышала $L = 15 \mu\text{m}$ и составляла десятки микрон. Увеличение

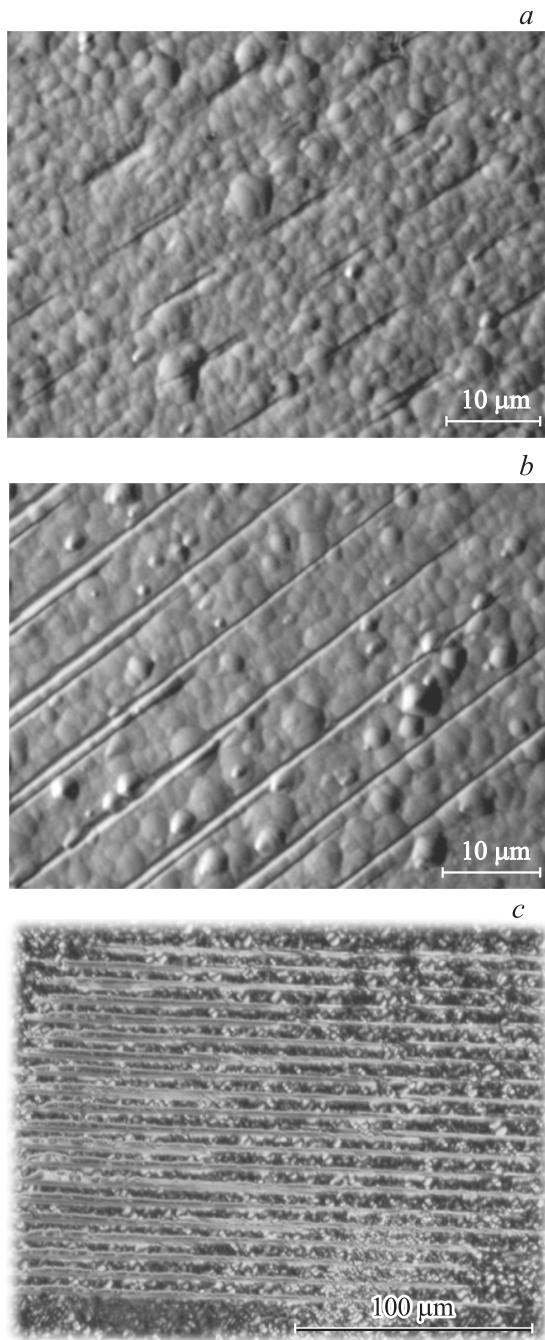


Рис. 6. Изображения сформированных в планарном волноводе $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$ Y -ориентации доменных структур с пространственным периодом $\Lambda = 7 \mu\text{m}$, полученные после химического травления при дозах $D = 1000$ (*a*, *b*) и $2000 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ (*c*). *a* — после удаления слоя толщиной около $3 \mu\text{m}$ видны отдельные узкие домены длиной $\sim 8 \mu\text{m}$; *b* — после удаления поверхностного слоя толщиной $\sim 8 \mu\text{m}$ для той же структуры домены остаются узкими, но сливаются; *c* — при дозе $2000 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ формируется сравнительно совершенная периодическая доменная структура на глубине $\sim 8 \mu\text{m}$ от поверхности волновода.

дозы облучения до $2000 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ позволило получить планарные доменные структуры, состоящие из более широких доменов. Пример доменных структур такого типа, залегающих также на глубине в $7\text{--}8 \mu\text{m}$ от поверхности облучения, после селективного травления представлен рядом на рис. 6, *c*.

Длина и совершенство доменных решеток в планарном волноводе $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$, так же как и в нелегированном LiNbO_3 , существенно зависели от направления перемещения электронного луча вдоль оси Z . Для оптических исследований ППС в одном из волнопроводов были сформированы располагающиеся в два ряда вдоль оси X доменные решетки двух типов — при движении электронного луча в направлении $+Z$ и при его обратном движении в направлении $-Z$ — с дозами $2000\text{--}2200 \mu\text{C}/\text{cm}^2$. Следует отметить, что такие дозы, оптимальные для формирования ППС в волноводах $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$, в 2 раза превышали дозы облучения, необходимые для формирования планарных структур в подложке LiNbO_3 .

3.3. Оптическая характеристика планарных ППС. Планарные ППС в нелегированных подложках LiNbO_3 визуализировались методом микроскопии ГВГ [20] при засветке Y -поверхности образца пучком лазерного излучения ($\lambda = 1053 \text{ nm}$) с длительностью импульсов 10 ns , энергией $200 \mu\text{J}$ и вектором поляризации, ориентированным вдоль оптической оси Z . Изображение ППС наблюдалось на длине волны ВГ $\lambda = 526.5 \text{ nm}$ с противоположной стороны образца с помощью микроскопической системы. Общее изображение сформированных 15 доменных решеток, полученное при засветке всей поверхности образца, представлено на рис. 7, *a* (фон обусловлен несинхронной ГВГ в объеме кристалла). Картина ГВГ на отдельной ППС, снятая с более высоким пространственным разрешением и показанная на рис. 7, *b*, отображает форму созданной электронным лучом планарной доменной решетки. Она аналогична наблюдаемой на потенциальном изображении, представленном на рис. 5.

Для оптической характеристики планарных ППС, созданных в оптических волноводах $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$, использовалось возбуждение в них волноводных мод с помощью призм ввода и вывода из рутила. Совершенство доменных решеток, сформированных в планарном волноводе $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$, оценивалось при наблюдении распространения слабого волноводного пучка ($\lambda = 632.8$ и 532 nm) в направлении оси X вдоль отдельных рядов, составленных из таких структур. В одном из этих рядов, где доменные решетки были сформированы путем перемещения электронного луча в направлении $-Z$, происходило сильное рассеяние света в m -линии для возбуждаемых волноводных мод и в излучательные моды, обусловленное прерывистой структурой планарных ППС. Благодаря рассеянию в излучательные моды такие ППС хорошо визуализировались и могли наблюдаться с помощью оптического микроскопа. Напротив, в структурах, образованных при перемещении записывающего

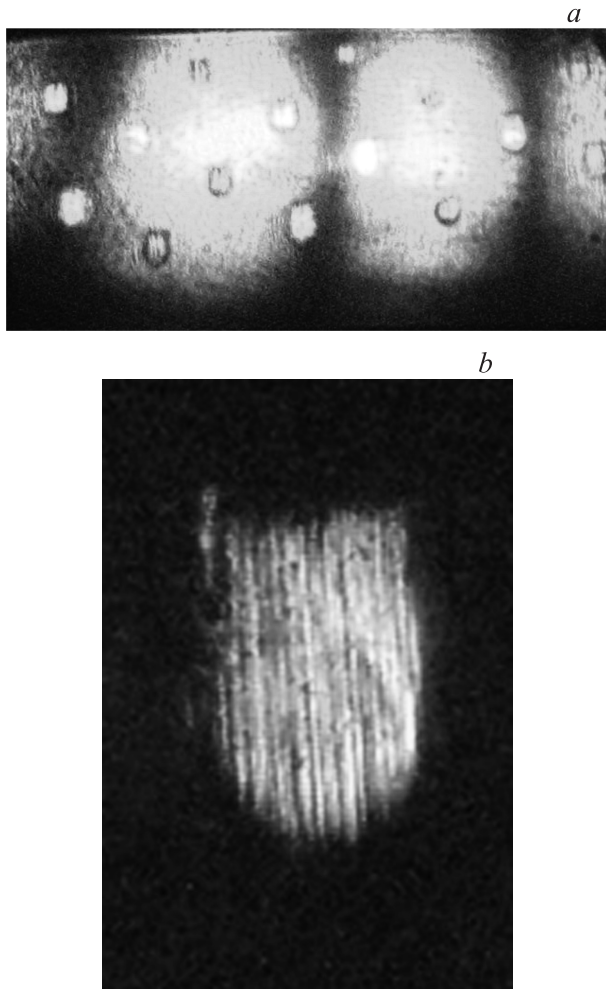


Рис. 7. Визуализация планарных, периодически поляризованных структур в легированной подложке LiNbO₃ Y-ориентации на частоте второй гармоники при засветке лазерным пучком (1053 nm) всей ее поверхности (a) и одной доменной решетки (b). a — светлые пятна малого размера соответствуют ГВГ на 15 сформированных доменных решетках; большого размера — несинхронной генерации в объеме подложки; b — ГВГ на одной из доменных решеток отображает полуовальную форму ее конечной части.

луча в оптимальном направлении +Z, эффекты рассеяния были значительно ослаблены.

В экспериментальных исследованиях волноводной ГВГ на планарных ППС в качестве накачки использовалось излучение импульсного лазера с $\lambda = 1053$ nm, длительностью импульсов 10 ns и частотой повторения 1 kHz. ГВГ наблюдалась при возбуждении в волноводе пучка накачки как на моде TE₀, так и на моде TE₁. При этом с помощью призмы из волновода выводилось излучение $\lambda = 526.5$ nm в виде *m*-линий на модах TE₀–TE₄, имеющих различную интенсивность. При распространении пучка накачки через ряд „прерывистых“ ППС, созданных при движении электронного луча в направлении –Z, рассеяние в *m*-линии было

очень сильным. В этом случае сами структуры хорошо визуализировались с помощью оптического микроскопа на длине волны ВГ благодаря ее сильному рассеянию в излучательные моды (рис. 8, a). Кроме того, при этом наблюдалась ГВГ в излучательные моды подложки по механизму Вавилова–Черенкова, при котором фазовая скорость волны нелинейной поляризации на частоте ВГ в волноводе превышает таковую для световых волн на той же частоте в подложке [21]. Типичная картина такой ГВГ, наблюдаемой с помощью оптического микроскопа на неполированной поверхности подложки, противоположной к волноводному слою, имела вид центрального „ствола“ и отходящих от него „ветвей“ (рис. 8, b).

При распространении пучка накачки через ряд ППС, созданных при движении электронного луча в направлении +Z, в выводимых на второй гармонике *m*-линиях четко выделялась центральная часть, а рассеянное излучение было достаточно слабым. Высокая однородность таких ППС не позволяла наблюдать их в оптический микроскоп ввиду незначительного рассеяния второй гармоники в излучательные моды. По выводимому из выходной призмы излучению накачки и второй гармоники была оценена эффективность ГВГ для различных процессов взаимодействия. Максимальная эффективность была получена для процесса взаимодействия TE₁ + TE₁ → TE₃, когда пучок накачки на моде TE₁

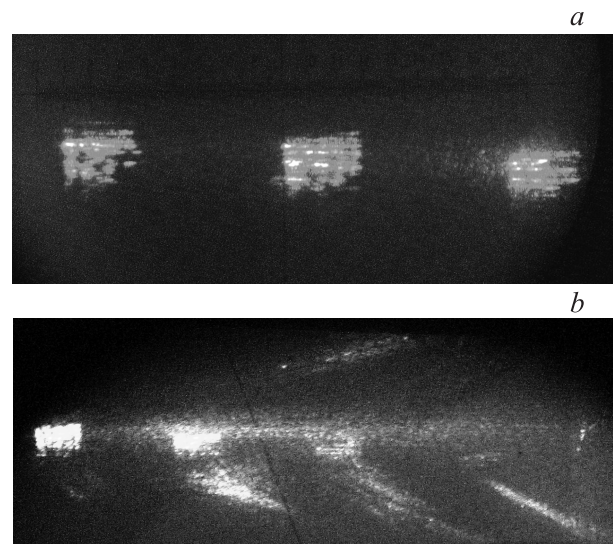


Рис. 8. Полученные с помощью оптического микроскопа ГВГ-изображения планарных, периодически поляризованных структур при пучке накачки (1053 nm), распространяющемся на моде TE₁ волновода Ti:LiNbO₃ слева направо. a — наблюдается значительное рассеяние на неоднородностях трех последовательно расположенных ППС в излучательные моды на частоте второй гармоники; b — наблюдается ГВГ на неоднородностях последовательно расположенных ППС в излучательные моды подложки по механизму Вавилова–Черенкова („ветви“, отходящие от „стволов“). „Стол“ соответствует рассеянию волноводного пучка второй гармоники на неоднородностях слоя Ti:LiNbO₃ в излучательные моды.

распространялся по волноводу $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$ через описываемый ряд высокооднородных ППС. При энергии импульсов накачки $200\ \mu\text{J}$ она составила 8.8%.

Проведенный на основе экспериментальных данных по эффективным показателям преломления волноводных мод расчет показал, что условия квазисинхронной ГВГ на ППС с пространственным периодом $7\ \mu\text{m}$ при накачке на длине волны $1053\ \text{nm}$ наилучшим образом выполняются для процесса взаимодействия $\text{TE}_0 + \text{TE}_0 \rightarrow \text{TE}_2$. Далее, на эффективность волноводной ГВГ существенное влияние оказывает перекрытие распределений для наводимой модой накачки нелинейной поляризации и для светового поля генерируемой моды, соответствующей второй гармонике [21]. Как отмечалось в предыдущем разделе, в волноводах $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$ домены формируются на некоторой глубине от непосредственно облучаемой поверхности кристалла, которую можно оценить как $7\text{--}8\ \mu\text{m}$. Для проверки этой оценки были проведены расчеты интегралов перекрытия для различных видов взаимодействия ($\text{TE}_{0,1} + \text{TE}_{0,1} \rightarrow \text{TE}_{0-4}$), в которых принималось, что нелинейные свойства структур в направлении оси Y характеризуются прямоугольным профилем, а их толщина равна половине пространственного периода ППС ($3.5\ \mu\text{m}$). В этом приближении получено, что наблюдаемому экспериментально максимуму эффективности волноводной ГВГ для процесса $\text{TE}_1 + \text{TE}_1 \rightarrow \text{TE}_3$ действительно соответствует локализация сформированных ППС на глубине $\sim 8\ \mu\text{m}$ от поверхности исследованного волновода $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$.

4. Обсуждение результатов

Итогом настоящей работы явились первое получение регулярных доменных структур на Y -срезах LiNbO_3 и в волноводах $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$ при записи электронным лучом и характеристика созданных ППС оптическими и нелинейно-оптическими методами. Эти исследования выявили ряд особенностей образования доменов в таких нетривиальных условиях — под действием локализованного заряда, внедренного в неполярную поверхность. Обнаружено, что домены, возникшие при некоторой пороговой дозе, разрастаются преимущественно фронтально вдоль оси Z , а боковое движение доменных стенок вдоль оси X в используемом интервале доз не наблюдается. Напротив, в обычных условиях однородного поля переполаризация НЛ происходит по классическому механизму с участием бокового движения стенок [4].

Оценим величину полей, индуцирующих переполаризацию при облучении электронами. Протяженность доменов (десятки микрометров) на порядок ниже расстояния до противоположного электрода (сотни микрометров). Поэтому предполагается радиальное распределение силовых линий поля относительно распределения внедренного заряда и при обсуждении используется приближение поля точечного заряда [22]. Ниобат лития является диэлектриком с высокой концентрацией

дефектов разного типа, служащих в качестве центров захвата неравновесных носителей [4]. При энергии первичных электронов $25\ \text{keV}$ относительное число эмиттированных электронов значительно ниже числа электронов, захваченных глубокими ловушками [23] на расстоянии нескольких микрометров от поверхности. Согласно [24], можно принять квантовый выход эмиссии электронов равным $0.5\text{--}0.6$. Таким образом, расчет, аналогичный [2], для пороговой дозы зарождения доменов $D = 450\ \mu\text{C}/\text{cm}^2$ (при $S_{\text{irr}} = 1 \times 1\ \mu\text{m}^2$) дает величину поля $E_d \approx 2 \cdot 10^8\ \text{V}/\text{m}$ на расстоянии $1\ \mu\text{m}$ от облученной области. Эта величина на порядок превышает пороговое поле переключения $E_c = 2.2 \cdot 10^7\ \text{V}/\text{m}$, наблюдаемое в конгруэнтном НЛ в пространственно однородном поле [4]. Величина поля на расстоянии нескольких десятков микрометров от облученной области составляет $E_d \leq 10^5\ \text{V}/\text{m} \ll E_c$ для использованных доз облучения $1000\text{--}2000\ \mu\text{C}/\text{cm}^2$. Тем не менее длина доменов достигает десятков микрометров (рис. 3, *b*); иными словами, домены фронтально прорастают в полях $E_d \ll E_c$. Картина возникновения протяженных планарных доменов, подобная представленной в нашей работе, наблюдалась в НЛ при приложении потенциала порядка kV к острию иглообразного электрода с радиусом $R \leq 1\ \mu\text{m}$, контактирующего также с неполярной Y -поверхностью [25–27].

Нами проведены оценки полей для этого случая в приближении поля точечного заряда, используемого авторами [28] для расчета полей под зондом высоковольтного атомно-силового микроскопа (АСМ). При напряжениях $2.5\text{--}2.7\ \text{kV}$, по оценкам соответствующих полю $E_y \approx (20\text{--}25) \cdot 10^8\ \text{V}/\text{m}$ непосредственно под острием иглы, длина доменов достигает $55\ \mu\text{m}$ [27], хотя уже на расстоянии $\sim 5\ \mu\text{m}$ от точки контакта величина поля $E_y \approx (0.6\text{--}0.8) \cdot 10^7\ \text{V}/\text{m} < E_c$. Несмотря на приблизительность этих оценок, очевидно, что и при переполаризации под иглой фронтальное прорастание доменов происходит в полях $E \ll E_c$. Сходство между переключением под электронным лучом и иглой заключается также в несомненном вкладе пространственного заряда в наблюдаемые процессы: в первом случае — заряда захваченных электронов, во втором случае — заряда, инжектированного из иглы и обнаруженного независимыми методами [26,27]. Для качественного объяснения наблюдаемых особенностей можно привлечь модель переключения НЛ в высоковольтном АСМ [29,30], при котором также наблюдается фронтальное прорастание доменов в полях $E \ll E_c$. В этой модели предполагается, что в отличие от однородного поля, где динамика доменов контролируется нуклеацией (наиболее медленной стадией переключения), в условиях сильных локальных полей АСМ энергия нуклеации доменов δ пренебрежимо мала. Определяющим фактором скорости переключения теперь является скорость движения доменных стенок V_{DW} , причем фронтальное движение стенок более энергетически выгодно, чем боковое. Если предположить, что наличие значитель-

ного пространственного заряда снижает величину δ , то при переключении под электронным лучом или иглой процесс также определяется фронтальной V_{DW} . Интересно отметить, что средняя величина фронтальной скорости $V_{DW} \approx 50$ mm/s в наших экспериментах близка к той же средней величине, наблюдаемой в полях высоковольтного АСМ [30]. Очевидно, требуется новый общий подход к разработке механизма переполаризации кристаллов в условиях сильного локального поля.

Особенностью переключения при записи доменов электронным лучом оказалось значительное увеличение дозы облучения, необходимой для возникновения доменов в волноводе Ti:LiNbO₃, по сравнению с нелегированным LiNbO₃. При этом наблюдается увеличение длины доменов L с глубиной, коррелирующее с уменьшением концентрации Ti. Если в соответствии с литературными данными по волноводам Ti:LiNbO₃ [31] предполагать, что структура кристалла не нарушается большой концентрацией Ti, то для объяснения этого результата можно предложить две возможные причины. Прежде всего возможно увеличение коэрцитивного поля E_c . Для LiNbO₃ известна сильная зависимость E_c от состава (стехиометрии, легирования нефоторефрактивными ионами Mg или Zn и т.д.) [4]. Во всех этих случаях величина E_c уменьшается, что качественно связывается с уменьшением концентрации структурных дефектов Nb_{Li} и Li-вакансий. Влияние примесей других типов на величину E_c не исследовалось, но можно высказать следующие качественные соображения. При низких концентрациях ионы Ti в LiNbO₃ входят в положение Li, по-видимому замещая Nb_{Li} [4]. Однако повышение концентрации Ti при формировании волноводов сопровождается экзэмиссией Li, т.е. увеличением концентрации Li-вакансий, что в свою очередь может привести к росту E_c .

Другой возможной причиной различия формирования доменов в чистом LiNbO₃ и LiNbO₃:Ti может быть резкое возрастание поверхностной проводимости в Ti-слое, приводящее к быстрому распаду пространственного заряда. Влияние больших концентраций Ti на проводимость LiNbO₃ также не исследовано, но заметим, что такое объяснение требовало бы увеличения проводимости LiNbO₃ при легировании Ti на много порядков, что представляется маловероятным.

Таким образом, в результате проведенных исследований созданы планарные ППС на Y-срезах в подложках LiNbO₃ и в волноводных структурах Ti:LiNbO₃ на их основе путем локальных дискретных облучений поверхности электронным пучком, нормальным полярной оси Z. Их характеристики изучены как химическим травлением, так и оптическими методами, включающими волноводную квазисинхронную ГВГ, визуализацию методами микроскопии ГВГ и рассеяния волноводного пучка на основной частоте и на второй гармонике в излучательные моды.

Список литературы

- [1] M. Houe, P.D. Townsend. J. Phys. D: Appl. Phys. **28**, 1747 (1995).
- [2] L.I. Myers, R.C. Eckardt, M.M. Fejer, R.L. Byer, W.R. Bosenberg, J.W. Pierce. J. Opt. Soc. Am. B **12**, 2102 (1995).
- [3] M. Yamada. Rev. Sci. Instrum. **71**, 4010 (2000).
- [4] T. Volk, M. Wöhlecke. Lithium niobate: defects, photorefractive and ferroelectric switching. Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg (2008). 247 p.
- [5] M. Yamada, N. Nada, M. Saitoh, K. Watanabe. Appl. Phys. Lett. **62**, 435 (1993).
- [6] H. Itoh, C. Takyu, H. Inaba. Electron. Lett. **27**, 1221 (1991).
- [7] S. Sonoda, I. Tsuruma, M. Hatori. Appl. Phys. Lett. **71**, 3048 (1997).
- [8] C. Restoin, C. Darraud-Taupiac, J.L. Decossas, J.C. Vareille, V. Couderc, A. Barthélémy, A. Martinez, J. Hauden. Appl. Opt. **40**, 6056 (2001).
- [9] J. Son, Y. Yuen, S.S. Orlov, L. Hesselink. OSA TOPS **99**, 756 (2005).
- [10] R. Nevado, E. Cantelar, G. Lifante, F. Cusso. Jpn. J. Appl. Phys. **39**, L 488 (2000).
- [11] L. Ming, C.B.E. Gawith, K. Gallo, M.V. O'Connor, G.D. Emmerson, P.G.R. Smith. Opt. Express **13**, 4862 (2005).
- [12] B. Vincent, R. Kremer, A. Boudrioua, P. Moretti, Y.-C. Zhang, C.-C. Hsu, L.-H. Peng. In: Conf. on lasers and electro-optics/quantum electronics and laser science and photonic applications systems technologies. Technical Digest (CD). Optical Society of America (2005). Paper JTuC3.
- [13] D. Hofmann, G. Schreiber, C. Haase, H. Herrmann, W. Grundkötter, R. Ricken, W. Sohler. Opt. Lett. **24**, 896 (1999).
- [14] R.V. Schmidt, I.P. Kaminov. Appl. Phys. Lett. **25**, 458 (1974).
- [15] D. Kip. Appl. Phys. B **67**, 131 (1998).
- [16] Волноводная оптоэлектроника / Под ред. Т. Тамира. Пер. с англ. Мир, М. (1991). 575 с.
- [17] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теоретическая физика. Т. III. Квантовая механика (нерелятивистская теория). Наука, М. (1989). 768 с.
- [18] J. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, P.S. Pershan. Phys. Rev. **127**, 1918 (1962).
- [19] L.S. Kokhanchik, D.V. Punegov. Proc. SPIE **7025**, 70250J (2008).
- [20] E. Soergel. Appl. Phys. B **81**, 729 (2005).
- [21] G.I. Stegeman, C.T. Seaton. J. Appl. Phys. **58**, R 57 (1985).
- [22] A.C.G. Nutt, V. Gopalan, M.C. Gupta. Appl. Phys. Lett. **60**, 2828 (1992).
- [23] J. Cazaux. J. Appl. Phys. **59**, 1418 (1986).
- [24] D.B. Li, D.R. Strachan, J.H. Ferris, D.A. Bonnell. J. Mater. Res. **21**, 935 (2006).
- [25] С.О. Фрегатов, А.Б. Шерман. Письма в ЖТФ **23**, 11, 54 (1997).
- [26] С.О. Фрегатов, А.Б. Шерман. ФТТ **41**, 3, 510 (1999).
- [27] В.Г. Залесский, С.О. Фрегатов, А.Б. Шерман. ФТТ **43**, 9, 1669 (2001).
- [28] G. Rosenman, P. Urenski, A. Agronin, Y. Rosenwaks, M. Molotskii. Appl. Phys. Lett. **82**, 103 (2003).
- [29] M. Molotskii. J. Appl. Phys. **93**, 6234 (2003).
- [30] A. Agronin, M. Molotskii, Y. Rosenwaks, G. Rosenman, B.J. Rodriguez, A.I. Kingon, A. Gruverman. J. Appl. Phys. **99**, 104 102 (2006).
- [31] M. Ahmad, K. Chelapathi, Y.G.K. Patro. Appl. Opt. **35**, 1489 (1996).

УДК 535.44

*В.В. ЩЕРБИНА**, *С.М. ШАНДАРОВ**, *Д.О. АНИСИМОВ**, *Н.И. БУРИМОВ**, *М.В. БОРОДИН**,
*Л.Я. СЕРЕБРЕННИКОВ**, *А.Ю. ПЕЧЕНКИН**, *С.А. СМЫЧКОВ**, *Л.С. КОХАНЧИК***, *В.В. КОЗИК****,
*С.А. КУЗНЕЦОВА****

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ПЕРИОДИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ СТРУКТУР В КРИСТАЛЛАХ НИОБАТА ЛИТИЯ И В ПЛАНАРНЫХ ВОЛНОВОДАХ НА НИОБАТЕ ЛИТИЯ¹

Представлены результаты применения метода микроскопического наблюдения генерации второй оптической гармоники к исследованию планарных периодически поляризованных структур, созданных прямым электронно-лучевым облучением в кристаллах LiNbO_3 и в планарных диффузионных волноводах Zn:LiNbO_3 .

Ключевые слова: генерация второй оптической гармоники, электронно-лучевое облучение.

Введение

Периодические доменные структуры (ПДС) в нелинейных сегнетоэлектрических кристаллах позволяют существенно расширить диапазон трансформации импеданса спектра лазерного излучения и используются в режиме квазисинхронизма как для эффективной генерации второй оптической гармоники (ГВГ) [1, 2], так и для параметрического преобразования частоты в различные спектральные диапазоны [3, 4], в том числе в терагерцевую область [5]. Электрически индуцируемая дифракция Брэгга на ПДС находит применение в широкополосных устройствах управления параметрами лазерного излучения [6]. Высококачественные ПДС для реализации нелинейно-оптических и модулирующих устройств могут быть сформированы в кристаллах ниобата лития и оптических волноводах на их основе. Такие устройства потенциально должны обладать хорошей эффективностью, благодаря высоким значениям коэффициента нелинейной оптической восприимчивости второго порядка d_{33} и линейного электрооптического коэффициента r_{33} [3, 6].

В данной работе представлены результаты визуализации планарных ПДС, сформированных путем последовательных точечных облучений электронным пучком на X -срезе LiNbO_3 , а также в волноводах Zn:LiNbO_3 , известными методами химического травления, растровой электронной микроскопии [7] и микроскопического наблюдения генерации второй гармоники (ГВГ-микроскопии [8]).

Методика и результаты экспериментов

Планарные ПДС создавались в подложках конгруэнтного LiNbO_3 X -среза с толщиной 1–1,5 мм и в волноводах Zn:LiNbO_3 на их основе. Планарные оптические волноводы формировались путем диффузии из пленок ZnO при температурах от 800 до 930°C в воздушной атмосфере в течение 1–20 ч. Пленки ZnO на LiNbO_3 получали из пленкообразующих растворов методом вытягивания. В качестве исходных веществ были выбраны соль нитрата цинка и салициловая кислота ($\text{C}_6\text{H}_4(\text{OH})\text{COOH}$), растворителя – 96%-ный (масс.) этанол.

Формирование планарных периодических доменных структур в образцах X -среза LiNbO_3 и Zn:LiNbO_3 проводилось в растровом электронном микроскопе (РЭМ) JSM-840A с дополнительно встроенной программой NanoMaker, позволяющей управлять электронным лучом при рисовании по поверхности и контролировать дозы облучения. Доза облучений варьировалась в диапазоне 500–2000 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ при энергии пучка электронов 25 кэВ и токе ~ 100 пА, при поперечных размерах облучаемой области порядка 700×700 мкм². Основным мотивом рисования были квадраты размером 1×1 мкм², последовательно наносимые параллельно кристаллографическим направлениям Y и Z . Противоположная, не облучаемая электронами сторона кристаллов, покрывалась слоем Al и заземлялась. Перемещение луча при нанесении локальных облучений параллельно оси Z происходило либо в сторону полярной стороны кристалла $-Z$, либо в сторону $+Z$. Периоды сформированных структур, имеющих планарный характер, составляли от 4,75 до 7,25 мкм.

Исследования сформированных на Y -срезе ниобата лития ПДС могут проводиться путем химического травления поверхности в кипящем растворе кислот $\text{HF} + 2\text{HNO}_3$. Однако этот метод не позволяет выявить доменные структуры в образцах неполярного X -среза LiNbO_3 . Кроме того, его применение сделало бы невозможным дальнейшие оптические исследования периодических доменных структур и их использование в устройствах нелинейной и интегральной оптики.

¹ Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 09-02-00609_a), программ «Развитие научного потенциала высшей школы (2009–2010 годы)» и ФАНИ (ГК 02.740.11.0553).

Другой возможный метод визуализации планарных ПДС заключается в наблюдении их потенциальных изображений в растровом электронном микроскопе при низком ускоряющем напряжении [7]. Этот метод был успешно применен нами для визуализации ПДС, сформированных в образцах *X*-среза. Пример потенциального изображения нескольких таких структур, сформированных в волноводной структуре Zn:LiNbO_3 , представлен на рис. 1. В этом случае наблюдаемая картина сохраняется в течение нескольких суток после создания планарных ПДС, в течение которых происходит частичная релаксация внесенного заряда, обусловленная конечной проводимостью кристалла.

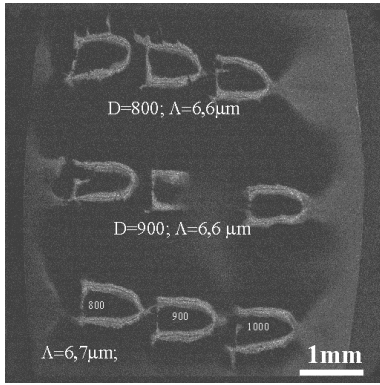


Рис. 1. Фотография ПДС в структуре Zn:LiNbO_3 *X*-среза, полученная в растровом электронном микроскопе на следующие сутки после формирования. Полярная ось *Z* расположена горизонтально и направлена слева направо

на пучка накачки с помощью микроскопического объектива с увеличением $8\times$ и цифровой камеры-окуляра DCM 310. Оно отображает ее форму, существенно отличающуюся от прямоугольной, хотя перемещение электронного пучка при формировании структуры проводилось по прямоугольной сетке. Скругленная форма верхней части ПДС свидетельствует об индуцированной периодической переполаризации поверхностной области кристалла полем удаленных от нее на заметное расстояние электрических зарядов, создающих исходные домены. Скругленная форма в направлении оси $+Z$ для исследуемых ПДС наблюдалась и методом растровой электронной микроскопии (рис. 1).

Изображение фрагмента сформированной на подложке конгруэнтного *X*-среза ниобата лития планарной ПДС с пространственным периодом 6,7 мкм, полученное на второй гармонике пучка накачки с помощью микроскопического объектива с увеличением $20\times$ и цифровой камеры-окуляра DCM 310, иллюстрируется рис. 3. В некоторых облучаемых областях подложки наблюдается формирование планарных доменов и с меньшим пространственным периодом, чем это зада-

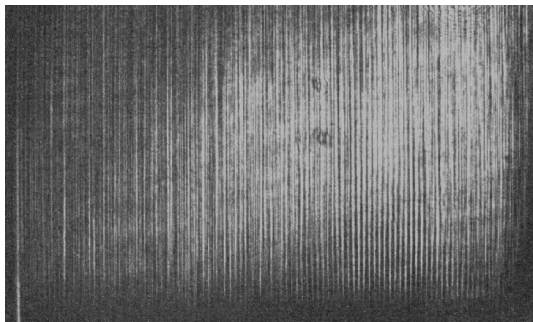


Рис. 3. Изображение фрагмента планарной ПДС с пространственным периодом 6,7 мкм, сформированной на подложке *X*-среза конгруэнтного ниобата лития. Полярная ось *Z* направлена вверх

ется перемещением электронного пучка.

Визуализация планарных ПДС методом ГВГ-микроскопии, являющимся неразрушающим и пригодным для подложек как *Y*-, так и *X*-срезов, проводилась при прохождении через поверхности образцов, имеющих две оптически полированные грани, пучка лазерного излучения с длиной волны $\lambda = 1053$ нм, длительностью импульсов 10 нс и энергией 200 мкДж. Лазерный пучок расширялся системой из оптических линз и засвечивал необходимый участок кристалла. Изображения как отдельных ПДС и их фрагментов, так и совокупности нескольких структур наблюдались на длине волны 526,5 нм на фоне несинхронной ГВГ в объеме кристалла при засветке соответствующей части его поверхности. На рис. 2 и 3 приведены примеры визуализации ПДС методом ГВГ-микроскопии.

Изображение отдельной планарной ПДС, представленное на рис. 2, получено на второй гармонике

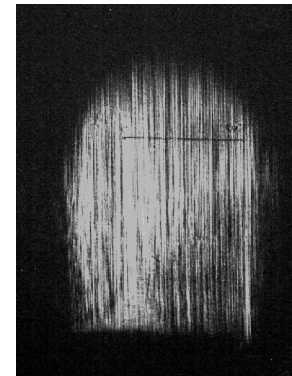


Рис. 2. Изображение планарной ПДС с пространственным периодом 6,7 мкм, сформированной на подложке *X*-среза конгруэнтного ниобата лития. Полярная ось *Z* направлена вверх

на второй гармонике пучка накачки.

В структурах Zn:LiNbO_3 визуализация ПДС производилась при волноводном распространении лазерного излучения накачки. Для ввода и вывода лазерного излучения на частоте накачки и на второй гармонике использовались призмы из ниобата лития и рутила. Один из таких волноводов, сформированный на подложке *X*-среза, обеспечивал вдоль оси *Y* распространение трех *TE*-мод на длине волны $\lambda = 526,5$ нм и одной волноводной моды *TE*₀ для $\lambda = 1053$ нм.

Для пучка накачки с длительностью импульсов 10 нс и энергией 200 мкДж, возбуждаемого на моде *TE*₀ ($\lambda = 1053$ нм), на этих структурах наблюдалась квазисинхронная волноводная ГВГ на модах *TE*₀ – *TE*₂. При волноводном возбуждении, за счет рассеиваемого

в излучательные моды на доменных структурах света, также удалось получить изображения структур (рис. 4). Наблюдаемые здесь вариации интенсивности второй гармоники в поперечном к пучку накачки направлении могут быть связаны с межмодовой интерференцией.

Заключение

Таким образом, наиболее удобным методом визуализации планарных доменных структур, обладающим хорошим пространственным разрешением, является ГВГ-микроскопия. Проведенные исследования показывают, что для обеспечения высокого качества планарных ПДС требуется проведение подробных исследований влияния на их характеристики технологических режимов формирования электронным пучком, стехиометрии используемых подложек, а также распределения в них легирующих примесей.

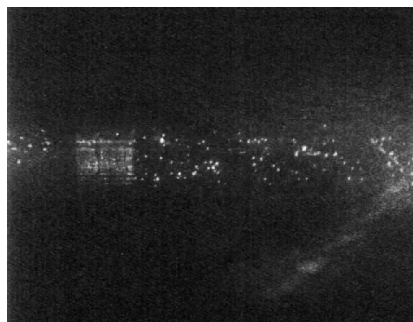


Рис. 4. Фотография рассеянного на периодической доменной структуре света, полученная на второй гармонике пучка накачки, распространяющегося слева направо в волноводе Zn:LiNbO_3 , с помощью микроскопического объектива, наведенного на его поверхность, и цифровой камеры-окуляра

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Feier M.M., Magel G.A., Jundt D.H., Byer R.L. // IEEE J. Quant. Electron. – 1992. – V. 28. – P. 2631-2654.
2. Houe M., Townsend P.D. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 1995. – V. 28. – P. 1747-1763.
3. Myers L.I., Eckardt R.C., Fejer M.M., et al. // J. Opt. Soc. Am. B. – 1995. – V. 12. – P. 2102-2116.
4. Sato M., Hatanaka T., Izumi S., et al. // Appl. Opt. – 1999. – V. 38. – P. 2560-2563.
5. Kitaeva G. Kh. // Laser Phys. Lett. – 2008. – V. 5. – P. 559-576.
6. Yamada M. // Rev. Sci. Instrum. – 2000. – V. 71. – P. 4010-4016.
7. Kokhanchik L.S., Punegov D.V. // Proc. SPIE. – 2008. – V. 7025. – P. 70250J.
8. Soergel E. // Appl. Phys. B. – 2005. – V. 81. – P. 729-752.

*Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, г. Томск, Россия

**Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов, г. Черноголовка, Россия

***Национальный исследовательский

Томский государственный университет, г. Томск, Россия

Поступила в редакцию 24.06.10.

Щербина Веста Вячеславовна, аспирантка;
 Шандаров Станислав Михайлович, д.ф.-м.н., профессор, зав. каф. электронных приборов;
 Анисимов Дмитрий Олегович, мл. науч. сотр.;
 Буримов Николай Иванович, к.т.н., доцент;
 Бородин Максим Викторович, аспирант;
 Серебренников Леонид Яковлевич, к.т.н., доцент;
 Печенкин Александр Юрьевич, студент;
 Смычков Станислав Александрович, студент;
 Коханчик Людмила Сергеевна, к.ф.-м.н., ст. науч. сотр.;
 Козик Владимир Васильевич, д.т.н., профессор, зав. каф. неорганической химии;
 Кузнецова Светлана Анатольевна, к.х.н.

УДК 535.44

Д.О. Анисимов, М.В. Бородин, А.Ю. Печенкин,
С.А. Смычков, С.Ф. Халикулова, В.В. Щербина

Планарные оптические волноводы Zn:LiNbO_3 для интегральной и нелинейной оптики

Представлены результаты исследований планарных оптических волноводов, созданных высокотемпературной диффузией в подложки Y - и X -срезов ниобата лития из пленок оксида цинка. Сформированные волноводные структуры Zn:LiNbO_3 использовались для синтеза в них планарных доменных решеток прямым электронно-лучевым облучением подложки. Методом генерации второй оптической гармоники на этих решетках оценены их характеристики.

Ключевые слова: ниобат лития, планарный оптический волновод, доменные структуры, генерация второй гармоники.

Введение

Кристалл ниобата лития является одним из наиболее широко применяемых в настоящее время сегнетоэлектрических материалов, универсальным для оптических применений благодаря возможности управления его свойствами в широких пределах путем варьирования состава [1]. Это особенно привлекательно для реализации устройств интегральной оптики [2]. К числу свойств ниобата лития, сильно зависящих от состава, относится фоторефрактивная чувствительность. Важной задачей для реализации большинства приложений, таких как нелинейная оптика и модуляция оптического излучения, является поиск путей его подавления, т.е. «нефоторефрактивных составов» [1]. К «нефоторефрактивным» примесям, создающим необходимое для обеспечения волноводного эффекта увеличение показателя преломления ниобата лития, относится Zn [3]. При создании оптических волноводов Zn:LiNbO_3 используются методы диффузии из паров Zn [4], металлических пленок Zn [5] и оксидных пленок ZnO [6].

Периодические доменные структуры (ПДС) в нелинейных сегнетоэлектрических кристаллах позволяют существенно расширить диапазон трансформации ими спектра лазерного излучения и используются в режиме квазисинхронизма как для эффективной генерации второй оптической гармоники (ГВГ) [7], так и для параметрического преобразования частоты в различные спектральные диапазоны, в том числе в терагерцевую область [8]. Электрически индуцируемая дифракция Брэгга на ПДС находит применение в широкополосных устройствах управления параметрами лазерного излучения [9]. Высококачественные ПДС для реализации нелинейно-оптических и модулирующих устройств могут быть сформированы в кристаллах ниобата лития и оптических волноводах на их основе электронным облучением подложки в растровом электронном микроскопе [10].

В настоящей статье представлены результаты исследований по формированию планарных оптических волноводов высокотемпературной диффузией Zn в подложки Y - и X -срезов ниобата лития из пленок оксида цинка. Полученные волноводные структуры Zn:LiNbO_3 использовались далее для создания в них планарных ПДС прямым электронно-лучевым облучением подложки. Оптические исследования ПДС проведены методом микроскопического наблюдения ГВГ как при их облучении объемным пучком накачки, так и при его волноводном распространении.

Формирование планарных волноводов Zn:LiNbO_3

Для формирования планарных волноводов использовались подложки конгруэнтного ниобата лития X - и Y -срезов, которые имели толщину от 1 до 2 мм и поперечные размеры по полярной оси Z – от 5 до 10 мм, а вдоль направления распространения света (оси Y или X , соответственно) – от 10 до 20 мм. Пленки ZnO на LiNbO_3 получали из пленкообразующих растворов методом вытягивания. В качестве исходных веществ были выбраны соль нитрата цинка и салициловая кислота ($\text{C}_6\text{H}_4(\text{OH})\text{COOH}$), растворитель – 96%-й (мас.) этанол. Установлено, что необходимое значение вязкости раствора ($1,96 \text{ мм}^2/\text{с}$) для получения качественных пленок достигается при соотношении $\text{Zn}^{2+}:\text{C}_6\text{H}_4(\text{OH})\text{COO}^- = 1:2$; вязкость растворов измеряли на вискозиметре типа ВПЖ-2 при комнатной температуре. Полученные оксидные пленки были однородными, размер зерна по поверхности изме-

нялся в пределах 10–17 нм, высота кристаллитов не превышала 20 нм. Толщина пленок составляла ~86 нм.

Пластины ниобата лития с нанесенными на них пленками ZnO помещались в трубчатую печь СУОЛ-25 для проведения диффузии. Нагрев образцов осуществлялся со средней скоростью 35 °С/мин, температуры отжига составляли от 870 до 1050 °С, начальная скорость снижения температуры не превышала 15 °С/мин. Используемые при создании волноводов Zn:LiNbO₃ типичные параметры диффузионного процесса, для некоторых образцов с условной нумерацией 1–5 приведены в таблице, наряду с данными по количеству волноводных ТЕ-мод, экспериментально наблюдаемых в них на трех длинах волн.

Параметры диффузии и волноводов Zn:LiNbO₃

Образец	Параметры диффузии (время, температура)	Срез	Число ТЕ-мод, нм		
			526,5	632,8	1053
1 (+Y)	2 ч (2 цикла по 1 ч), 870 °С	Y	2	3	1
1 (-Y)	2 ч (2 цикла по 1 ч), 870 °С	Y	2	3	1
2	2 ч, 930 °С	Y	2	2	1
3	3 ч (3 цикла по 1 ч), 880 °С	X	3	3	1
4	5 ч (2 цикла: 4 ч и 1 ч), 870 °С	X	3	3	2
5	3 ч (3 цикла по 1 ч), 900 °С	X	2	2	1

В образце 1 Y-среза, имеющего обе оптически полированные поверхности, пленки осаждались из раствора естественным образом на каждую из них, и волновод формировался как на поверхности с нормалью +Y, так и на поверхности с нормалью -Y.

Для исследования характеристик полученных волноводов после отжига производились оптические измерения спектра эффективных показателей преломления волноводных мод и показателя преломления подложки методом призмного ввода-вывода излучения. Эксперименты показали, что импульсное излучение с длиной волны 1053 нм при некоторых углах ввода приводит к ГВГ в исследованных волноводах Zn:LiNbO₃, которая фиксировалась по *m*-линиям, выводимым из волновода выходной призмой связи на длинах волн 532 и 526,5 нм соответственно. Измеренные углы ввода свидетельствуют о том, что при некоторых из них ГВГ обусловлена несинхронным волноводным процессом, когда возбуждаемая в волноводе ТЕ-мода ИК-диапазона является волной накачки. Другие углы, при которых наблюдается волноводная ГВГ, обусловлены тем, что наводимая при отражении волны накачки от границы раздела призмы ввода с поверхностью волновода нелинейная поляризация находится в синхронизме с волноводной модой на частоте второй гармоники. Данная методика позволяет определять спектр эффективных показателей преломления волновода сразу для двух длин волн (1053 и 526,5 нм), при использовании излучения с единственной длиной волны 1053 нм.

Формирование планарных ПДС в волноводах Zn:LiNbO₃

Проведенные измерения эффективных показателей преломления позволили рассчитать периоды ПДС, необходимых для получения квазисинхронной ГВГ в этих волноводах, составляющих от 6,60 до 6,85 мкм. Для создания ПДС электронным пучком использовалась методика, описанная в работе [10], на растровом электронном микроскопе JSM-840A. Структуры формировались при нанесении серий периодических локальных облучений при энергии электронного луча 25 кэВ и токе 100 пА. Периоды исследованных структур, имеющих планарный характер, составляли от 4,75 до 7,25 мкм. Доза облучения для различных структур изменялась от 500 до 2000 мкКл/см² при поперечных размерах облучаемой области порядка 700×700 мкм².

Генерация второй гармоники на ПДС в структурах Zn:LiNbO₃

Оптические исследования планарных ПДС проводилась методом ГВГ-микроскопии [11]. Поверхность образца засвечивалась широким пучком лазерного излучения ($\lambda=1053$ нм) с длительностью импульсов 10 нс и энергией 200 мкДж. Изображение всех сформированных ПДС, а также отдельные изображения каждой из структур были получены на длине волны 526,5 нм с помощью микроскопической системы и сопряженного с ней цифрового видеоокуляра.

Эффективная волноводная ГВГ на ПДС с пространственным периодом 6,6 мкм наблюдалась в волноводе 3 (см. таблицу) при накачке (1053 нм) на моде ТЕ₀. Излучение на длине волны 526,5 нм фиксировалось с помощью выводной призмы из рутила в виде совокупности *m*-линий на модах ТЕ₀-ТЕ₂, а также по рассеянию в излучательные моды микроскопической системой, сопряженной с видеоокуляром.

Заключение

Таким образом, разработана технология формирования оптических волноводов Zn:LiNbO_3 диффузией из пленок оксида цинка в подложки Y- и X-срезов ниобата лития и показана возможность использования таких волноводов в устройствах нелинейной оптики.

Работа выполнена при поддержке программ «Развитие научного потенциала высшей школы (2009–2010 годы)» и ФАНИ (ГК 02.740.11.0553). Авторы благодарят С.А. Кузнецову, В.В. Козика и С.М. Шандарова за постановку задачи и консультации и Л.С. Коханчик за формирование ПДС.

Литература

1. Сидоров Н.В. Ниобат лития: дефекты, фоторефракция, колебательный спектр, поляритоны / Н.В. Сидоров, Т.Р. Волк, Б.Н. Маврин, В.Т. Калинин. – М.: Наука, 2003. – 255 с.
2. Волноводная оптоэлектроника / Под ред. Т. Тамира. – М.: Мир, 1991. – 575 с.
3. Атучин В.В., Белейчева Т.Г. Металл-диффузионные оптические волноводы на ниобате лития: технологии, математическое моделирование. – Владивосток: Морской гос. ун-т им. адм. Г.И. Невельского, 2009. – 279 с.
4. Shiller F., Herreros B., Lifante G. Optical characterization of vapor Zn-diffused waveguides in lithium niobate // J. Opt. Soc. Am. A. – 1997. – Vol. 14. – P. 425–429.
5. Nevado R., Lifante G. Characterization of index profile of Zn-diffused LiNbO_3 waveguides // J. Opt. Soc. Am. A. – 1999. – Vol. 16. – P. 2574–2580.
6. Young W.M., Fejer M.M., Dignonnet M.J.F. et al. Fabrication, characterization and index profile modeling of high – damage resistance Zn – diffused waveguides in congruent and $\text{MgO:Lithium niobate}$ // J. Lightwave Technol. – 1992. – Vol. 10, № 9. – P. 1238–1246.
7. Feier M.M., Magel G.A., Jundt D.H., Byer R.L. Quasi-phase matched second harmonic generation: tuning and tolerances // IEEE J. Quant. Electron. – 1992. – Vol. 28. – P. 2631–2654.
8. Kitaeva G. Kh. Terahertz generation by means of optical lasers // Laser Phys. Lett. – 2008. – Vol. 5. – P. 559–576.
9. Yamada M. Electrically induced Bragg-diffraction grating composed of periodically inverted domains in lithium niobate crystals and its application devices // Rev. Sci. Instrum. – 2000. – Vol. 71. – P. 4010–4016.
10. Коханчик Л.С., Бородин М.В., Шандаров С.М. и др. Периодические доменные структуры, сформированные электронным лучом в пластинах LiNbO_3 и планарных волноводах Ti:LiNbO_3 Y-ориентации // ФТТ. – 2010. – Т. 52. – С. 1602–1609.
11. Soergel E. Visualization of ferroelectric domains in bulk single crystals // Appl. Phys. B. – 2005. – Vol. 81. – P. 729–752.

Анисимов Дмитрий Олегович

Аспирант каф. электронных приборов ТУСУРа

Тел.: (382-2) 41-38-87

Эл. адрес: dimon1a@rambler.ru

Бородин Максим Викторович

Аспирант каф. электронных приборов ТУСУРа

Тел.: (382-2) 41-38-87

Эл. адрес: crypter@ed.tusur.ru

Печенкин Александр Юрьевич

Студент каф. электронных приборов ТУСУРа

Тел.: (382-2) 41-38-87

Эл. адрес: Alex-tusur@yandex.ru

Смычков Станислав Александрович

Магистр 2-го курса каф. электронных приборов ТУСУРа

Тел.: (382-2) 41-38-87

Эл. адрес: S.smy@sibmail.com

Халикулова Светлана Фархадовна

Студентка 2-го курса Национального исследовательского Томского государственного университета
Тел.: (382-2) 42-08-02
Эл. адрес: Konphetko@sibmail.com

Щербина Веста Вячеславовна

Аспирант каф. электронных приборов ТУСУРа
Тел.: (382-2) 41-38-87
Эл. адрес: vesta-87@mail.ru

Anisimov D.O., Borodin M.V., Pechenkin A.Ju., Smychkov S.A., Halikulova S.F., Shcherbina V.V.
Planar optical waveguides Zn: LiNbO₃ for an integrated and nonlinear optics

The results of investigations of planar optical waveguides created by high-temperature diffusion of Zinc oxide films in the substrates of Y-and X-cut lithium niobate are presented. The shaped waveguide structures Zn: LiNbO₃ have been used for the synthesis of these planar domain gratings by direct electron-beam irradiation of the substrate. The characteristics of the gratings have been determined as a result of the second-harmonic generation on the gratings. By method of optical second harmonic generation on these lattices are evaluated by their performance.

Keywords: lithium niobate, planar optical waveguide, domain structure, second-harmonic generation.

УДК 535.44

С.А. Смычков, М.В. Бородин, В.В. Щербина

Исследование стойкости планарных волноводов $Zn:LiNbO_3$ к оптическому излучению с длиной волны 532 нм

Представлены результаты исследований фоторефрактивной чувствительности планарного волновода, полученного высокотемпературной диффузией из плёнки оксида цинка в подложку x -среза конгруэнтного ниобата лития. Экспериментально проведена оценка уровня наведённых изменений и получены временные зависимости для разных уровней световой интенсивности.

Ключевые слова: ниобат лития, планарный волновод, фоторефрактивный эффект.

Кристаллы ниобата лития широко используются для создания интегрально-оптических устройств, благодаря хорошим электрооптическим и нелинейно-оптическим свойствам. Свойства ниобата лития значительно зависят от его стехиометрического состава и содержания легирующих примесей [1]. К таким свойствам, важным для практического применения, относится фоторефрактивная чувствительность, т.е. способность изменять показатель преломления под действием излучения. Однако в задачах нелинейной оптики, связанных с преобразованием спектральных характеристик лазерного излучения, требуется высокая стабильность оптических свойств, в частности, для выдерживания условий фазового синхронизма. Важной задачей является поиск методик подавления фотоиндуцированных изменений параметров среды, в том числе внесением соответствующих примесей. При создании оптических волноводов для устройств интегральной оптики традиционно используется его диффузионное легирование титаном, приводящее к повышению показателя преломления поверхностного слоя ниобата лития [2]. Считается, что для нелинейно-оптических элементов в интегральном исполнении перспективно диффузионное легирование ниобата лития такими примесями, как цинк [3] и галлий [4], которые снижают фоторефрактивную чувствительность ниобата лития к излучению видимого диапазона при объемном легировании [1].

В данной работе представлены результаты исследований стойкости планарного волновода $Zn:LiNbO_3$, сформированного высокотемпературной диффузией из пленки оксида цинка, к воздействию излучения твердотельного лазера с длиной волны 532 нм, широко используемого в различных приложениях.

Исследуемый образец. Планарный волновод $Zn:LiNbO_3$ был сформирован на подложке конгруэнтного ниобата лития x -среза толщиной в 3 мм и с поперечными размерами 7×24 мм по осям z и y соответственно. Волноводный слой сформирован высокотемпературной диффузией из плёнки оксида цинка по технологии, описанной в [5]. На длине волны 532 нм в данном образце поддерживаются по крайней мере три волноводные ТЕ моды. Полагая профиль волновода удовлетворяющим функциональной зависимости \cosh^{-2} , расчётом по измеренным эффективным показателям преломления для этого образца были получены эффективная глубина волноводного слоя, составившая 12,8 мкм, и перепад показателя преломления, составивший 0,00197.

Экспериментальная часть. Во всех экспериментах распространение лазерного пучка происходило вдоль кристаллографического направления y , вектор напряженности электрического поля волны ориентировался вдоль полярной оси z . Таким образом, мы использовали волноводные ТЕ-моды. В качестве источника излучения использовался непрерывный твердотельный лазер с длиной волны 532 нм.

Стойкость волновода к лазерному излучению оценивалась по величине нелинейной добавки к показателю преломления, возникающей в волноводном слое при неоднородной засветке. Для этого при помощи двухпучкового взаимодействия в волноводе записывалась фоторефрактивная решётка, после чего измерялась эффективность дифракции лазерного пучка на этой решётке. Эффективность дифракции на решётке позволяет вычислить величину наведённых изменений показателя преломления. Для записи решетки в волновод через рутиловую призму связи вводились два лазерных пучка с длиной волны 532 нм, которые затем пересекались в плоскости волновода, образуя интерференционную решётку, и выводились через выходную призму. На выходе интенсивность обоих пучков

фиксирувалась фотодиодами. Запись решётки производилась в течение 10 мин, после чего один из входящих пучков перекрывался, и измерялась интенсивность дифрагированного излучения.

Эффективность дифракции в используемой геометрии, определяемая как отношение интенсивностей дифрагированного и основного пучков, составила 6,89%.

Характер изменений характеристик волновода во времени также стал предметом наших исследований. Экспериментальная установка для наблюдения изменений интенсивности прошедшего через волновод света во времени состояла из твердотельного лазера с длиной волны 532 нм, коллиматора, стеклянной пластины, волновода Zn:LiNbO₃, рутиловых призм связи, фотодиодов ФД-24К, цифровых микроамперметров и блока считывания и обработки данных, подключенного к персональному компьютеру. Интенсивность излучения лазера изменялась посредством изменения угла падения лазерного луча на пластину из кварцевого стекла.

В результате экспериментов, время которых составляло от 600 до 7200 с, были получены зависимости интенсивности излучения на выходе из волновода от времени воздействия при мощностях пучка, падающего на призму ввода, составляющих 4, 18 и 37 мВт (см. рис. 1). При входной мощности 4 мВт в течение 1 ч плавное уменьшение интенсивности выводимого из волновода излучения произошло в 2,88 раза. Для входной мощности 37 мВт выходная интенсивность за час экспозиции упала уже в 8,9 раза.

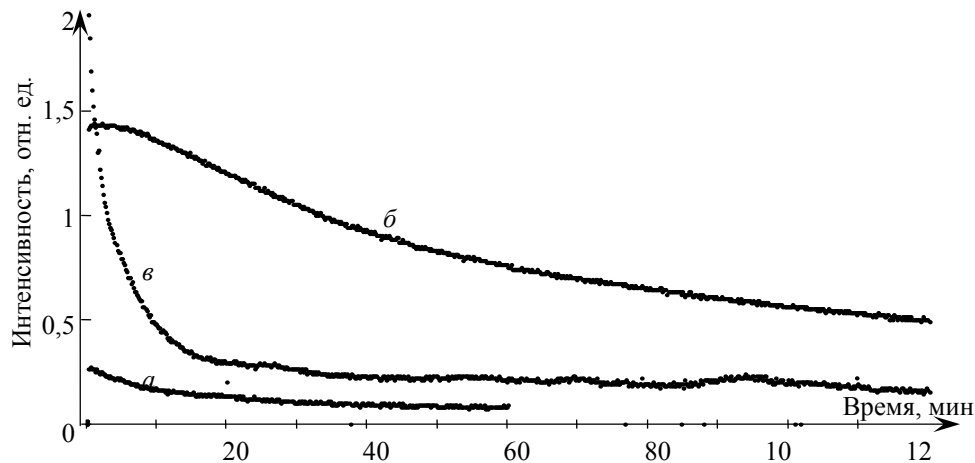


Рис. 1. Зависимость интенсивности излучения на выходе из волновода от времени: а – входная мощность излучения 4 мВт; б – входная мощность излучения 18 мВт; в – входная мощность излучения 37 мВт

Проведённые нами оценки показывают, что входной мощности 1 мВт в наших экспериментах соответствует плотность мощности света в волноводе 300 мВт/см². То есть максимальная плотность мощности (зависимость «в» на рис. 1), полученная в наших экспериментах, составила 11,1 Вт/см².

Обсуждение результатов. Эффективность дифракции, полученная в наших экспериментах, позволяет вычислить амплитуду наведенных изменений показателя преломления по формуле

$$\delta n = \frac{\lambda}{\pi L} \arcsin(\sqrt{\eta}), \quad (1)$$

где η – эффективность дифракции на записанной решётке; λ – длина волны; L – длина взаимодействия; δn – наведённая добавка к показателю преломления. В таблице приведены как данные для данного образца, так и данные для волновода на ниобате лития с титаном, полученные по той же методике.

Эффективность дифракции на фоторефрактивной решётке и нелинейная добавка к показателю преломления для волноводов с титаном и цинком

Тип волновода	Эффективность дифракции на фоторефрактивной решётке η , %	Нелинейная добавка к показателю преломления δn
Ti: LiNbO ₃	16,7	$8,911 \cdot 10^{-6}$
Zn: LiNbO ₃	6,89	$5,622 \cdot 10^{-6}$

Как видно из сравнения, волноводы с цинком действительно менее подвержены воздействию лазерного излучения. Тем не менее различия и не так сильны, как ожидалось, что может объяснять-

ся, в частности, иной стехиометрией как подложки, так и плёнки, другим уровнем легирования, по сравнению с аналогами, известными из литературы.

Изменения оптических свойств волновода во времени, как видно из рис. 1, демонстрируют заметную зависимость как скорости, так и масштаба изменений от входной мощности пучка. Свет большой интенсивности приводит к более сильным изменениям показателя преломления, вследствие чего нарушаются оптимальные условия распространения света в волноводе, соответствующие волноводной моде, и его интенсивность падает. Эффект самодифракции, усиливающийся с ростом интенсивности, также вносит негативный вклад.

Заключение. Таким образом, в настоящей работе показано, что использование легирования цинком вместо титана для создания волноводов на ниобате лития приводит к небольшому снижению фоторефрактивных свойств материала. Как показали наши измерения, изменения оптических свойств исследуемой среды при больших световых интенсивностях оказывают заметное влияние на условия распространения света. В дальнейшем планируется провести экспериментальное выявление закономерностей влияния стехиометрии оксидных плёнок с цинком и галлием на фоторефрактивные характеристики сформированных на их основе оптических волноводов.

Работа выполнена при поддержке программ ФАНИ (гос. контракт 02.740.11.0553) и «Развитие научного потенциала высшей школы (2009–2010 годы)». Авторы благодарят С.А. Кузнецову, В.В. Козика и С.М. Шандарова за постановку задачи и консультации.

Литература

1. Ниобат лития: дефекты, фоторефракция, колебательный спектр, поляритоны / Н.В. Сидоров, Т.Р. Волк, Б.Н. Маврин, В.Т. Калинин. – М.: Наука, 2003. – 255 с.
2. Schmidt R.V., Kaminov I.P. Metal-diffused optical waveguides in LiNbO₃ // Appl. Phys. Lett. – 1974. – Vol. 25. – P. 458–460.
3. Fabrication, characterization and index profile modeling of high-damage resistance Zn-diffused waveguides in congruent and MgO:Lithium niobate / W.M. Young, M.M. Fejer, M.J.F. Digonnet et al. // J. Lightwave Technol. – 1992. – Vol. 10, № 9. – P. 1238–1246.
4. Huang W.H. Gallium in-diffusion for the fabrication of lithium niobate optical waveguides / W.H. Huang, W.S. Wang // IEEE Phot. Technol. Lett. – 2007. – Vol. 19, № 20. – P. 1679–1681.
5. Планарные оптические волноводы Zn:LiNbO₃ для интегральной и нелинейной оптики / Д.О. Анисимов, М.В. Бородин, А.Ю. Печёнкин и др. // Доклады ТУСУРа. – 2010. – № 2(22), ч. 2. – С. 58–61.

Смычков Станислав Александрович

Аспирант каф. электронных приборов ТУСУРа
Тел.: (382-2) 41-38-87, +7-909-538-95-57
Эл. почта: s.smy@sibmail.com

Бородин Максим Викторович

Аспирант каф. электронных приборов ТУСУРа
Тел.: (382-2) 41-38-87, +7-960-972-68-76
Эл. почта: crupter06@rambler.ru

Щербина Веста Вячеславовна

Аспирант каф. электронных приборов ТУСУРа
Тел.: (382-2) 41-35-07
Эл. почта: vesta-87@mail.ru

Smychkov S.A., Borodin M.V., Scherbina V.V.

Investigation of planar Zn:LiNbO₃ waveguide resistance to optical radiation with a wavelength of 532 nm

The results of photorefractive damage resistance observation of planar Zn-indiffused lithium niobate waveguides are presented. The amplitude of induced refractive index variations has been measured by the two-wave interaction method. Time dependences of light passed through waveguide have been also obtained.

Keywords: lithium niobate, planar waveguide, photorefractive effect.

**АДАПТИВНАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ,
ОСНОВАННАЯ НА ВСТРЕЧНОМ
ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ НА
ОТРАЖАТЕЛЬНЫХ ДИНАМИЧЕСКИХ
ГОЛОГРАММАХ**

Адаптивная интерферометрия, использующая динамические отражательные голограммы в кубических фоторефрактивных кристаллах

А.А. Колегов, ^a С.М. Шандаров, ^a Г.В. Симонова, ^a Л.А. Кабанова, ^a Н.И. Буримов, ^a С.С. Шмаков, ^b В.И. Быков, ^a Ю.Ф. Каргин ^b

^a *Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники*

^b *Институт металлургии и материаловедения им. А.А.Байкова РАН, Москва, Россия*

Аннотация

Представлены результаты теоретического анализа и экспериментальных исследований характеристик голографического интерферометра, основанного на встречном взаимодействии световых волн на отражательных голограммах в кубических фоторефрактивных кристаллах силленитов среза (100) и предназначенного для измерения спектра колебаний поверхности зеркально отражающих объектов. Экспериментально продемонстрировано, что при использовании кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Fe,Cu}$ такой интерферометр позволяет измерять колебания с амплитудой 5 пм. Анализ, проведенный с учетом дробовых и тепловых шумов фотоприемника, показал возможность измерения колебаний с амплитудой менее 1 пм. Для описания экспериментально обнаруженной сильной температурной зависимости взаимодействия света на отражательных голограммах в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ предложена модель, принимающая во внимание влияние температуры на фотоиндуцированное перераспределение зарядов по глубоким донорным и мелким ловушечным центрам, а также дрейф интерференционной картины в кристалле, обусловленный термооптическим эффектом и его линейным расширением.

Срочно исправить опечатки и позвонить
в редакцию +7 (499) 132 66 66, +7 (499) 135 13 11

PACS

Адаптивная интерферометрия, использующая динамические отражательные голограммы в кубических фоторефрактивных кристаллах

А.А.Колегов, С.М.Шандаров, Г.В.Симонова, Л.А.Кабанова, Н.И.Буримов,
С.С.Шмаков, В.И.Быков, Ю.Ф.Каргин

Представлены результаты теоретического анализа и экспериментальных исследований характеристик голографического интерферометра, основанного на встречном взаимодействии световых волн на отражательных голограммах в кубических фоторефрактивных кристаллах силленитов среза (100) и предназначенного для измерения спектра колебаний поверхности зеркально отражающих объектов. Экспериментально продемонстрировано, что при использовании кристалла $Bi_{12}TiO_{20}:Fe, Si$ такой интерферометр позволяет измерять колебания с амплитудой 5 нм. Анализ, проведенный с учетом дробовых и тепловых шумов фотоприемника, показал возможность измерения колебаний с амплитудой менее 1 нм. Для описания экспериментально обнаруженной сильной температурной зависимости взаимодействия света на отражательных голограммах в кристалле $Bi_{12}TiO_{20}:Ca$ предложена модель, принимающая во внимание влияние температуры на фотоиндуцированное перераспределение зарядов по глубоким донорным и мелким ловушечным центрам, а также дрейф интерференционной картины в кристалле, обусловленный термооптическим эффектом и его линейным расширением.

Ключевые слова: кубические фоторефрактивные кристаллы, отражательные голограммы, термооптический эффект.

1. Введение

Лазерные интерферометры, реализующие преобразование фазовой модуляции света в модуляцию его интенсивности, позволяют измерять механические колебания отражающих поверхностей с высокой точностью. Предельная чувствительность классического интерферометра к амплитуде измеряемых вибраций ограничена дробовыми шумами фотодетектора и оценивается как 10^{-15} м/Гц^{1/2} при использовании лазера с длиной волны 633 нм и мощностью 1 мВт [1]. Однако в реальных устройствах высокая чувствительность может сказываться отрицательно, делая интерферометрическую измерительную систему подверженной влиянию параметров окружающей среды (температуры, механических вибраций, давления и т. п.). Кроме того, в интерферометрах необходимо поддерживать постоянным средний фазовый сдвиг между сигнальной и опорной волнами для обеспечения линейной связи сигнала, выделяемого фотодетектором, с амплитудой измеряемых колебаний.

Предложение об использовании голограмм в фоторефрактивных кристаллах для интерферометрического преобразования фазовой модуляции в амплитудную [2] получило развитие в многочисленных работах (см., напр., [3–10]). Динамический характер фоторефрактивных голограмм и конечное быстродействие среды при их перезаписи позволяет осуществить адаптивную обработку нестационарных картин светового поля в лазерных интерферо-

метрах, обеспечивая как эффективную фазовую демодуляцию, так и компенсацию низкочастотной модуляции, вызванной изменением внешних условий.

Взаимодействие волн по схеме Денисюка в кубических фоторефрактивных кристаллах класса силленитов, при котором за счет диффузионного механизма формируются эффективные отражательные голограммы в отсутствие приложенных внешних электрических полей [10–12], является привлекательным для таких приложений [6, 7, 9, 10]. Наблюдаемое в кристаллах силленитов примесное оптическое поглощение и его фотоиндуцированные изменения зависят от температуры [13]. Эти эффекты связываются с термически инициированными процессами перераспределения носителей заряда по фотоактивным центрам, что может приводить к изменению с температурой эффективности отражательных голограмм и сказываться на характеристиках устройств динамической голографии.

В настоящей работе теоретически и экспериментально исследована амплитудная характеристика адаптивного интерферометра, реализуемого на основе динамических отражательных голограмм, сформированных в кубических фоторефрактивных кристаллах силленитов, обладающих гиротропными свойствами, и предназначенного для измерения спектра колебаний зеркально отражающих объектов. Проведены эксперименты и выполнен анализ влияния температуры на динамику формирования отражательных голограмм и взаимодействия на них световых пучков в кристалле $Bi_{12}TiO_{20}:Ca$ среза (100).

2. Принцип голографической интерферометрии при встречном взаимодействии в кубическом фоторефрактивном кристалле среза (100)

При взаимодействии исходных лазерных пучков I_{s0} и I_{p0} (рис.1) в фоторефрактивном кристалле формируется динамическая голограмма, на которой одновременно про-

А.А.Колегов, С.М.Шандаров, Г.В.Симонова, Л.А.Кабанова, Н.И.Буримов, С.С.Шмаков, В.И.Быков. Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Россия, 634050 Томск, просп. Ленина, 40; e-mail: bykovvi@sibmail.ru
Ю.Ф.Каргин. Институт металлургии и материаловедения им. А.А.Байкова РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 49; e-mail: yu.kargin@rambler.ru

Поступила в редакцию 25 февраля 2011 г., после доработки – 20 июля 2011 г.

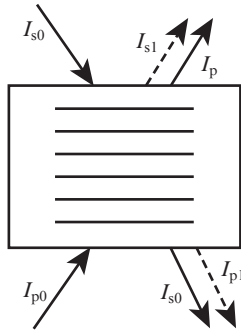


Рис.1. Голографический интерферометр, использующий встречное взаимодействие световых пучков на фоторефрактивной отрагательной голограмме.

исходит их самодифракция [2–12]. Здесь имеет место интерференция каждого из прошедших пучков с одним из дифрагировавших пучков, т. е. опорный пучок I_p интерферирует с I_{s1} , а I_s – с I_{p1} . Интенсивность прошедшего через кристалл сигнального пучка можно представить в виде

$$I = I_0(1 + m \cos \Delta\varphi), \quad (1)$$

где $m = 2\sqrt{I_s I_{p1}}/I_0$ – интерференционный контраст; I_0 – суммарная интенсивность пучков I_s и I_{p1} , а $\Delta\varphi$ – фазовый сдвиг между ними. Если входной сигнальный пучок I_{s0} получен отражением от объекта, колеблющегося с частотой Ω , то он имеет фазовую модуляцию

$$\Delta\varphi = \varphi_0 + \varphi_m \cos \Omega t, \quad (2)$$

и его выходная интенсивность после взаимодействия на голограмме со стационарным опорным пучком будет амплитудно-модулированной на кратных частотах $n\Omega$ с распределением глубины модуляции $M^{(n)}(\varphi_0)$, зависящим от φ_0 . При $\varphi_0 = 0, \pi$ первая гармоника в спектре отсутствует ($M^{(1)} = 0$), и наблюдается квадратичный режим фазовой демодуляции, при котором максимум модуляции имеет место на частоте 2Ω [3]. Предпочтительным для приложений является линейный режим фазовой демодуляции, реализующийся при $\varphi_0 = \pi/2$ на основной частоте Ω [3–9]. В этом случае при малых амплитудах фазовой модуляции $m \sim \varphi_m$.

Величина фазового сдвига φ_0 для дифрагированного поля, складывающаяся из разности фаз между фоторефрактивной решеткой и интерференционной картиной и дополнительного сдвига для дифракции на фазовой решетке, определяется механизмом записи голограммы. При диффузионном механизме (в отсутствие внешнего электрического поля) и дифракции без изменения поляризационного состояния суммарный фазовый сдвиг равен нулю или π , что соответствует квадратичному режиму фазовой демодуляции. В случае дрейфовой записи, когда к кристаллу приложено постоянное электрическое поле, и такого же режима дифракции на фазовой голограмме достигается линейный режим фазовой демодуляции за счет обеспечения фазового сдвига на $\pi/2$ или $-\pi/2$ [3]. Однако сильное постоянное электрическое поле, прикладываемое к кристаллу, приводит к его перегреву.

При анизотропной дифракции световой волны на динамической голограмме, когда имеет место изменение поляризационного состояния дифрагированного поля на ортогональное по отношению к исходному, возможно линей-

ное преобразование модуляции фазы сигнальной волны в изменение ее мощности и при механизме записи диффузионного типа [6–9]. Оно реализуется при смешении двух волн с различным типом поляризации: одна волна должна иметь линейную поляризацию, другая – эллиптическую или круговую. Линейность демодуляции достигается за счет того, что внутренняя разность фаз в $\pi/2$ между ортогональными компонентами эллиптически поляризованной волны переносится в интерференцию прошедшей сигнальной волны и дифрагированного поля опорной волны, обеспечивая тем самым необходимый дополнительный фазовый сдвиг между ними.

В работе [14] проведен анализ встречного двухволнового взаимодействия циркулярно поляризованной стационарной опорной волны с фазово-модулированной сигнальной волной, имеющей линейную поляризацию, в кристаллах силленитов среза (100) и получены следующие выражения для ее интенсивности на выходе из кристалла и для глубины модуляции интенсивности на нулевой, первой и второй гармониках сигнала:

$$I_s(-d, t) = [M^{(0)}(-d) + M^{(1)}(-d) \sin \Omega t + M^{(2)}(-d) \cos 2\Omega t + \dots](1 - R^2)I_{s0} \exp(-\alpha d), \quad (3)$$

$$M^{(0)}(-d, \varphi_m) = 1 + J_0^2(\varphi_m) \frac{\Gamma_1}{2\rho} \sin(\rho d) \left[\sin(\rho d - 2\theta_{s0}) + \frac{\Gamma_1}{4\rho} \sin(\rho d) \right], \quad (4)$$

$$M^{(1)}(-d, \varphi_m) = J_0(\varphi_m) J_1(\varphi_m) \frac{\Gamma_1}{\rho} \sin(\rho d) \cos(\rho d - 2\theta_{s0}), \quad (5)$$

$$M^{(2)}(-d, \varphi_m) = J_0(\varphi_m) J_2(\varphi_m) \frac{\Gamma_1}{\rho} \sin(\rho d) \sin(\rho d - 2\theta_{s0}), \quad (6)$$

где R – френелевский коэффициент отражения от граней кристалла; θ_{s0} – угол между кристаллографическим направлением [010] и вектором поляризации для сигнального пучка в кристалле на его входной грани; d – толщина и ρ – удельное оптическое вращение кристалла; α – коэффициент поглощения света; Γ_1 – коэффициент усиления, характеризующий эффективность взаимодействия пучков; J_n – функция Бесселя n -го порядка.

Отметим преимущество рассматриваемой схемы интерферометра, состоящее в том, что выбором входного поляризационного угла θ_{s0} можно реализовать как линейный (при $\theta_{s0} = \rho d/2 - p\pi/2$, где p – целое число), так и квадратичный режим фазовой демодуляции.

3. Амплитудная характеристика адаптивного интерферометра, использующего встречное взаимодействие в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Fe}, \text{Cu}$ среза (100)

На рис.2 представлена схема исследуемого голографического интерферометра, предназначенного для измерения спектра колебаний зеркально отражающих объектов. В качестве источника излучения использовался He–Ne-лазер ($\lambda = 633$ нм, мощность 20 мВт) или одночастотный твердотельный лазер (532 нм, 50 мВт). Делительный кубик 2 разделял лазерное излучение на опорную и сигналь-

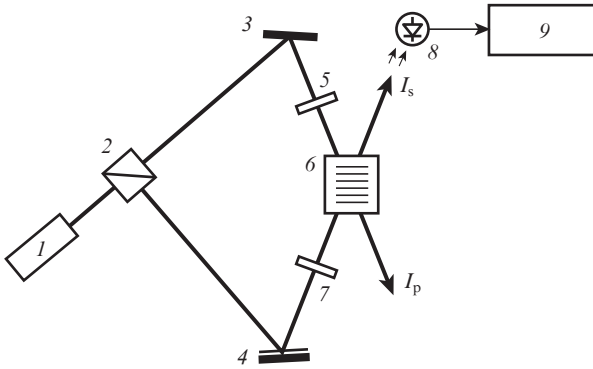


Рис.2. Схема голографического интерферометра, использующего встречное взаимодействие волн, имеющих различную поляризацию: 1 – лазер; 2 – оптический делитель; 3 – неподвижное зеркало; 4 – колеблющееся зеркало; 5 – четвертьволновая пластина; 6 – фоторефрактивный кристалл $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Fe}, \text{Cu}$ среза (100); 7 – поляризатор; 8 – фотодиод; 9 – селективный вольтметр.

ную волны; четвертьволновая пластина 5 и поляризатор 7 позволяли задавать поляризационные параметры сигнальной и опорной волн, оптимальные при реализации линейного режима фазовой демодуляции. Фазовая модуляция сигнальной волны осуществлялась с помощью зеркала, приклеенного к пьезокерамическому цилиндру, на частотах от 300 Гц до 10 кГц. Электрический сигнал от звукового генератора подавался на пьезокерамику через согласующий трансформатор, а его амплитуда на цилиндре изменялась в пределах, позволяющих задавать амплитуду вибрации зеркала 4, моделирующего колеблющийся объект, от 0.005 до 300 нм. Сигнальная волна, отраженная от зеркала 4, имеет значительно меньшую интенсивность, чем опорная. После поляризатора 7 она проходит через кристалл 6 ($\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Fe}, \text{Cu}$, срез (100)) и попадает на фотоприемник 8 (фотодиод ФД-24К, сопротивление нагрузки $R_L = 8.8$ кОм, напряжение смещения 12 В). Сигнал фазовой демодуляции выделялся на частоте первой гармоники селективным вольтметром 9 при избирательности 40 дБ.

Характерные экспериментальные зависимости относительных амплитуд гармоник $M^{(1)}$ и $M^{(2)}$ от амплитуды колебаний отражающего зеркала $l = \varphi_m \lambda / (4\pi)$ при частоте модуляции 1.15 кГц и левой круговой поляризации пучка накачки ($\lambda = 532$ нм) представлены точками на рис.3. Расчетные зависимости (сплошные кривые на рис.3), полученные из соотношений (3), (5) и (6) при значениях параметров $\Gamma_1 = 12 \text{ см}^{-1}$ и $\rho = 9$ град/мм, хорошо соответствуют экспериментальным данным. Как следует из рисунка, в кристаллах силленитов среза (100) при встречном взаимодействии стационарной опорной волны, имеющей циркулярную поляризацию, с линейно поляризованной сигнальной волной изменением ориентации ее вектора поляризации можно задать как линейный, так и квадратичный режим фазовой демодуляции.

Эксперименты показали, что для интерферометра, использующего встречное взаимодействие в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Fe}, \text{Cu}$ среза (100), чувствительность к амплитуде вибраций зеркала не зависит от их частоты в исследованном диапазоне от 300 до 10^4 Гц. Типичные экспериментальные зависимости амплитуды электрического сигнала демодуляции, измеряемой селективным вольтметром на сопротивлении нагрузки фотоприемника, от амплитуды l колебаний зеркала ($f = 1.15$ кГц) при использовании лазеров с $\lambda = 532$ нм (темные кружки) и $\lambda = 633$ нм (светлые

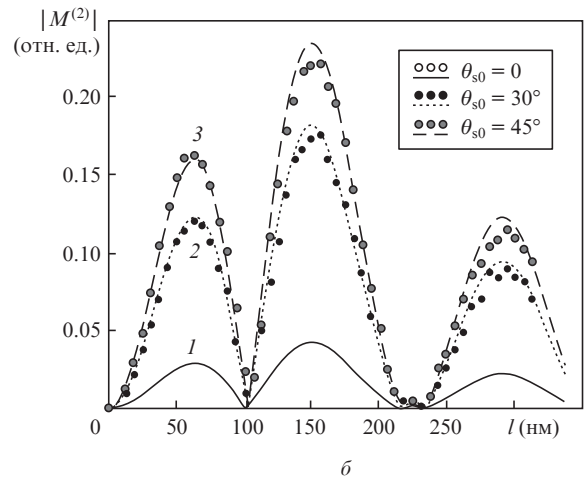
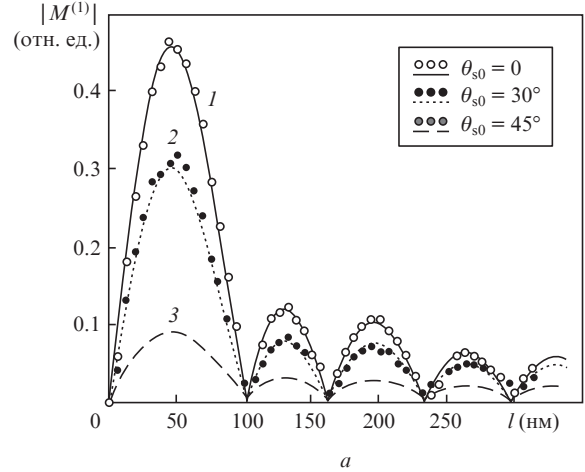


Рис.3. Зависимости от амплитуды колебаний отражателя относительной амплитуды первой (а) и второй (б) гармоник в спектре модуляции интенсивности линейно поляризованного сигнального пучка при встречном взаимодействии в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Fe}, \text{Cu}$ среза (100) с циркулярно поляризованной волной накачки. Входной поляризационный угол $\theta_{s0} = 0$ (1), 30° (2) и 45° (3); частота колебаний $f = 1.15$ кГц (точки – эксперимент, кривые – расчет).

кружки) показаны на рис.4. Из рисунка следует, что использование излучения с $\lambda = 532$ нм позволило измерить колебания отражающей поверхности с амплитудой 0.005 нм.

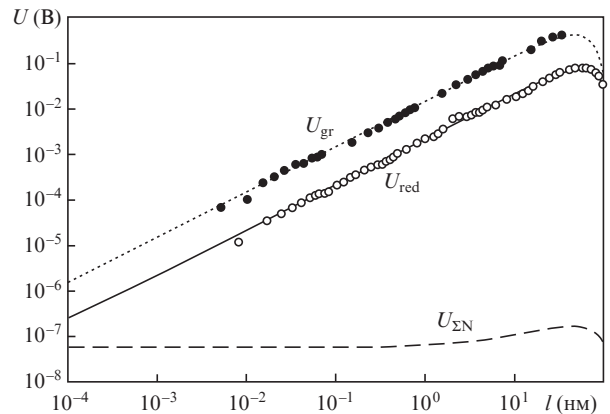


Рис.4. Зависимости амплитуды выходного напряжения голографического интерферометра от амплитуды колебаний отражателя при использовании лазера с длиной волны 532 нм (U_{gr}) и 633 нм (U_{red}). $U_{\Sigma N}$ – суммарное напряжение шума; $f = 1.15$ кГц (точки – эксперимент, кривые – расчет).

С целью определения минимально возможных для детектирования амплитуд колебаний учтем дробовые и тепловые шумы фотодиода. Если использовать известные соотношения для фотодиодного режима детектирования [15] и формулы (3)–(5), определяющие постоянную составляющую интенсивности сигнального пучка и ее первую гармонику, то измеряемое селективным вольтметром напряжение, в которое дает вклад как сигнал $U_{\Omega}(l)$, так и шум $U_{\Sigma N}$, можно представить в виде

$$\begin{aligned} \langle U_{\Omega}(l) + U_{\Sigma N} \rangle = & \left\{ \left[R_L S_{ph} J_0(2kl) \frac{\Gamma_1}{\rho} \sin(\rho d) \right. \right. \\ & \times \cos(\rho d - 2\theta_{s0}) P_s^2 + \Delta f \left[2e R_L^2 \left(S_{ph} \left[1 + J_0^2(2kl) \right. \right. \right. \\ & \times \frac{\Gamma_1}{2\rho} \sin(\rho d) \left(\sin(\rho d - 2\theta_{s0}) + \frac{\Gamma_1}{4\rho} \sin(\rho d) \right) \right] \\ & \left. \left. \left. \times P_s + I_d \right) + 4k_B T R_L \right] \right\}^{1/2}, \end{aligned} \quad (6)$$

где e – элементарный заряд; S_{ph} – токовая монохроматическая чувствительность и I_d – темновой ток фотодиода; k_B – постоянная Больцмана; T – температура; $k = 2\pi/\lambda$; $P_s = I_{s0}(1 - R^2) \exp(-\alpha d) S$; S – площадь поперечного сечения кристалла; Δf – полоса регистрируемых частот.

На рис.4 также представлены рассчитанные по формуле (6) зависимости измеряемого напряжения для голографического интерферометра при использовании лазера с $\lambda = 532$ нм (пунктирная кривая) и с $\lambda = 633$ нм (сплошная кривая), а также зависимость $\langle U_{\Sigma N}(l) \rangle$ (штриховая кривая). В расчетах использовались справочные данные фотодиода ФД-24К ($S_{ph} = 0.4$ А/Вт, $I_d = 1.2$ мкА [16]) и параметры используемого кристалла ($R = 0.19$, $d = 1.15$ мм), экспериментально измеренные значения $\rho = 9$ град/мм, $\Gamma_1 = 12$ см⁻¹, $\alpha = 10$ см⁻¹ (для $\lambda = 532$ нм) и $\rho = 6.34$ град/мм, $\Gamma_1 = 2.04$ см⁻¹, $\alpha = 1$ см⁻¹ ($\lambda = 633$ нм), а также задаваемые в экспериментах углы $\theta_{s0} = 0$ ($\lambda = 532$ нм) и $\theta_{s0} = 8^\circ$ ($\lambda = 633$ нм). Для лазера с длиной волны 532 нм входная мощность сигнального пучка $P_{s0} = I_{s0} S$ оценивалась в 0.2 мВт, в то время как для гелий-неонового лазера она составляла ~ 0.04 мВт. Как видно из рис.4, исследуемый голографический интерферометр может быть использован для анализа колебаний с амплитудой 1 пм и менее.

4. Влияние температуры на формирование отражательных голограмм в кристаллах силленитов

Вследствие высокой чувствительности к вариациям фазы сигнального пучка в интерферометре, температура кристалла может оказывать значительное влияние на его характеристики. Исследования влияния температуры кристалла титаната висмута на формирование в нем отражательных голограмм проводились на экспериментальной установке, аналогичной используемой в [17], с введением в нее нагревательного элемента на основе модуля Пельтье и схемы управления температурой [13].

Чувствительность интерферометра к изменениям температуры увеличивается с толщиной кристалла. Поэтому ниже описаны эксперименты, в которых отражательная голограмма формировалась в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ (срез

(100), толщина $d = 5.9$ мм), картиной интерференции проходящего через него светового пучка накачки от He–Ne-лазера ($\lambda = 633$ нм) и отраженного от выходной грани (с координатой $x = 0$) сигнального пучка. В этом случае разность фаз интерферирующих пучков для $x = 0$ остается постоянной при изменении внешних условий, в том числе и температуры кристалла. Измерение временных зависимостей интенсивностей пучка накачки $I_p(t)$ и прошедшего через входную грань ($x = -d$) в направлении, близком к встречному, сигнального пучка $I_s(t)$ позволило по известным соотношениям [6, 12] рассчитать эволюцию коэффициента усиления $\Gamma_1(t)$ для формируемой отражательной голограммы.

В экспериментах по формированию отражательной фоторефрактивной голограммы при фиксированной температуре кристалл нагревался в темноте до заданной температуры, после чего она поддерживалась постоянной с погрешностью $\pm 1^\circ\text{C}$. Далее открывался пучок накачки и фиксировались изменения во времени интенсивностей $I_p(t)$ и $I_s(t)$, происходящие в результате формирования голограммы и фотоиндуцированных изменений поглощения света в кристалле.

Рассчитанные из экспериментальных данных зависимости коэффициента усиления $\Gamma_1(t)$ при температурах кристалла 25 и 40 °С представлены на рис.5. Наблюдаемые здесь флуктуации эффективности отражательной голограммы, относительная амплитуда которых растет с увеличением температуры кристалла, связаны с работой блока управления, отключающего и включающего модуль Пельтье для поддержания заданной температуры. При увеличении температуры кристалла до 40 °С зависимость

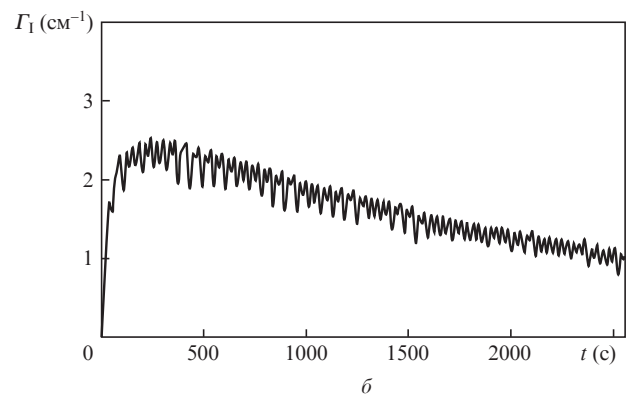
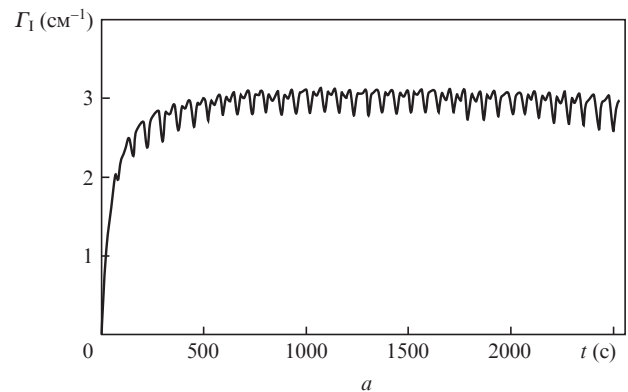


Рис.5. Временная зависимость коэффициента усиления при формировании отражательной фоторефрактивной голограммы в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ среза (100) для температуры кристалла 25 (а) и 40 °С (б).

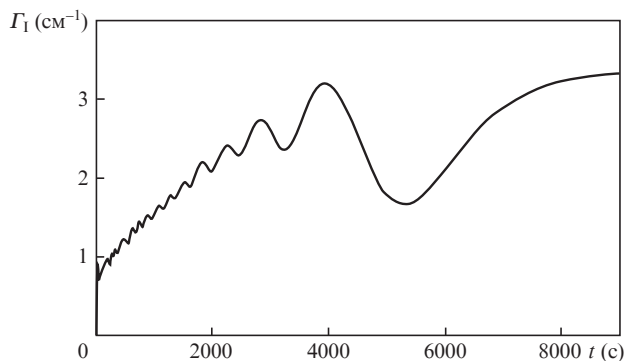


Рис.6. Временная зависимость коэффициента усиления при формировании отражательной фоторефрактивной голограммы в кристалле $\text{Вi}_{12}\text{ТiO}_{20}:\text{Са}$ срезом (100) в условиях остывания кристалла от начальной температуры 40°C .

среднего значения коэффициента усиления становится немонотонной, а его максимально достижимая величина уменьшается. Это свидетельствует о сильном влиянии температуры на встречное взаимодействие световых пучков на отражательных голограммах в титанате висмута.

Для исключения влияния переключения модуля Пельтье на температурные характеристики взаимодействия были проведены эксперименты, в которых кристалл сначала нагревался в темноте до заданной температуры, после чего нагрев отключался и открывался пучок накачки для формирования динамической голограммы. Рассчитанная из экспериментальных данных зависимость коэффициента усиления $G_1(t)$ для отражательной голограммы в условиях остывания кристалла, нагретого до 40°C , представлена на рис.6. Анализ поведения эффективности двухпучкового взаимодействия на отражательной решетке с изменением температуры (рис.5 и 6) показывает необходимость учета влияния температуры кристалла как на процессы перераспределения зарядов по дефектным центрам, так и на дрейф интерференционной картины в кристалле вследствие термооптического эффекта и линейного расширения.

Для теоретического анализа влияния температуры на перераспределение зарядов по дефектным центрам воспользуемся моделью зонного переноса, предполагающей наличие в кристаллах силленитов как глубоких донорно-ловушечных пар [13], с которых возможно только фотовозбуждение электронов в зону проводимости, так и мелких ловушек, заселяемых за счет рекомбинации таких электронов из зоны проводимости. Как известно [18], последний процесс увеличивает эффективное число ловушечных центров, что приводит к росту эффективного поля пространственного заряда голограммы. Установление равновесия для процессов термического и оптического возбуждения электронов в зону проводимости с мелких ловушек и может являться причиной роста эффективного числа ловушечных центров при уменьшении температуры.

Для описания процессов перераспределения электронов по донорным и ловушечным центрам использовались кинетические уравнения [13, 18]. При анализе первой гармоники поля пространственного заряда, дающей вклад в рассматриваемое встречное взаимодействие, во-первых, следует учесть, что изменение температуры кристалла T вследствие термооптического эффекта изменяет его показатель преломления n_0 [19]:

$$n_0(t) = n_0 + \frac{dn_0}{dT} \Delta T(t), \quad (7)$$

причем для кристаллов семейства силленитов коэффициент $dn_0/dT > 0$. В результате пространственный период интерференционной картины является функцией времени:

$$\Lambda(t) = \frac{2\pi}{|K(t)|} = \frac{2\pi}{2kn_0(t)} = \frac{\lambda}{2n_0(t)}, \quad (8)$$

где K – вектор фоторефрактивной решетки, направленный вдоль оси x .

Во-вторых, термическое удлинение кристалла вдоль оси x сдвигает образующиеся в нем зарядовые решетки относительно такой динамической интерференционной картины. В рассматриваемом случае распределения интенсивности света, образованного при интерференции пучка накачки с отраженным от грани $x = 0$ сигнальным пучком, эту грань можно считать «закрепленной» относительно начала координат. При этом текущая координата x' вдоль направления x , определяющая мгновенное значение заряда на рассматриваемых дефектных центрах в некоторой локальной точке кристалла, является функцией времени:

$$x' = [1 + \alpha_1 \Delta T(t)]x, \quad (9)$$

где α_1 – коэффициент линейного расширения.

В приближении малых контрастов интерференционной картины, формирующей голограмму, система уравнений, соответствующая рассматриваемой модели, линеаризуется путем разложения неизвестных функций F в ряд Фурье с учетом термооптического эффекта и сдвига зарядовых решеток вследствие линейного расширения кристалла:

$$F(x', t) = F_0(t) + \frac{F_1(t)}{2} \exp\{i2k_0 n_0(t) x' / [1 + \alpha_1 \Delta T(t)]\} + \frac{F_1^*(t)}{2} \exp\{-i2k_0 n_0(t) x' / [1 + \alpha_1 \Delta T(t)]\}. \quad (10)$$

Использование известной методики (см., напр., [3, 20]) позволило получить замкнутую систему уравнений для нулевых пространственных гармоник, которая решалась численно. Для анализа динамики первых пространственных гармоник зарядовых решеток и поля пространственного

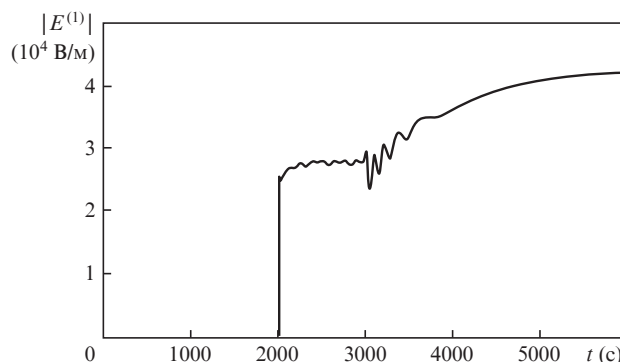


Рис.7. Временная зависимость модуля амплитуды первой гармоники поля пространственного заряда $|E^{(1)}(t)|$ отражательной голограммы в кристалле титаната висмута в условиях изменения температуры. В диапазоне $0 < t < 2000$ с – нагрев кристалла до температуры $T = 341 \pm 1$ К в отсутствие светового пучка, формирующего отражательную голограмму; при $t = 2000$ с – включение формирующего светового пучка; в диапазоне $2000 < t < 3000$ с – поддержание температуры $T = 341 \pm 1$ К; при $t > 3000$ с – уменьшение температуры кристалла по экспоненциальному закону.

заряда $E^{(1)}(t)$ была разработана методика, моделирующая изменение температуры. Характерная временная зависимость для $E^{(1)}(t)$, предполагающая, что до момента времени $t = 3000$ с поддерживалась температура кристалла $T = 341 \pm 1$ К, а при $t > 3000$ с происходило ее уменьшение по экспоненциальному закону, представлена на рис. 7. При $t = 2000$ с включался пучок накачки вместе с сигнальным пучком, что позволяло моделировать формирование отражательной решетки и вычислять зависимость $E^{(1)}(t)$ при заданном режиме эволюции температуры кристалла.

Как видно из сравнения рис. 5, 6 и 7, предложенная теоретическая модель позволяет качественно описать экспериментально наблюдаемые особенности поведения коэффициента усиления $G_1(t) \propto E^{(1)}(t)$ при изменении температуры кристалла титаната висмута.

5. Заключение

Экспериментально продемонстрировано, что голографический интерферометр, основанный на встречном взаимодействии световых волн на отражательных голограммах в кубическом фоторефрактивном кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Fe}, \text{Cu}$ среза (100), позволяет измерять колебания с амплитудой 5 пм на частотах от 300 Гц до 10 кГц. Анализ амплитудной характеристики такого интерферометра, проведенный с учетом дробовых и тепловых шумов фотоприемника, показал возможность измерения колебаний с амплитудой менее 1 пм.

Экспериментально обнаружена сильная температурная зависимость эффективности встречного взаимодействия световых волн на отражательных голограммах в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ среза (100). Предложена теоретическая модель, принимающая во внимание влияние температуры на процессы фотоиндуцированного перераспределения зарядов по глубоким донорно-ловушечным и мелким ловушечным центрам, а также дрейф интерференционной картины в кристалле вследствие термооптического эффекта и линейного расширения.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы «Развитие научного потенциала высшей школы (2009–2010 годы)» и ФЦП «Научные и научно-педаго-

гические кадры инновационной России» (гос. контракт № 02.740.11.0553).

1. Wagner J.W., Spicer J.B. *J. Opt. Soc. Am. B*, **4**, 1316 (1987).
2. Hall T.J., Fiddy M.A., Ner M.S. *Opt. Lett.*, **5**, 485 (1980).
3. Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. *Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике* (СПб.: Наука, 1992).
4. Stepanov S.I. *Rep. Prog. Phys.*, **57**, 39 (1994).
5. Solymar L., Webb D.J., Grunnet-Jepsen A. *The Physics and Application of Photorefractive Materials* (Oxford: Clarendon Press, 1996).
6. Шандаров С.М., Буримов Н.И., Кульчин Ю.Н., Ромашко Р.В., Толстик А.Л., Шепелевич В.В. *Квантовая электроника*, **38**, 1059 (2008).
7. Kamshilin A.A., Romashko R.V., Kulchin Yu.N. *J. Appl. Phys.*, **105**, 031101 (2009).
8. Петров В.М., Петров М.П., Брыксин В.В., Петер Е, Чуди Т. *ЖЭТФ*, **131**, 798 (2007).
9. Ромашко Р.В., Кульчин Ю.Н., Камшилин А.А. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **70**, 1296 (2006).
10. Kukhtarev N., Chen Bo Su, Venkateswarlu P., Salamo G., Klein M. *Opt. Commun.*, **104**, 23 (1993).
11. Mallick S., Miteva M., Nikolova L. *J. Opt. Soc. Am. B*, **14**, 1179 (1997).
12. Плесовских А.М., Шандаров С.М., Мартыанов А.Г., Мандель А.Е., Буримов Н.И., Шаганова Е.А., Каргин Ю.Ф., Волков В.В., Егорышева А.В. *Квантовая электроника*, **35**, 163 (2005).
13. Shandarov S.M., Polyakova L.E., Mandel A.E., Kisteneva M.G., Vidal J., Kargin Yu.F., Egorysheva A.V. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6595**, 124 (2007).
14. Shandarov S.M., Kolegov A.A., Burimov N.I., Bykov V.I., Petrov V.M., Kargin Yu.F. *Phys. Wave Phenomena*, **17**, 39 (2009).
15. Анисимова И.Д., Викулин И.М., Зайтов Ф.А., Курмашев Ш.Д. *Полупроводниковые фотоприемники: ультрафиолетовый, видимый и ближний инфракрасный диапазоны спектра* (М.: Радио и связь, 1984).
16. Аксененко М.Д., Бараночников М.Л. *Приемники оптического излучения. Справочник* (М.: Радио и связь, 1987).
17. Мартыанов А.Г., Агеев Е.Ю., Шандаров С.М., Мандель А.Е., Бочанова Н.В., Иванова Н.В., Каргин Ю.Ф., Волков В.В., Егорышева А.В., Шепелевич В.В. *Квантовая электроника*, **33**, 226 (2003).
18. Shandarov S.M., Kobozev O.V., Reshet'ko A.V., Krauze M.G., Volkov V.V., Kargin Yu.F. *Ferroelectrics*, **202**, 257 (1997).
19. Бабонас Г.А. В сб. *Электроны в полупроводниках. Электронная структура и оптические спектры полупроводников* (Вильнюс: Мокслас, 1987, вып. 6, с. 41).
20. Шандаров С.М., Шандаров В.М., Мандель А.Е., Буримов Н.И. *Фоторефрактивные эффекты в электрооптических кристаллах* (Томск: изд-е Томского гос. ун-та систем управления и радиоэлектроники, 2007).

ЮЖНО-СИБИРСКИЙ НАУЧНЫЙ ВЕСТНИК

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

№ 1 (1) • июль 2012

№ 2 (2) • ноябрь 2012

**SOUTH-SIBERIAN
SCIENTIFIC BULLETIN**

ИССЛЕДОВАНИЕ АМПЛИТУДНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ГОЛОГРАФИЧЕСКОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА

С.С. Шмаков, А.С. Котин, С.М. Шандаров, Н.И. Буримов

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники (ТУСУР), г. Томск

Представлены результаты теоретического анализа и экспериментальных исследований амплитудных характеристик адаптивного голографического интерферометра, основанного на встречном взаимодействии световых волн в кубическом фоторефрактивном кристалле титаната висмута ($\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$) среза (100) и предназначенного для измерения колебаний поверхности зеркально отражающих объектов.

Ключевые слова: отражательные голограммы, амплитудная характеристика.

ВВЕДЕНИЕ

Динамический характер фоторефрактивных отражательных голограмм в кристаллах титаната висмута позволяет осуществить, при взаимодействии на них световых волн, адаптивный анализ спектра колебаний зеркально отражающих объектов с амплитудой менее 5 нм [1]. Двухволновое смешение в фоторефрактивных кристаллах позволяет не только эффективно преобразовывать фазовую модуляцию оптического излучения интерферометра в модуляцию выходной оптической мощности, но и компенсировать низкочастотный фазовый дрейф, вызванный изменением внешних условий [2,3].

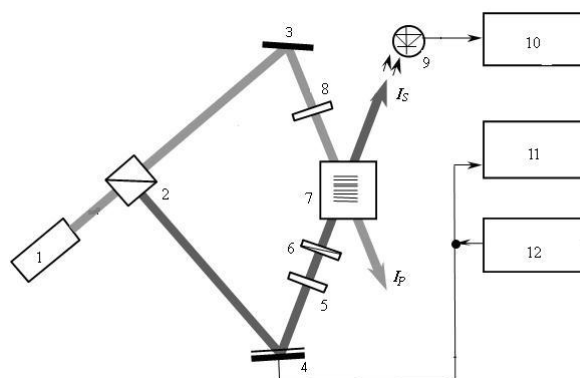
Выходной сигнал в таком интерферометре формируется за счет смешения стационарного опорного пучка, отраженного от динамической фоторефрактивной голограммы, и фазомодулированного сигнального пучка, прошедшего через нее [1].

Помимо полезного сигнала, на выходе всегда имеет место хаотический сигнал со случайной амплитудой и спектром (шум). Собственные шумы фотоприемника, шумы используемого лазера и электронных трактов приемного устройства ограничивают ту минимальную амплитуду колебаний, которую можно зарегистрировать интерферометром. Шум не позволяет регистрировать сколь угодно малые колебания объекта, так как в информационном сигнале его измеряемые изменения становятся неразличимыми на фоне шума. В связи с этим возникает необходимость определения предела, налагаемого шумами, а также выявления характера их влияния на результаты измерений, выполняемых с голографическим интерферометром.

В настоящей статье представлены результаты исследования амплитудных характеристик адаптивного голографического интерферометра, использующего встречное взаимодействие световых волн в кристалле титаната висмута среза (100) для измерения колебаний зеркально отражающих объектов и влияния внутренних шумов фотоприемника на эти амплитудные характеристики для диапазона частот от 300 Гц до 10 кГц.

ОСНОВНАЯ ЧАСТЬ

Схема голографического интерферометра, подробно описанная в [1] и использованная для проведения исследований, представлена на рис. 1.



1 – лазер; 2 – оптический делитель; 3 – неподвижное зеркало; 4 – колеблющееся зеркало; 5,8 – четвертьволновая пластина; 6 – поляризатор; 7 – фоторефрактивный кристалл $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ среза (100); 9 – фотодиод; 10 – селективный вольтметр, 11 – вольтметр, 12 – генератор

Рис. 1. Схема экспериментальной установки

В наших экспериментах использовался He-Не лазер ($\lambda=633$ нм) с выходной мощностью 20 мВт; кристалл $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ среза (100) толщиной $d=1,8$ мм с просветленными гранями; фотоприемник на основе фотодиода ФД-24К, нагруженного на сопротивление $R_H = 8,8$ кОм или 43 кОм при напряжении смещения 12 В; и селективный вольтметр Упран 237. Колебания зеркала 4, амплитуда которых измерялась интерферометром, создавались пьезокерамическим цилиндром и задавались сигналом с генератора ГЗ-112.

Напряжение информационного сигнала, измеряемое селективным вольтметром в рассматриваемом интерферометре на первой гармонике частоты колебаний зеркала Ω , определяется выражением [1]:

$$U_{\Omega}(l) = R_H S_{ph} J_0(2kl) J_1(2kl) \times \frac{\Gamma_I}{\rho} \sin(\rho d) \cos(\rho d - 2\theta_{s0}) P_S, \quad (1)$$

где R_H – сопротивление нагрузки; S_{ph} – токовая монохроматическая чувствительность фотодиода; Γ_I – коэффициент усиления, характеризующий эффективность взаимодействия пучков; ρ – удельное оптическое вращение кристалла; J_n – функция Бесселя n -го порядка, $k=2\pi\lambda$; θ_{s0} – угол между вектором поляризации сигнального пучка и кристаллографическим направлением [010] на входной грани кристалла; P_S – выходная мощность сигнального пучка в отсутствие накачки. В экспериментах нами измерялись зависимости напряжения U_{Ω} от амплитуды колебаний зеркала

l , которая изменялась от 1 пм до 80 нм при изменении амплитуды напряжения на пьезокерамическом цилиндре от 1 мВ до 80 В.

Типичные экспериментальные зависимости напряжения на фотоприемнике от амплитуды колебаний зеркала показаны символами на рис. 2, где цифрами обозначены следующие условия измерения: при частоте модуляции 300 Гц (1, 4) и 3 кГц (2, 3); при сопротивлении нагрузки 8,8 (1 – 3) и 43 (4) кОм; при значениях селективности 40 (1, 2, 4) и 25 (3) дБ. Эффективный коэффициент двухпучкового усиления, найденный экспериментально, имел значение $\Gamma_I = 3,1 \text{ см}^{-1}$.

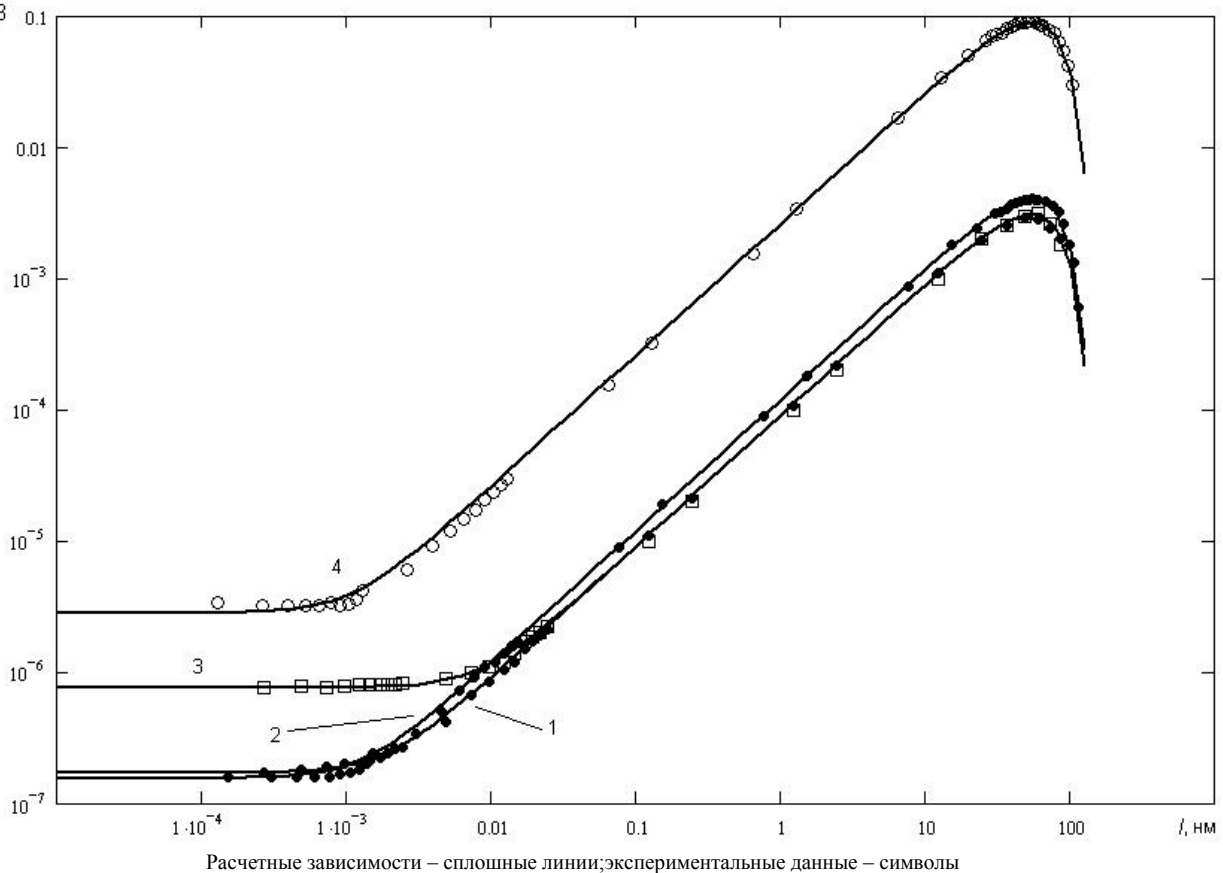


Рис. 2. Зависимости напряжения на фотоприемнике от амплитуды колебания зеркала

Квадрат шумового напряжения, выделяемого селективным вольтметром в полосе анализа Δf , может быть найден в следующем виде [4]:

$$U_{ш}^2 = 2e\Delta f R_H^2 (S_{ph} P_0 + I_T) + 4kTR_H + B\Delta f R_H^2 (S_{ph} + I_T)^\nu, \quad (2)$$

где e – элементарный заряд; P_0 – средняя мощность сигнального пучка при наличии накачки; I_T – темновой ток фотодиода; k – постоянная Больцмана; T –

температура; параметр $\nu = 2$. В данном выражении учитывается вклад дробового, теплового и фликершумов; при этом коэффициент B описывает фликершум фотоприемника и имеет следующий вид [4]:

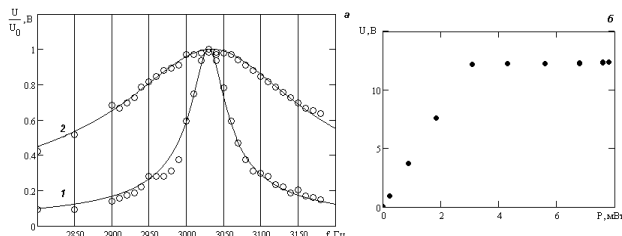
$$B = \frac{A}{f^\beta},$$

где A – некоторый коэффициент; f – частота; $\beta = 1$.

Для определения входящей в выражение (2) полосы анализа Δf нами были измерены амплитудно-

частотные характеристики (АЧХ) селективного вольтметра на различных частотах; типичный пример такой АЧХ представлен на рис. 3 (а) для частоты 3 кГц. Получено, что на частоте 3 кГц полоса анализа $\Delta f=43$ Гц при избирательности селективного вольтметра 40 дБ и $\Delta f=225$ Гц при избирательности 25 дБ. На частоте 300 Гц для избирательности 40 дБ полоса анализа $\Delta f=4,4$ Гц. Точковая монохроматическая чувствительность используемого фотодиода определена как $S_{ph}=0,4$ А/Вт из проведенных измерений его ватт-вольтной характеристики (см. рис. 3,б).

С использованием соотношений (1) и (2) и значения коэффициента усиления $\Gamma_I = 3,1 \text{ см}^{-1}$ были построены теоретические кривые для выходного напряжения интерферометра, представленные на рис. 2 сплошными линиями.



1 – избирательности селективного вольтметра 40 дБ, 2 – 25 дБ

Рис. 3. Амплитудно-частотная характеристика селективного вольтметра (а) и ватт-вольтная характеристика фотодиода (б)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получено, что исследуемый интерферометр позволяет измерять колебания зеркально отражающей поверхности с амплитудами 4 и 2,5 пм на частоте $\Omega/2\pi = 3$ кГц при избирательности вольтметра 25 и 40 дБ, соответственно. Минимально измеряемая амплитуда

колебаний зеркала, $l=1,5$ пм, достигалась на частоте 300 Гц при избирательности 40 дБ.

Работа выполнена при поддержке программы «Развитие научного потенциала высшей школы (2009-2011 годы)» и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (Гос. контракт № 02.740.11.0553).

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Колегов А.А. Амплитудная характеристика адаптивного голографического интерферометра [Текст] / Колегов А.А., Шандаров С.М., Каргин Ю.Ф. // Доклады ТУСУРа. - 2010. - № 2 (22), - ч. 2. - С. 66-69.
2. Петров, М. П. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике [Текст] / Петров, М. П., Степанов С. И., Хоменко А. В. - СПб.: Наука, 1992. - 320 с.
3. Динамические голограммы Денисюка в кубических фоторефрактивных кристаллах [Текст] / Шандаров С.М. [и др.] // Квантовая электроника. - 2008. - Т. 38. - С. 1059-1069.
4. Росс, М. Лазерные приемники [Текст] // - М.: Мир, 1969. - 520 с.

Сергей Сергеевич Шмаков – аспирант 1-го года обучения, кафедры электронных приборов, Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники (ТУСУР), тел. (3822)413887, e-mail: sergafan.86@mail.ru.

Антон Сергеевич Котин – студент 4-го курса кафедры электронных приборов, Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники (ТУСУР), тел. (3822)413887, e-mail: kotin@sibmail.com.

Станислав Михайлович Шандаров – д.ф.-м.н., профессор, заведующий кафедрой электронных приборов, Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники (ТУСУР), тел. (3822)413887, e-mail: shand@ed.tusur.ru.

Николай Иванович Буримов – к.т.н., доцент, заведующий лабораторией СВЧ микроэлектроники, Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники (ТУСУР), тел. (3822)413887, e-mail: bni@fet.tusur.ru.

ДВУХКАНАЛЬНЫЕ ФОТОПРИЕМНЫЕ УСТРОЙСТВА ДЛЯ АДАПТИВНОГО ГОЛОГРАФИЧЕСКОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА

В.С. Горбачев, С.С. Шмаков, С.М. Шандаров, Н.И. Буримов

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники (ТУСУР), г. Томск

В статье представлены результаты анализа подходов к снижению влияния шумов лазера на чувствительность адаптивного голографического интерферометра с использованием двухканальной системы приема оптического излучения и рассматриваются схемы реализации двухканальных приемников оптического излучения для адаптивного голографического интерферометра.

Ключевые слова: приемник оптического излучения, двухканальный фотоприемник, шумы лазера.

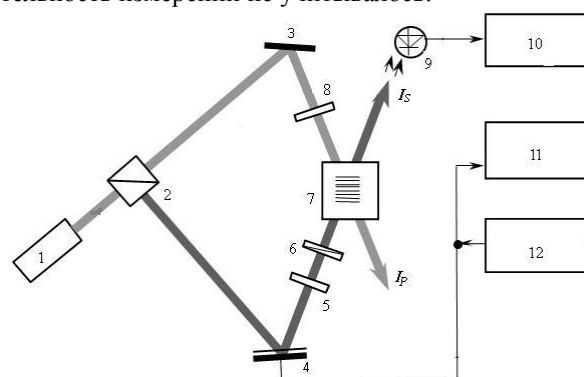
ВВЕДЕНИЕ

В адаптивном голографическом интерферометре, основанном на взаимодействии световых волн в фоторефрактивных кристаллах, предназначенном для анализа спектра колебаний отражающих объектов с амплитудами менее 5 пм [1, 2], амплитуда минимально возможных для детектирования механических колебаний объектов ограничиваются шумами фотоприемного устройства. К ним относятся, в частности, собственные шумы используемого фотоэлектронного прибора и шумы электронных трактов приемного устройства. Кроме того, существуют избыточный шум лазера и флуктуации интенсивности при прохождении излучения от источника к приемнику. Под избыточными шумами лазера следует понимать любые неконтролируемые вариации интенсивности излучения самого лазера, вызванные как нестабильностью питания, так и возмущениями оптических характеристик резонатора, связанными с вибрациями и флуктуациями температуры. Кроме того, изменение характеристик оптических элементов, вследствие механических колебаний и вариации свойств окружающей среды, может вызвать появление не учитываемых изменений амплитуды в выходном сигнале интерферометра [2]. Аналогичное действие будут оказывать флуктуации плотности воздуха на пути лазерного излучения, его рассеяние на неоднородностях, и другие неконтролируемые явления.

Радикальным методом устранения или снижения избыточных шумов лазера является использование двухканальных приемников оптического излучения. Идея метода основана на линейности отклика всех оптических элементов установки на изменение интенсивности светового потока и на отсутствии набега разности фаз между шумовыми компонентами в сигнальном и опорном каналах. В этом случае вычитание или деление выходных откликов сигнального и опорного каналов в двухканальном приемнике оптического излучения позволит эффективно компенсировать избыточный шум лазера.

ОСНОВНАЯ ЧАСТЬ

Сигнальный пучок I_S (рис. 1) на выходе адаптивного голографического интерферометра в [1, 2] фиксировался при помощи фотодиода, смещенного в обратном направлении и нагруженного на сопротивление. Шумы в этом случае определялись из известных соотношений для фотодиодного режима [2], а влияние шумов источника излучения на предельную чувствительность измерений не учитывалось.



1 – лазер; 2 – оптический делитель; 3 – неподвижное зеркало; 4 – колеблющееся зеркало; 5, 8 – четвертьволновые пластины; 6 – поляризатор; 7 – фоторефрактивный кристалл $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ среза (100); 9 – фотоприемник; 10 – селективный вольтметр, 11 – вольтметр, 12 – звуковой генератор.

Рис. 1. Схема адаптивного голографического интерферометра

Учесть шумы источника излучения можно, введя дополнительный приемник оптического излучения в опорный канал I_P (рис. 1), а исключить их в сигнальном канале I_S путем деления или вычитания откликов в опорном и сигнальном каналах.

Одним из решений задачи устранения избыточных шумов лазера может являться двухканальный фотоприемник, представленный на рис. 2. Приемник построен на основе логарифмического преобразователя, выполняющего логарифмическое вычитание, на вход которого сигналы опорного и сигнального каналов

подаются при помощи фотодиодов, нагруженных на сопротивление и смещенных в обратном направлении.

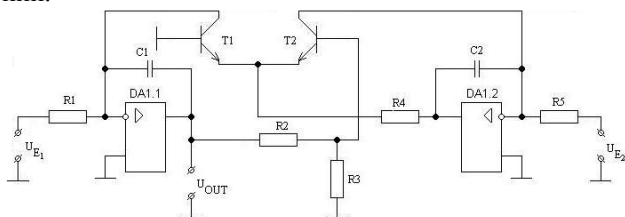


Рис. 2. Схема логарифмирующего усилителя

Сигналы с фотоприемников подаются на входы логарифмического преобразователя (рис. 2), где они усиливаются и вычитаются друг из друга. В качестве логарифмирующих элементов схемы выбраны кремниевые транзисторы, для увеличения диапазона рабочих токов. В приведенной схеме (рис. 2) влияние обратного тока эмиттера транзистора $T1$ исключено, так как транзистор $T2$ и операционный усилитель $DA1.2$ формируют дополнительный логарифмирующий усилитель [3]. Транзистор $T1$ повышает усиление цепи обратной связи на величину своего коэффициента, при этом схема становится склонной к генерации. Усиление по напряжению транзистора снижается путем добавления резистора $R4$ в цепь эмиттера $T1$ [3]. Результирующий сигнал на выходе делителя может быть найден в следующем виде:

$$U_{OUT} = -U_T \left[\frac{R2 + R3}{R3} \right] \ln \left(\frac{R5U_{E1}}{R1U_{E2}} \right), \quad (1)$$

где U_T – термический потенциал, зависящий от транзисторов $T1$ и $T2$.

Подбором транзисторов и сопротивления $R3$ можно добиться, чтобы выполнялось условие $U_T[(R2+R3)/R3] = 1$ ед. напряжения, тогда результирующее напряжение при $R5 = R1$ будет определяться выражением:

$$U_{OUT} = \ln \left(\frac{U_{E2}}{U_{E1}} \right). \quad (2)$$

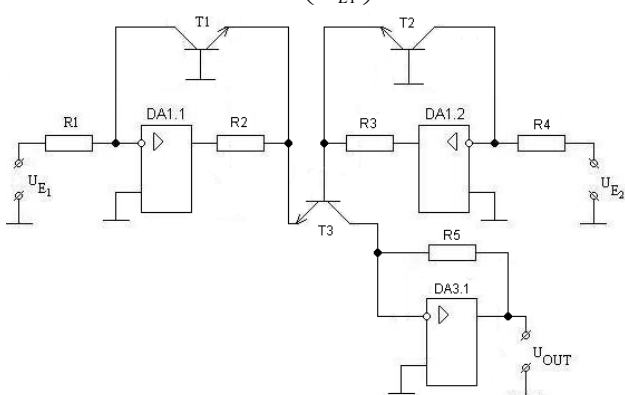


Рис. 3. Схема преобразователя логарифм-антилогарифм

На выходе двухканального приемника оптического излучения на основе логарифмирующего преобразователя (рис. 2) выходное напряжение логарифмиро-

вано. В связи с этим был предложен двухканальный приемник оптического излучения на основе схемы логарифм-антилогарифм (рис. 3), в котором выполняется логарифмическое вычитание сигналов опорного и сигнального каналов, а затем антилогарифмирование полученного сигнала при помощи экспоненциального генератора. Результирующий сигнал на выходе такого приемника оптического излучения будет определяться соотношением:

$$U_{OUT} = \frac{U_{E2}}{U_{E1}}. \quad (3)$$

Предложенные выше приемники оптического излучения выполняют операцию деления одного сигнала на другой. Также при решении задачи устранения или минимизации шумов, связанных с источником излучения, могут найти применение приемники оптического излучения, выполняющие вычитание сигналов.

Одним из таких приемников может быть двухканальный приемник оптического излучения на основе измерительного моста (рис. 4), в плечах которого использованы фотодиоды.

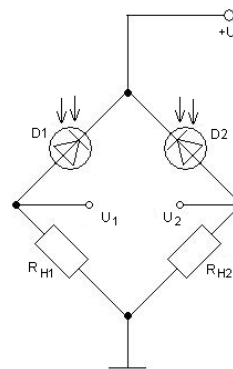


Рис. 4. Двухканальный приемник оптического излучения на основе измерительного моста

Измеряемая разность напряжений в плечах моста определяется следующим выражением:

$$U_1 - U_2 = U \frac{R_{i\Delta\Delta 2}/R_{H1} - R_{i\Delta\Delta 1}/R_{H2}}{(R_{f1} + R_{i\Delta\Delta 1})(R_{f2} + R_{i\Delta\Delta 2})}. \quad (4)$$

Так как $R_{H1} \ll R_{i\Delta\Delta 1}$ и $R_{H2} \ll R_{i\Delta\Delta 2}$, то разность напряжений на выходе приемника можно определить как:

$$U_1 - U_2 = U \left(\frac{R_{H1}}{R_{i\Delta\Delta 1}} - \frac{R_{H2}}{R_{i\Delta\Delta 2}} \right). \quad (5)$$

Основным недостатком схемы является необходимость точной подборки входящих в схему сопротивлений и фотодиодов по параметрам.

Схему, представленную на рисунке 4, можно использовать совместно с дифференциальным или измерительным усилителем (рис. 5) [3].

На рисунке 5 приведена классическая схема измерительного усилителя [3].

Первый каскад, состоящий из усилителей $DA1.1$ и $DA1.2$, усиливает дифференциальный сигнал в $(R1+R2+R3)/R1$ раз. Его коэффициент передачи для синфазного напряжения равен 1 [3].

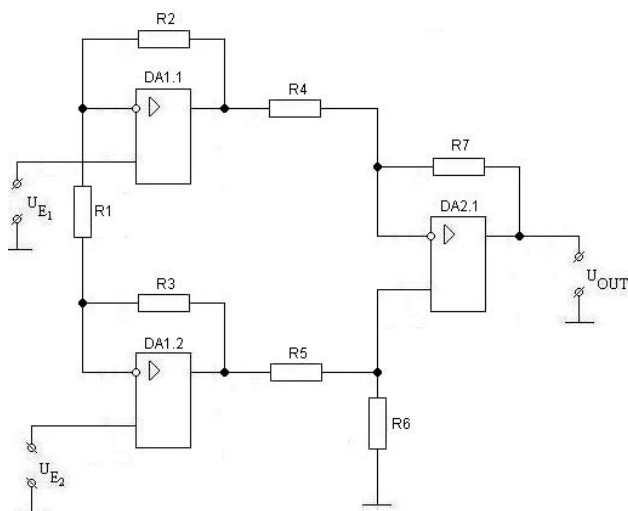


Рис. 5. Схема дифференциального усилителя

Следовательно, дифференциальный сигнал увеличивается на выходах $DA1.1$ и $DA1.2$ без увеличения синфазного сигнала. Второй каскад, выполненный на операционном усилителе $DA2.1$, в дифференциальном включении усиливает выходной сигнал в $R5/R4$ раз. Такая схема менее чувствительна к точности подбора резисторов, так как она обеспечивает лучший коэффициент ослабления синфазного сигнала (КОСС). Для получения максимального КОСС необходимо подобрать сопротивления: $R2=R3$, $R4=R6$, $R5=R7$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, применение двухканальных фотоприемников в адаптивном голографическом интерфе-

рометре позволит снизить шумы выходного сигнала, связанные с шумами используемого лазера. В этом случае чувствительность интерферометра к измеряемым колебаниям может быть существенно увеличена, в том числе и в низкочастотном диапазоне, включающем промышленные частоты.

Работа выполнена в рамках Госзадания Минобрнауки РФ на 2012 год (проект 7.2647.2011), при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 12-02-90038-Бел_а).

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Колегов, А.А. Амплитудная характеристика адаптивного голографического интерферометра [Текст] / А.А. Колегов, С.М. Шандаров, Ю.Ф. Каргин // Доклады ТУСУРа. – 2010. – № 2 (22), – ч. 2. – С. 66–69.
2. Шмаков С.С. Исследование амплитудных характеристик голографического интерферометра [Электронный ресурс] / С.С. Шмаков, А.С. Котин, С.М. Шандаров, Н.И. Буримов // Южно-сибирский научный вестник. – 2012. – №1. – С. 198–200.
3. Хоровиц П. Искусство схемотехники [Текст] / П. Хоровиц, У. Хилл; перевод с англ. Б.Н. Бронина, А.И. Коротова, М.Н. Микшица, Л.В. Поспелова, О.А. Соболевой, Ю.В. Четчина // – 5-е изд., перераб. – М.: Мир. – 1986. – 706 с.

Горбачев Виктор Сергеевич – студент 4-го курса кафедры электронных приборов, Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники (ТУСУР), тел. (3822)413887, e-mail: huncher@mail.ru

Шмаков Сергей Сергеевич – аспирант 2-го года обучения кафедры электронных приборов, Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники (ТУСУР), тел. (3822)413887, e-mail: sergafan.86@mail.ru.

Шандаров Станислав Михайлович – д.ф.-м.н., профессор, заведующий кафедрой электронных приборов, Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники (ТУСУР), тел. (3822)413887, e-mail: shand@ed.tusur.ru.

Буримов Николай Иванович – к.т.н., доцент, заведующий лабораторией СВЧ микроэлектроники, Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники (ТУСУР), тел. (3822)413887, e-mail: bni@jet.tusur.ru.

АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ ВКЛАДА ОБРАТНОГО ФЛЕКСОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА НА ВЫХОДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АДАПТИВНОГО ГОЛОГРАФИЧЕСКОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА

С.С. Шмаков¹, О.С. Сюваева¹, С.М. Шандаров¹, Н.И. Буримов¹, В.В. Шепелевич²

¹Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники (ТУСУР), г. Томск

²Мозырский государственный педагогический университет им. И.П. Шамякина

Представлены результаты теоретического анализа и экспериментальных исследований характеристик адаптивного голографического интерферометра, использующего отражательные голограммы в титанате висмута. Проведен анализ соотношений, определяющих вклад обратного флексоэлектрического эффекта в фоторефрактивный отклик при двухволновом взаимодействии на отражательной голограмме стационарной волны накачки с фазово-модулированной сигнальной волной.

Ключевые слова: фазовая демодуляция, обратный флексоэлектрический эффект.

ВВЕДЕНИЕ

В голографических интерферометрах, используемых для мониторинга колебаний, реализуется фазовая демодуляция лазерного пучка, отраженного от колеблющегося объекта [1].

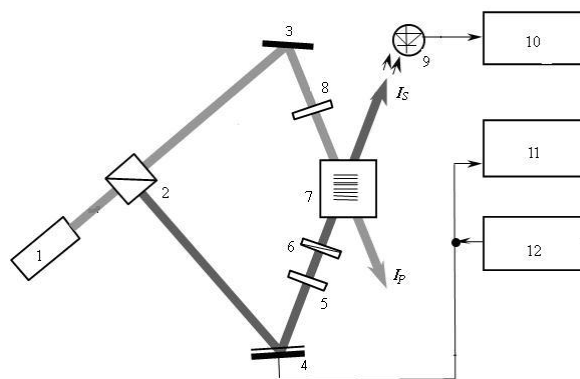
Использование фазовой демодуляции при встречном двухволновом взаимодействии на отражательных голограммах в кристаллах титаната висмута, принадлежащего к классу силленитов, позволяет проводить адаптивные измерения колебаний поверхностей объектов с амплитудами до 1,5 пм [2]. Для достижения высокой чувствительности измерений необходимо увеличивать амплитуду первой гармоники в спектре модуляции интенсивности выходного сигнального пучка интерферометра, и уменьшать его среднюю интенсивность (нулевую гармонику). В работе [3] получено, что в кристаллах силленитов среза (111) отражательные голографические решетки содержат фазовую и амплитудную составляющие, которые имеют некоторые сдвиги относительно интерференционной картины, отличающиеся от значений, характерных для диффузионного механизма разделения зарядов. Такие отличия фоторефрактивного отклика от традиционно рассматриваемого приводят к особенностям в фазовой демодуляции на отражательных голограммах, которые должны проявляться и в наиболее эффективном для её реализации в силленитах срезе (100).

В настоящей работе исследовались поляризационные зависимости амплитуд первой и нулевой гармоник выходного сигнала адаптивного голографического интерферометра, основанного на отражательных динамических голограммах в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Cu},\text{Fe}$ среза (100), от ориентации вектора поляризации входной сигнальной волны, при круговой поляризации опорной волны. Рассмотрено и

встречное взаимодействие для случая, когда стационарная опорная волна и фазомодулированная сигнальная волны, имели циркулярную поляризацию противоположных знаков в кристаллах силленитов среза (100).

ОСНОВНАЯ ЧАСТЬ

Схема голографического интерферометра, подробно описанная в [1, 2] и использованная для проведения исследований, представлена на рис. 1.



1 – лазер; 2 – оптический делитель; 3 – неподвижное зеркало; 4 – колеблющееся зеркало; 5, 8 – четвертьволновые пластины; 6 – поляризатор; 7 – фоторефрактивный кристалл $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ среза (100); 9 – фотоприемник; 10 – селективный вольтметр, 11 – милливольтметр, 12 – звуковой генератор.

Рис. 1. Схема экспериментальной установки

В экспериментах использовался He-Ne лазер ($\lambda = 633$ нм) с выходной мощностью ~ 2 мВт; кристалл $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Cu},\text{Fe}$ среза (100) имел толщину $d = 2,62$ мм. Сигнал фазовой демодуляции на первой и второй гармониках выделялся фотодиодом ФД-265 на нагрузке в 39 кОм при напряжении смещения 10 В и измерялся селективным вольтметром; среднее значе-

ние сигнала на нагрузке измерялось милливольтметром В7-27. Колебания зеркала 4, амплитуда которых измерялась интерферометром, создавались пьезокерамическим цилиндром и задавались генератором ГЗ-112.

При исследовании поляризационных зависимостей амплитуд первой и нулевой гармоник выходного сигнала адаптивного голографического интерферометра ориентация вектора поляризации входного сигнального пучка задавался поляризатором 6 (рис.1), при круговой поляризации опорного пучка. Выходной сигнал исследуемого интерферометра формировался за счет взаимодействия на отражательной динамической голограмме данного стационарного опорного пучка с линейно поляризованным сигнальным пучком, промодулированным по фазе за счет отражения от зеркала 4, колеблющегося на частоте 300 Гц с амплитудой 5 нм. Для интерпретации полученных экспериментальных результатов использовались выведенные с использованием описанных в работах [3, 4] подходов следующие соотношения для глубины модуляции интенсивности выходного пучка на нулевой и первой гармониках:

$$M^{(0)}(-d, \varphi_m) = 1 + \frac{1}{2} J_0^2(\varphi_m) \left\{ \left[\exp(-\Gamma_a d) - 1 + \frac{\Gamma_{ii}^2}{\Gamma_f^2 + \Gamma_a^2 + 16\rho^2 + 8\rho\Gamma_f} \left(1 + \exp(-\Gamma_a d) - 2 \exp\left(-\frac{\Gamma_a}{2} d\right) \cos\left(\frac{\Gamma_f}{2} d + 2\rho d\right) \right) + \frac{2\Gamma_{ii}\Gamma_a}{\Gamma_f^2 + \Gamma_a^2 + 16\rho^2 + 8\rho\Gamma_f} \left(\exp\left(-\Gamma_a \frac{d}{2}\right) \sin\left(\frac{\Gamma_f}{2} d + 2\rho d + 2\theta_{s0}\right) + \sin(2\theta_{s0}) \right) \right] - \frac{2\Gamma_{ii}(4\rho + \Gamma_f)}{\Gamma_f^2 + \Gamma_a^2 + 16\rho^2 + 8\rho\Gamma_f} \left(\exp\left(-\Gamma_a \frac{d}{2}\right) \cos\left(\frac{\Gamma_f}{2} d + 2\rho d + 2\theta_{s0}\right) - \cos(2\theta_{s0}) \right) \right\},$$

$$M^{(1)}(-d, \varphi_m) = -2J_0(\varphi_m)J_1(\varphi_m) \left[\exp\left(-\frac{\Gamma_a}{2} d\right) \sin\left(\frac{\Gamma_f}{2} d\right) - \frac{2\Gamma_{ii}(4\rho + \Gamma_f)}{\Gamma_f^2 + \Gamma_a^2 + 16\rho^2 + 8\rho\Gamma_f} \left(\exp\left(-\Gamma_a \frac{d}{2}\right) \cos\left(\frac{\Gamma_f}{2} d + 2\rho d + 2\theta_{s0}\right) - \cos(2\theta_{s0}) \right) + \frac{\Gamma_{ii}\Gamma_a}{\Gamma_f^2 + \Gamma_a^2 + 16\rho^2 + 8\rho\Gamma_f} \left(\exp\left(-\Gamma_a \frac{d}{2}\right) \cos\left(\frac{\Gamma_f}{2} d + 2\rho d + 2\theta_{s0}\right) - \cos(2\theta_{s0}) \right) \right],$$

где $J_n(\varphi_m)$ – функция Бесселя n -го порядка от амплитуды синусоидальной фазовой модуляции φ_m ; ρ – удельное оптическое вращение и d – толщина кристалла; Γ_a – коэффициент связи, описывающий вклад во встречное взаимодействие абсорбционной составляющей голограммы и θ_{s0} – угол между кристаллографическим направлением [010] и вектором поляризации сигнального пучка в кристалле на его входной грани. Коэффициенты связи Γ_{ii} и Γ_f , характеризующие, соответственно, вклады в фоторефрактивный отклик, обусловленные линейным электрооптическим эффектом при левой круговой поляризации волны накачки и обратным флексоэлектрическим эффектом, определяются выражениями [4]

$$\Gamma_{ii} = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 \left[r_{41}^s + K \frac{f_{11}(p_{13}^E - p_{12}^E)}{2C_{11}^E} \right] E_{SC}, \quad (1)$$

$$\Gamma_f = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 \frac{f_{11}}{C_{11}^E} (p_{13}^E - p_{12}^E) K E_{SC}, \quad (2)$$

где n_0 – показатель преломления для невозмущенного кристалла; E_{SC} – эффективное поле пространственного заряда голограммы; r_{41}^s – компонента электрооптического тензора зажатого кристалла; f_{11} – флексоэлектрический коэффициент; p_{ij}^E – компоненты тензора упрягооптических коэффициентов.

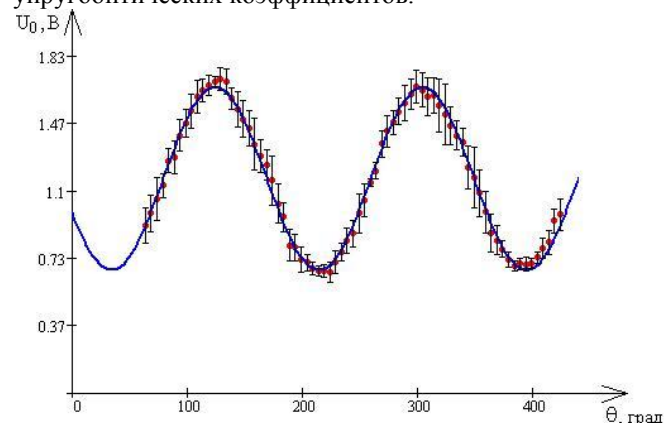


Рис. 2. Поляризационная зависимость для постоянной составляющей выходного сигнала

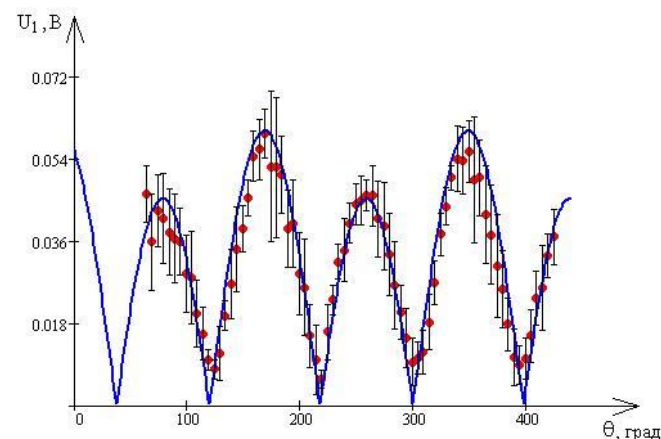


Рис. 3. Поляризационная составляющая для амплитуды выходного напряжения на первой гармонике

Эксперименты, результаты которых представлены точками на рис. 2 и 3, удовлетворительно согласуются с данными теоретического анализа (сплошные кривые), принимающего во внимание, наряду с электрооптическим эффектом, дополнительные вклады в фоторефрактивный отклик обратного флексоэлектрического и фотоупругого эффектов [4] и абсорбционной составляющей голограммы.

Исследования встречного взаимодействия для стационарного пучка накачки и фазомодулированного сигнального пучка, имеющих циркулярные поляриза-

ции противоположных знаков, также проводилось на установке, представленной на рис. 1, но в отсутствие поляризатора 6. При теоретическом анализе полагалось, что кроме обусловленных обычным диффузионным механизмом межмодовых процессов, существует дополнительный вклад внутримодовой связи волн сигнала и накачки. Использование приближения неистощимой волны накачки и подхода, описанного в [3], позволяет получить следующие соотношения для относительных амплитуд гармоник $M^{(n)}$ частоты модуляции с номерами $n = 0, 1$ и 2 в спектре модуляции интенсивности выходного сигнального пучка:

$$M^{(0)} = 1 + J_0(\varphi_m)^2 \left[\exp(-\Gamma_a d) - 1 + \frac{\Gamma_{ii}^2}{|\Gamma|^2 + 16\rho^2 + 8\Gamma_f \rho} \times \left(1 + \exp(-\Gamma_a d) - 2 \exp\left(-\frac{\Gamma_a}{2} d\right) \cos\left(\frac{\Gamma_f}{2} d + 2\rho d\right) \right) \right];$$

$$M^{(1)} = -4J_0(\varphi_m)J_1(\varphi_m) \exp\left(-\frac{\Gamma_a}{2} d\right) \sin\left(\frac{\Gamma_f}{2} d\right), \quad (3)$$

$$M^{(2)} = 4J_0(\varphi_m)J_2(\varphi_m) \left(\exp\left(-\frac{\Gamma_a}{2} d\right) \cos\left(\frac{\Gamma_f}{2} d\right) - 1 \right).$$

Фазовая модуляция сигнального пучка осуществлялась путем его отражения при малом угле падения от зеркала, приклеенного к пьезокерамическому цилиндру и колеблющегося с частотой 300 Гц. Амплитуда колебаний зеркала l задавалась генератором синусоидальных сигналов в диапазоне от 0,6 до 200 нм,

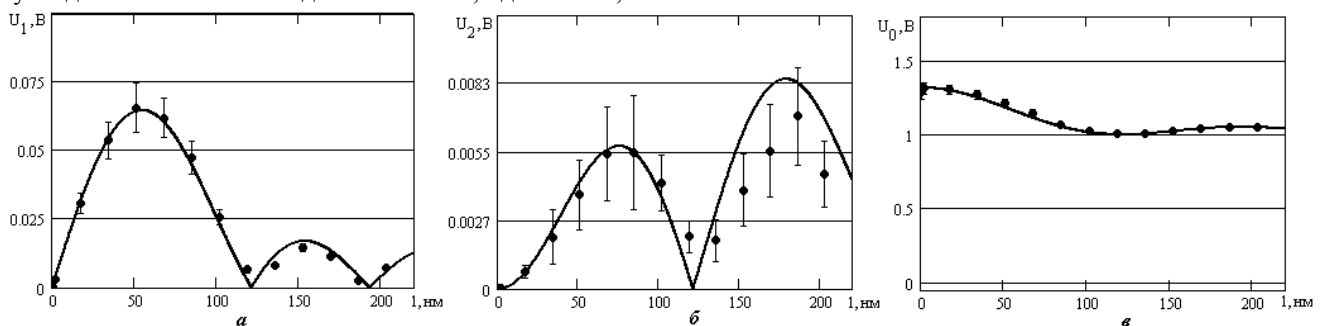


Рис. 4. Зависимости для выходных сигналов фазовой демодуляции на первой (а) и второй (б) гармониках и для постоянной составляющей в выходном сигнале (в) от амплитуды колебаний зеркала

Сплошные кривые на данном рисунке соответствуют расчету с использованием соотношений (3) и (4).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из приведенных на рисунках 2–4 графиков видно, что использованные модели, учитывающие вклад в фоторефрактивный отклик обратного флексоэлектрического эффекта для взаимодействия пучков на отражательной голограмме, хорошо согласуются с экспериментальными данными. Использование материальных параметров кристалла титанта висмута [5] и соотношений (1) и (2) позволили определить величину

и определяла амплитуду фазовой модуляции, как $\varphi_m \approx 4\pi l / \lambda$.

После взаимодействия в кристалле со стационарным пучком накачки сигнальный пучок, модулированный уже по интенсивности, регистрировался фотодиодом ФД-256, нагруженным на сопротивление $R_l = 39$ кОм и смещенным в обратном направлении, с токовой монохроматической чувствительностью $S_{ph} = 0,217$ А/Вт. Амплитуды первой (U_1) и второй (U_2) гармоник сигнала фазовой демодуляции измерялись на сопротивлении нагрузки при помощи селективного вольтметра, а постоянная составляющая сигнала U_0 – милливольтметром постоянного напряжения. Измеряемые напряжения связаны с относительными амплитудами гармоник, определяемых приведенными выше соотношениями, следующим выражением:

$$U_{(n)} = R_l S_{ph} M^{(n)} P_{S0} (1 - R)^2 \exp(-\alpha d), \quad (4)$$

где R – френелевский коэффициент отражения от грани образца и α – его коэффициент оптического поглощения.

Результаты экспериментальных исследований зависимостей амплитуд измеряемых выходных напряжений, отражающих поведение соответствующих относительных амплитуд в спектре модуляции интенсивности сигнального пучка, от амплитуды колебаний зеркала, представлены с использованием статистической обработки данных для серии из 12 экспериментов точками на рис. 4.

флексоэлектрического коэффициента для монокристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Cu},\text{Fe}$ как $f_{11} = 5,3$ нКл/м.

Работа выполнена в рамках Госзадания Минобрнауки РФ на 2012 год (проект 7.2647.2011) при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 12-02-90038-Бел_а) и БРФФИ (проект № Ф12Р-222).

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Колегов А.А. Адаптивная интерферометрия, использующая динамические отражательные голограммы в кубических фоторефрактивных кристаллах [Текст] / А.А. Колегов, С.М. Шандаров, Г.В. Симонова, Л.А. Кабанова, Н.И. Буримов, С.С. Шмаков, В.И. Быков, Ю.Ф. Каргин // Квантовая электроника. 2011. Т. 41. С. 847-852.
2. Шмаков С.С. Исследование амплитудных характеристик голографического интерферометра [Электронный ресурс] /

РАЗДЕЛ 2. МЕТОДЫ И СРЕДСТВА ИЗМЕРЕНИЙ И КОНТРОЛЯ, ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ
ДЛЯ ИНТЕНСИФИКАЦИИ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ

С.С. Шмаков, А.С. Котин, С.М. Шандаров, Н.И. Буримов // Южно-сибирский научный вестник. – 2012. – №1. – С. 198–200.

3. Shandarov S.M. Two-wave mixing on reflection dynamic gratings in sillenite crystals under phase modulation of signal beam [Текст] / S.M. Shandarov, A.A. Kolegov, N.I. Burimov, V.I. Bykov, V.M. Petrov, Y.F. Kargin // Physics of Wave Phenomenon. – 2009. – Vol. 17. – № 1. – P. 39–44.

4. Шандаров С.М. Обнаружение вклада обратного флексоэлектрического эффекта в фоторефрактивный отклик в монокристалле титаната висмута [Текст] / С.М. Шандаров, С.С. Шмаков, Н.И. Буримов, О.С. Сюваева, Ю.Ф. Каргин, В.М. Петров // Письма в ЖЭТФ. – 2012. – Т.95, №12. С. 699–702.

5. Shandarov S. Photorefractive properties of doped sillenite crystals [Текст] / S. Shandarov, A. Emelyanov, O. Kobozev, A. Reshet'ko, V. Volkov, Y. Kargin // Proceedings of SPIE. – 1996. – V.2801. – P.221.

Шмаков Сергей Сергеевич – аспирант 2-го года обучения кафедры электронных приборов, Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники (ТУСУР), тел. (3822)413887, e-mail: sergafan.86@mail.ru.

Сюваева Ольга Сергеевна – выпускник кафедры электронных приборов, Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники (ТУСУР), тел. (3822)413887, e-mail: queen-snow@mail.ru.

Шандаров Станислав Михайлович – д.ф.-м.н., профессор, заведующий кафедрой электронных приборов, Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники (ТУСУР), тел. (3822)413887, e-mail: shand@ed.tusur.ru.

Буримов Николай Иванович – к.т.н., доцент, заведующий лабораторией СВЧ микроэлектроники, Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники (ТУСУР), тел. (3822)413887, e-mail: bni@fet.tusur.ru.

Шепелевич Василий Васильевич – д.ф.-м.н., профессор, заведующий кафедрой теоретической физики, Мозырский государственный педагогический университет им. И.П. Шамякина, тел. (375) 236 324091, e-mail: vasshep@inbox.ru.

Обнаружение вклада обратного флексоэлектрического эффекта в фоторефрактивный отклик в монокристалле титаната висмута

С. М. Шандаров¹⁾, С. С. Шмаков, Н. И. Буримов, О. С. Сюваева, Ю. Ф. Каргин, В. М. Петров

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, 634050 Томск, Россия

Поступила в редакцию 27 апреля 2012 г.

Получены соотношения, определяющие вклад обратного флексоэлектрического эффекта в фоторефрактивный отклик при встречном взаимодействии стационарной волны накачки, сохраняющей левую циркулярную поляризацию, с фазово-модулированной сигнальной волной, имеющей циркулярную поляризацию противоположного знака на входной грани кристалла симметрии 23 с ориентацией (100). Экспериментальные исследования такого взаимодействия в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Fe,Cu}$ позволили оценить значение его флексоэлектрического коэффициента: $f_{11} = 5.3$ нКл/м.

Обратный флексоэлектрический эффект состоит в возникновении в среде упругих деформаций (упругих напряжений), пропорциональных градиенту электрической поляризации (электрической напряженности) [1–3]. Значительный интерес, проявляемый в последнее время как к обратному флексоэффекту, так и к его прямому варианту (линейному отклику электрической поляризации на градиент упругих деформаций) [1–6], связан с необходимостью описания физических свойств наноструктурированных метаматериалов и новых явлений, наблюдаемых в устройствах с их использованием [3, 7].

Обратный флексоэлектрический эффект в пьезоэлектрической керамике BST наблюдался в образце трапециевидной формы, к которому прикладывалось переменное электрическое поле [2]. Максимальный градиент использовавшегося при этом поля можно оценить как ~ 7.5 МВ/м². Для измерения обусловленного флексоэффектом механических колебаний поверхности образца, по амплитуде не превышающих 25 пм, применялись лазерный дилатометр на основе сканирующего интерферометра Майкельсона и метод синхронного детектирования. Полученное в работе [2] высокое значение флексоэлектрического коэффициента ($\sim 10^{-4}$ Кл/м) связывается в [8] с большим значением диэлектрической проницаемости BST ($\epsilon_r \sim 13000$), которой данный коэффициент пропорционален в соответствии с теоретическими оценками А.К. Таганцева [4, 5].

Монокристаллы, в которых флексоэлектрические эффекты обнаружены экспериментально, немногочисленны: это пьезоэлектрики виннокислый калий, сульфат лития, триглицинсульфат [9] и титанат бария [10, 11], а также не проявляющие пьезоэлектри-

ческих свойств шеелит [12] и титанат стронция [13]. В работах [9, 12] исследовалась электрическая поляризация, возникающая при деформации кручения монокристаллических образцов. Авторы [10] наблюдали искривление тонких пластин (10^{-5} – 10^{-3} см) из монокристаллического BaTiO_3 с нанесенными на них золотыми или серебряными электродами в приложенном электрическом поле. Измерение зависимости контактной жесткости для поверхности с ориентацией (001) от радиуса вдавливаемого индентора позволило оценить один из флексоэлектрических коэффициентов исследованного образца BaTiO_3 [11]. Количественные оценки значений всех трех независимых флексоэлектрических коэффициентов SrTiO_3 , имеющих порядок 10^{-9} – 10^{-8} Кл/м, были получены в [13] по измерениям тока смещения, индуцируемого изгибными механическими колебаниями монокристаллических пластин срезов (001), (101) и (111) с толщинами от 50 до 500 мкм.

Неоднородные электрические поля со значительными амплитудами (1 кВ/см и более) возникают в фоторефрактивных кристаллах в результате фотоиндуцированного перераспределения зарядов по дефектным центрам [14, 15]. Взаимодействие двух встречных световых волн видимого диапазона, вызывающее такое перераспределение, приводит вследствие линейного электрооптического эффекта к формированию в кристалле отражательных фазовых голограмм, имеющих пространственный период порядка 100 нм [14, 16]. В этом случае градиенты электрической напряженности могут составлять ТВ/м² и индуцировать обусловленные обратным флексоэлектрическим эффектом заметные упругие деформации кристалла.

В настоящей работе будет показано, что в монокристаллах силленитов среза (100) обратный флек-

¹⁾ e-mail: shand@ed.tusur.ru

созлектрический эффект дает вклад в фоторефрактивный отклик, наблюдаемый при встречном взаимодействии стационарной опорной волны с фазово-модулированной сигнальной волной. Если взаимодействующие волны имеют циркулярные поляризации противоположного знака, то модуляция интенсивности выходного сигнального пучка на частоте первой гармоники определяется исключительно совместным вкладом в отклик обратного флексоэлектрического и фотоупругого эффектов. Проведенные экспериментальные исследования такого встречного взаимодействия в монокристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}\cdot\text{Fe}, \text{Cu}$ позволили обнаружить данный вклад и оценить значение соответствующего флексоэлектрического коэффициента как $f_{11} = 5.3 \text{ нКл/м}$.

При анализе встречного взаимодействия сильной стационарной волны накачки, сохраняющей циркулярную поляризацию (например, левую), со слабой фазово-модулированной сигнальной волной, имеющей на входной грани $x = 0$ кристалла класса симметрии 23 среза (100) циркулярную поляризацию с противоположным знаком вращения, воспользуемся подходом, описанным в работе [17]. Если синусоидальная фазовая модуляция сигнального пучка происходит с частотой $\Omega \gg 1/\tau$, где τ – характерное время фотоиндуцированного перераспределения заряда по донорным и ловушечным центрам за счет диффузионного механизма, то формирующуюся в кристалле отражательную голограмму можно считать стационарной. Фазовая составляющая данной голограммы определяется следующим распределением напряженности электростатического поля:

$$E_1(x) = m^{(0)}(x) E_{SC} \sin(Kx), \quad (1)$$

где $m^{(0)}(x)$ – медленно меняющийся вследствие взаимодействия и оптического поглощения контраст стационарной части картины интерференции волн сигнала и накачки, имеющей пространственный период $\Lambda = 2\pi/K = \lambda/2n_0$; λ – длина волны света; n_0 – показатель преломления для невозмущенного кристалла. Эффективное поле пространственного заряда голограммы в рамках одноуровневой зонной модели определяется выражением [14–16]

$$E_{SC} = \frac{E_D}{1 + E_D/E_q}, \quad (2)$$

где $E_D = (k_B T/e)K$ – диффузионное поле, $E_q = eN/(\epsilon K)$ – поле насыщения ловушек, k_B – постоянная Больцмана, T – температура, e – элементарный электрический заряд, N – концентрация компенсирующих акцепторных центров, ϵ – статическая диэлектрическая проницаемость кристалла.

Вследствие обратных эффектов, пьезоэлектрического и флексоэлектрического, поле пространственно-заряда фоторефрактивной голограммы будет индуцировать в кристалле упругие поля, которые должны удовлетворять уравнению эластостатики [18]:

$$\frac{\partial}{\partial x_i} T_{ij} = 0, \quad (3)$$

где T_{ij} – тензор упругих напряжений. Строго говоря, при учете флексоэлектрического эффекта, который в работах [19, 20] определяется как пространственная дисперсия пьезоэлектрических свойств среды, характеризующаяся тензором четвертого ранга f_{ijmr} , в разложении для T_{ij} необходимо принять во внимание и упругую пространственную дисперсию, определяемую тензором γ_{ijklr}^E :

$$T_{ij} = C_{ijkl}^E S_{kl} + \gamma_{ijklr}^E \frac{\partial S_{kl}}{\partial x_r} - e_{mij} E_m - f_{ijmr} \frac{\partial E_m}{\partial x_r}. \quad (4)$$

Однако для отражательной голограммы в образце среза (100) с учетом симметрии тензоров модулей упругости C_{ijkl}^E , пьезоэлектрических констант e_{mij} и тензоров f_{ijmr} и γ_{ijklr}^E [19–21] в кристаллах симметрии 23 единственная компонента тензора деформаций, индуцируемая исключительно за счет флексоэлектрического эффекта, может быть получена из (3) и (4) в следующем виде:

$$S_{11} = \frac{f_{1111}}{C_{1111}^E} \frac{dE_1}{dx_1}. \quad (5)$$

Далее, из (1) и (5) получаем, что рассматриваемая отражательная голограмма сопровождается в кристалле упругими деформациями, которые вследствие фотоупругого эффекта создают следующие возмущения диагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости на частоте световой волны:

$$\Delta\epsilon_{ii}(x) = -m^{(0)}(x) \left(n_0^4 p_{i1}^E \frac{f_{11}}{C_{11}^E} K E_{SC} \right) \cos Kx, \quad (6)$$

где использована сокращенная форма записи компонент тензоров \mathbf{f} , \mathbf{C}^E и тензора упругооптических коэффициентов \mathbf{p}^E [21]. В то же время основной вклад в фоторефрактивный отклик, определяемый распределением электростатического поля (1) и линейным электрооптическим эффектом, в образце среза (100) характеризуется возмущениями двух недиагональных компонент:

$$\Delta\epsilon_{23}(x) = \Delta\epsilon_{32}(x) = -m^{(0)}(x) (n_0^4 r_{41}^S E_{SC}) \sin Kx, \quad (7)$$

где r_{41}^S – компонента электрооптического тензора зажатого кристалла.

Используя известную методику [17] и учитывая возможный вклад во взаимодействие абсорбционной составляющей отражательной голограммы, можно получить следующие выражения для интенсивности сигнальной волны на выходной грани кристалла $x = -d$, имеющей на входной грани правую циркулярную поляризацию, и для глубины модуляции интенсивности на нулевой, первой и второй гармониках модулирующего сигнала с частотой Ω и амплитудой фазовой модуляции φ_m :

$$I_S(-d, t) \sim I_{S0} [M^{(0)}(-d) + M^{(1)}(-d) \sin \Omega t + M^{(2)}(-d) \cos 2\Omega t + \dots], \quad (8)$$

$$M^{(0)}(-d, \varphi_m) = 1 + J_0^2(\varphi_m) \left\{ \exp(-\Gamma_a d) - 1 + \frac{\Gamma_{il}^2}{\Gamma_f^2 + \Gamma_a^2 + 16\rho^2 + 8\rho\Gamma_f} \left[1 + \exp(-\Gamma_a d) - 2 \exp\left(-\frac{\Gamma_a d}{2}\right) \cos\left(\frac{\Gamma_f d}{2} + 2\rho d\right) \right] \right\}, \quad (9)$$

$$M^{(1)}(-d, \varphi_m) = -4J_0(\varphi_m) \times J_1(\varphi_m) \exp\left(-\frac{\Gamma_a d}{2}\right) \sin\left(\frac{\Gamma_f d}{2}\right), \quad (10)$$

$$M^{(2)}(-d, \varphi_m) = 4J_0(\varphi_m) J_2(\varphi_m) \times \left[\exp\left(-\frac{\Gamma_a d}{2}\right) \cos\left(\frac{\Gamma_f d}{2}\right) - 1 \right], \quad (11)$$

где ρ – удельное оптическое вращение кристалла; J_n – функция Бесселя n -го порядка; Γ_a – коэффициент связи, описывающий вклад во встречное взаимодействие абсорбционной составляющей голограммы. Коэффициенты связи Γ_{il} и Γ_f , характеризующие, соответственно, вклады в фоторефрактивный отклик, обусловленные линейным электрооптическим эффектом при левой циркулярной поляризации волны накачки и флексоэлектрическим эффектом, определяются выражениями

$$\Gamma_{il} = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 \left[r_{41}^S + K \frac{f_{11}(p_{13}^E - p_{12}^E)}{2C_{11}^E} \right] E_{SC}, \quad (12)$$

$$\Gamma_f = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 \frac{f_{11}}{C_{11}^E} (p_{13}^E + p_{12}^E) K E_{SC}. \quad (13)$$

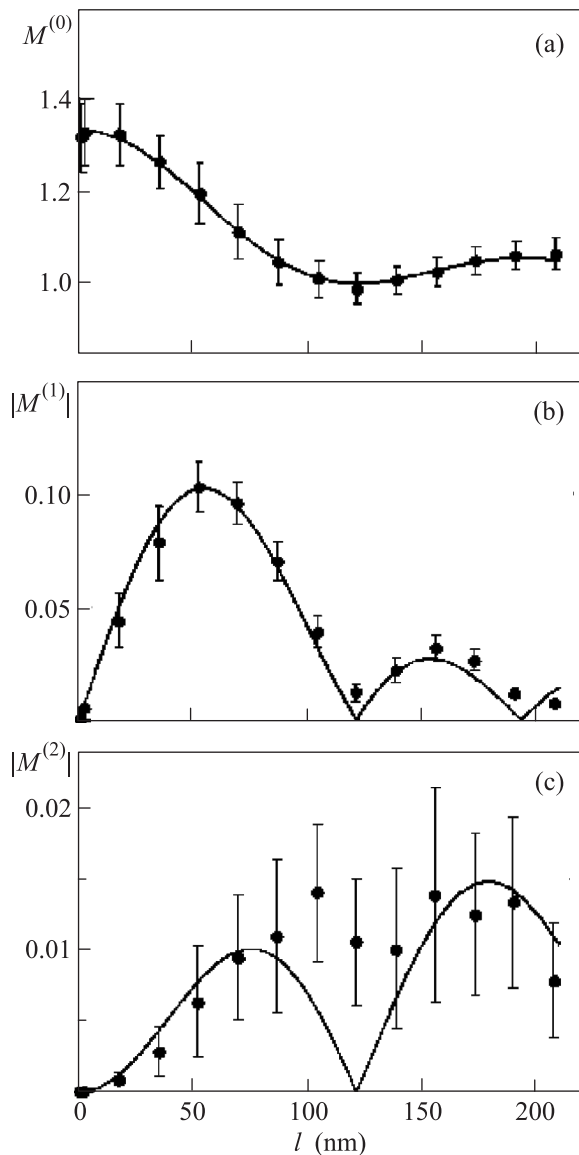
Как следует из проведенного анализа, сигнал фазовой демодуляции на частоте первой гармоники в

известных схемах адаптивной интерферометрии на отражательных голограммах [22, 23] при использовании взаимодействия волн циркулярной поляризации с противоположными знаками вращения в монокристаллах силленитов среза (100) определяется исключительно вкладами в фоторефрактивный отклик обратного флексоэлектрического и фотоупругого эффектов.

Для проведения экспериментальных исследований встречного взаимодействия волн с циркулярной поляризацией использовалась установка, аналогичная описанной в работе [23]. Отражательные голограммы формировались в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Cu,Fe}$ среза (100), имеющем удельное вращение $\rho = -8.5$ град/мм на используемой длине волны 633 нм и толщину $d = 2.62$ мм. Мощность сигнального пучка на входной грани кристалла имела значение $s_0 \approx 28$ мкВт при мощности накачки, равной 0.5 мВт. Фазовая модуляция сигнального пучка осуществлялась путем его отражения при малом угле падения от зеркала, приклеенного к пьезокерамическому цилиндру, колеблющегося с частотой 300 Гц. Амплитуда синусоидальных колебаний зеркала l изменялась от 0.6 до 200 нм, что позволяло варьировать амплитуду фазовой модуляции $\varphi_m \approx 4\pi l/\lambda$ в широких пределах.

После взаимодействия в кристалле со стационарным пучком накачки сигнальный пучок, модулированный уже по интенсивности, регистрировался фотодиодом ФД-256, нагруженным на сопротивление $R_l = 39$ кОм и смещенным в обратном направлении. Амплитуды напряжения для первой и второй гармоник сигнала фазовой демодуляции измерялись на сопротивлении нагрузки при помощи селективного вольтметра, а постоянная составляющая сигнала – милливольтметром постоянного напряжения.

На рисунке точками представлены полученные с использованием статистической обработки данных зависимости относительных амплитуд гармоник $M^{(0)}$, $M^{(1)}$ и $M^{(2)}$ в спектре модуляции интенсивности выходного сигнального пучка, имеющего правую круговую поляризацию на входной грани кристалла, от амплитуды колебаний зеркала. Сплошные кривые на данном рисунке соответствуют расчету с использованием соотношений (9)–(11) при следующих значениях коэффициентов связи: $\Gamma_{il} = 4.14 \text{ см}^{-1}$, $\Gamma_a = -0.18 \text{ см}^{-1}$, $\Gamma_f = 0.56 \text{ см}^{-1}$. Видно, что рассматриваемая модель, принимающая во внимание совместный вклад в фоторефрактивный отклик обратного флексоэлектрического и фотоупругого эффектов для взаимодействия световых пучков на отражательной



Зависимости среднего значения (а) и относительных амплитуд первой (б) и второй (с) гармоник в спектре модуляции интенсивности выходного сигнального пучка от амплитуды колебаний отражающего зеркала

голограмме, хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Использование материальных параметров титаната висмута ($n_0 = 2.58$, $r_{41}^S = 4.74$ пм/В, $C_{11} = 12.5 \cdot 10^{10}$ Н/м², $p_{12} + p_{13} = 0.295$ [24]) и соотношений (12) и (13) позволяет оценить из найденных значений Γ_f и Γ_{il} амплитуду поля пространственного заряда для исследованной отражательной голограммы и его градиент как $m^{(0)} E_{SC} \approx 2.3$ кВ/см и $m^{(0)} K E_{SC} \approx 12$ ТВ/м², а также величину флексоэлектрического коэффициента монокристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Cu,Fe}$ как $f_{11} = 5.3$ нКл/м.

Авторы благодарны А.К. Таганцеву и А.В. Шамакову за полезные консультации. Работа выполнена в рамках госзадания Минобрнауки РФ на 2012 год (проект # 7.2647.2011) и ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" (госконтракт # 02.740.11.0553).

1. В. Л. Инденбом, Е. Б. Логинов, М. А. Осипов, Кристаллография **26**, 1157 (1981).
2. J. Y. Fu, W. Zhu, N. Li, and L. E. Cross, J. of applied phys. **100**, 024112 (2006).
3. В. Hu, W. Zhu, N. Li, and L. E. Cross, J. of applied phys. **106**, 104109 (2009).
4. А. К. Таганцев, УФН **152**, 423 (1987).
5. А. К. Tagantsev, Phys. Rev. B **34**, 5883 (1988).
6. А. С. Юрков, Письма в ЖЭТФ **94**, 490 (2011).
7. L. E. Cross, J. of Mat. Science **41**, 53 (2006).
8. W. Huang, K. Kim, S. Zhang et al., Proc. of the SMEE 2011 Int. Mechanical Engineering Cong. Exp. IMECE2011-64520, Denver, Colorado, US.
9. I. M. Zheludev, Czechosl. J. Phys. **16**, 368 (1966).
10. Э. В. Бурсиан, О. И. Зайковский, ФТТ **10**, 1413 (1968).
11. M. Gharbi, Z. H. Sun, S. Sharma et al., Int. J. of Solids and Structures **48**, 249 (2011).
12. И. С. Желудев, Ю. С. Лихачева, Н. А. Лилеева, Кристаллография **14**, 514 (1969).
13. A. Zubko, G. Catalan, J. Buckley et al., Phys. Rev. Lett. **99**, 167601 (2007).
14. М. П. Петров, С. И. Степанов, А. В. Хоменко, Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике, СПб.: Наука, 1992.
15. Б. И. Стурман, В. М. Фридкин, Фотогальванический эффект в средах без центра симметрии и родственные явления, М.: Наука, 1992.
16. С. М. Шандаров, Н. И. Буримов, Ю. Н. Кульчин и др., Квантовая электроника **38**, 1059 (2008).
17. S. M. Shandarov, S. Kolegov, N. I. Burimov et al., Phys. Wave Phenomena **17**, 39 (2009).
18. S. M. Shandarov, Appl. Phys. **55**, 91 (1992).
19. А. Д. Вужва, В. Е. Лямов, Кристаллография **22**, 131 (1977).
20. В. Е. Лямов, Поляризационные эффекты и анизотропия взаимодействия акустических волн в кристаллах, М.: Изд-во Моск. ун-та, 1983.
21. Ю. И. Сиротин, М. П. Шаскольская, Основы кристаллофизики, М.: Наука, 1975.
22. V. Petrov, J. Hahn, J. Jetter et al., Opt. Lett. **30**, 3138 (2005).
23. А. А. Колегов, С. М. Шандаров, Г. В. Симонова и др., Квантовая электроника **41**, 847 (2011).
24. S. Shandarov, S. Emelyanov, O. Kobozev, and A. Reshet'ko, Proceedings of SPIE **2801**, 221 (1996).

УДК 535.42

ВКЛАД ОБРАТНОГО ФЛЕКСОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В ФОТОРЕФРАКТИВНЫЙ ОТКЛИК В ТИТАНАТЕ ВИСМУТА

© 2012 г. С. М. Шандаров¹, Н. И. Буримов¹, С. С. Шмаков¹, П. В. Зуев¹, А. Е. Урбан¹,
В. С. Горбачев¹, Ю. Ф. Каргин², В. В. Шепелевич³

E-mail: shand@ed.tusur.ru

Представлены результаты исследования вклада обратного флексоэлектрического и фотоупругого эффектов в фоторефрактивный отклик при встречном взаимодействии на отражательных голограммах в кристаллах силленитов среза (100) стационарной опорной волны, сохраняющей циркулярную поляризацию, с фазово-модулированной сигнальной волной.

ВВЕДЕНИЕ

Нелинейный отклик фоторефрактивного типа проявляется в кристаллах без центра симметрии уже при уровнях интенсивности лазерного излучения порядка мкВт/мм², а его временные характеристики определяются временем диэлектрической релаксации. Двухволновые и четырехволновые процессы самодифракции, обусловленные фоторефрактивной нелинейностью, связаны с формированием в кристалле объемных голограмм и являются основой для различных приложений, таких как оптическая память, усиление световых пучков и обращение их волнового фронта, голографическая интерферометрия [1–5]. Встречное взаимодействие волн по схеме Денисюка в кубических фоторефрактивных кристаллах силленитов (Ві₁₂SiO₂₀ и Ві₁₂TiO₂₀), при котором за счет диффузионного механизма формируются эффективные отражательные голограммы в отсутствие приложенных внешних электрических полей [3–7], привлекательно для приложений, особенно для адаптивной голографической интерферометрии [3–5, 8–10].

Взаимодействие двух световых волн в фоторефрактивном кристалле приводит к фотоиндуцированному перераспределению зарядов по дефектным центрам, в результате которого в нем возникают неоднородные электрические поля со значительными амплитудами (1 кВ/см и более) [1, 11]. При встречном взаимодействии волн видимого диапазона формирующиеся в кристалле, благодаря линейному электрооптическому эффекту, отражательные фазовые голограммы имеют пространственный период порядка 100 нм

[1, 9]. В этом случае отражательные голограммы сопровождаются неоднородностью электрического поля со значениями градиента его напряженности, достигающими ТВ/м². Такие гигантские градиенты электрической напряженности могут приводить к возникновению в кристалле заметных упругих деформаций, обусловленных обратным флексоэлектрическим эффектом [12–14]. Отметим, что при наблюдении в работе [13] обратного флексоэлектрического эффекта в образце трапециевидной формы из пьезокерамики BST использовали переменное электрическое поле, максимальный градиент которого можно оценить как ~7.5 МВ/м².

В настоящей работе показано, что в монокристаллах силленитов среза (100) решетка электрического поля пространственного заряда отражательной голограммы сопровождается сдвинутой относительно нее на четверть пространственного периода решеткой упругих деформаций, обусловленной обратным флексоэлектрическим эффектом. Вследствие фотоупругого эффекта эта дополнительная решетка дает вклад в фоторефрактивный отклик, наблюдаемый при встречном взаимодействии стационарной опорной волны с фазово-модулированной сигнальной волной. Если формирующие отражательную голограмму взаимодействующие волны имеют циркулярные поляризации противоположного знака, то модуляция интенсивности выходного сигнального пучка на частоте первой гармоники определяется исключительно совместным вкладом в отклик обратного флексоэлектрического и фотоупругого эффектов. Проведенные экспериментальные исследования позволили обнаружить дополнительный вклад обратного флексоэлектрического и фотоупругого эффектов во встречное взаимодействие в кристалле Ві₁₂TiO₂₀:Fe,Cu среза (100) и оценить значение соответствующего флексоэлектрического коэффициента, как $f_{11} = 1.9–2.4$ нКл/м.

¹ Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники.

² Учреждение Российской академии наук Институт металлургии и материаловедения имени А.А. Байкова РАН.

³ Мозырский государственный педагогический университет имени И.П. Шамякина.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Встречное взаимодействие сильной стационарной волны накачки, сохраняющей циркулярную поляризацию (например, левую) со слабой фазово-модулированной сигнальной волной, имеющей на входной грани $x = 0$ кристалла класса симметрии 23 произвольную поляризацию, рассмотрено в [15]. При синусоидальной фазовой модуляции сигнального пучка с частотой $\Omega \gg 1/\tau$, где τ – характерное время фотоиндуцированного перераспределения заряда по донорным и ловушечным центрам за счет диффузионного механизма, формирующуюся в кристалле отражательную голограмму можно считать стационарной. Фазовая составляющая данной голограммы определяется линейным электрооптическим эффектом при следующем распределении напряженности электростатического поля [1, 9, 11, 15]:

$$E_1(x) = m^{(0)}(x)E_{SC} \sin(Kx), \quad (1)$$

где $m^{(0)}(x)$ – медленно меняющийся вследствие взаимодействия и оптического поглощения контраст стационарной части картины интерференции волн сигнала и накачки, имеющей пространственный период $\Lambda = 2\pi/K = \lambda/2n_0$; λ – длина волны света; n_0 – показатель преломления для невозмущенного кристалла и E_{SC} – эффективное поле пространственного заряда голограммы.

Упругие поля, которые могут индуцироваться в кристалле полем пространственного заряда фоторефрактивной голограммы, как показано в [16], должны удовлетворять уравнению эластостатики

$$\frac{\partial}{\partial x_j} T_{ij} = 0, \quad (2)$$

где T_{ij} – тензор упругих напряжений, в котором для рассматриваемого случая необходимо учесть оба обратных эффекта – пьезоэлектрический и флексоэлектрический. Следует отметить, что при учете флексоэлектрического эффекта, который в [17, 18] определяется как пространственная дисперсия пьезоэлектрических свойств среды, характеризуемая тензором четвертого ранга f_{ijmr} , в выражении для T_{ij} необходимо принять во внимание и упругую пространственную дисперсию, определяемую тензором пятого ранга γ_{ijklr}^E :

$$T_{ij} = C_{ijkl}^E S_{kl} + \gamma_{ijklr}^E \frac{\partial S_{kl}}{\partial x_r} - e_{mij} E_m - f_{ijmr} \frac{\partial E_m}{\partial x_r}. \quad (3)$$

Однако для отражательной голограммы в образце среза (100) с учетом симметрии тензоров модулей упругости C_{ijkl}^E , пьезоэлектрических констант e_{mij} и тензоров f_{ijmr} и γ_{ijklr}^E [17–19] в кристаллах класса симметрии 23, как следует из (2) и (3), отлична от нуля единственная компонента тензора деформаций,

индуцируемая исключительно за счет флексоэлектрического эффекта:

$$S_{11} = \frac{f_{1111} dE_1}{C_{1111}^E dx_1}. \quad (4)$$

Далее из (1) и (4) легко показать, что рассматриваемая отражательная голограмма сопровождается в кристалле упругими деформациями, создающимися вследствие фотоупругого эффекта возмущения диагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости на частоте световой волны,

$$\Delta \varepsilon_{ii}(x) = -m^{(0)}(x) \left(n_0^4 p_{ii}^E \frac{f_{11}}{C_{11}^E} K E_{SC} \right) \cos(Kx), \quad (5)$$

где использована сокращенная форма записи компонент тензоров \hat{f} , \hat{C}^E и тензора фотоупругих коэффициентов \hat{p}^E [19]. Традиционно рассматриваемый вклад в фоторефрактивный отклик определяется распределением электростатического поля (1) и линейным электрооптическим эффектом. Для отражательных голограмм в кубическом нецентросимметричном кристалле среза (100) он характеризуется возмущениями двух недиагональных компонент:

$$\Delta \varepsilon_{23}(x) = \Delta \varepsilon_{32}(x) = -m^{(0)}(x) \left(n_0^4 r_{41}^S E_{SC} \right) \sin(Kx), \quad (6)$$

где r_{41}^S – компонента электрооптического тензора зажатого кристалла.

Используя далее подход к анализу встречного взаимодействия сильной стационарной волны накачки со слабой фазово-модулированной сигнальной волной, развитый в [15], и рассматривая волну накачки, сохраняющую левую циркулярную поляризацию, можно получить следующее выражение для интенсивности сигнального пучка на выходной грани кристалла $x = -d$:

$$I_S(-d, t) \sim I_{S0} \times \left[M^{(0)}(-d) + M^{(1)}(-d) \sin \Omega t + M^{(2)}(-d) \cos 2\Omega t + \dots \right], \quad (7)$$

где I_{S0} – интенсивность сигнального пучка в кристалле на его входной грани при $x = 0$. Относительные амплитуды гармоник $M^{(n)}$, характеризующие глубину модуляции интенсивности выходного сигнального пучка на частотах $n\Omega$ ($n = 0, 1, 2, \dots$), зависят от входного состояния его поляризации. Если на входной грани образца сигнальный пучок имеет правую циркулярную поляризацию, то после взаимодействия с волной накачки на отражательной голограмме его интенсивность характеризуется следующей относительной глубиной модуляции на первой гармонике модулирующего сигнала:

$$M^{(1)}(-d, \varphi_m) = -4J_0(\varphi_m)J_1(\varphi_m) \sin\left(\Gamma_f \frac{d}{2}\right), \quad (8)$$

где φ_m – амплитуда фазовой модуляции сигнального пучка, J_n – функция Бесселя n -го порядка.

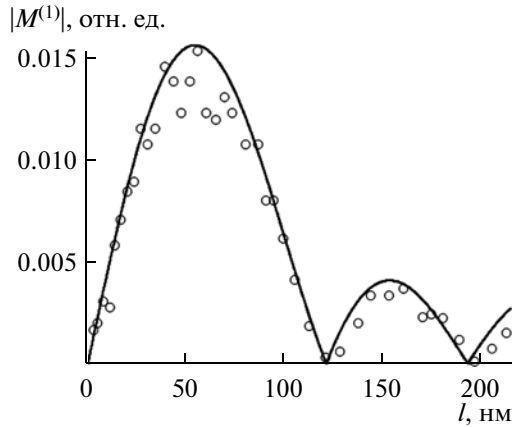


Рис. 1. Зависимость относительной амплитуды гармоники $M^{(1)}$ в выходном спектре модуляции интенсивности от амплитуды колебаний зеркала при взаимодействии волн с циркулярной поляризацией противоположного знака. Точки соответствуют экспериментальным значениям, сплошная кривая — теоретической зависимости.

Коэффициент связи Γ_f , описывающий вклад во встречное взаимодействие на фоторефрактивной голограмме, обусловленный флексоэлектрическим эффектом и фотоупругостью, получен нами в следующем виде:

$$\Gamma_f = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 \frac{f_{11}}{C_{11}^E} (p_{13}^E + p_{12}^E) K E_{SC}. \quad (9)$$

При линейной входной поляризации в плоскости, составляющей угол θ_{S0} с кристаллографическим направлением [010], получаем, что относительная глубина модуляции сигнального пучка на частоте Ω определяется выражением

$$M^{(1)}(-d, \varphi_m) = -4J_0(\varphi_m)J_1(\varphi_m) \left\{ \frac{\Gamma_{il}}{4\rho + \Gamma_f} \times \left[\sin\left(2\theta_{S0} - (4\rho + \Gamma_f)\frac{d}{2}\right) - \sin(2\theta_{S0}) \right] + \sin\left(\Gamma_f \frac{d}{2}\right) \right\}, \quad (10)$$

где ρ — удельное оптическое вращение кристалла. Коэффициент связи Γ_{il} , характеризующий вклад в фоторефрактивный отклик, обусловленный линейным электрооптическим эффектом при левой циркулярной поляризации волны накачки, получен нами, как

$$\Gamma_{il} = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 \left[r_{41}^S + K \frac{f_{11}(p_{13}^E - p_{12}^E)}{2C_{11}^E} \right] E_{SC}. \quad (11)$$

Как следует из полученных нами соотношений (8)–(11), сигнал фазовой демодуляции на частоте первой гармоники в известных схемах адаптивной интерферометрии на отражательных голо-

граммах [3, 4] (при использовании взаимодействия волн циркулярной поляризации с противоположными знаками вращения в кристаллах силленитов среза (100)) определяется исключительно вкладом в фоторефрактивный отклик обратного флексоэлектрического и фотоупругого эффектов. При линейной входной поляризации сигнального пучка совместный вклад этих эффектов в сигнал фазовой демодуляции на частоте Ω является дополнительным к обычному электрооптическому вкладу.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Для проведения экспериментальных исследований использована установка, аналогичная описанной в [4]. Отражательные голограммы формировались в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Cu}, \text{Fe}$ среза (100) с толщиной $d = 1.15$ мм и удельным оптическим вращением $\rho = -9.13$ угл. град/мм излучением с длиной волны 633 нм. Мощность сигнальной волны на входной грани кристалла составляла $P_{S0} \approx 9$ мкВт при мощности опорной волны $P_{R0} \approx 7$ мВт. Фазовая модуляция сигнального пучка осуществлялась путем его отражения при малом угле падения от зеркала, приклеенного к диффузору электродинамической головки, колеблющейся с частотой 1 кГц. Амплитуда синусоидальных колебаний зеркала l изменялась от 2 до 220 нм, что позволяло варьировать амплитуду фазовой модуляции $\varphi_m \approx 4\pi/\lambda$. Необходимая поляризация сигнального пучка на входной грани кристалла задавалась с помощью четвертьволновой пластинки или поляризатора. Амплитуду первой гармоники сигнала фазовой демодуляции, выделяемого с использованием фотодиода на нагрузке, измеряли селективным вольтметром.

На рис. 1 точками представлена экспериментально измеренная зависимость относительной амплитуды гармоники $M^{(1)}$ в спектре модуляции интенсивности выходного сигнального пучка, имеющего правую круговую поляризацию на входной грани кристалла, от амплитуды колебаний зеркала. Сплошная кривая на данном рисунке соответствует расчету по соотношению (9) при значении коэффициента связи $\Gamma_f = 0.20 \text{ см}^{-1}$. Экспериментальные данные по поляризационной зависимости $M^{(1)}$ от угла θ_{S0} при линейной входной поляризации сигнального пучка, измеренные для $l = 25$ нм, показаны точками на рис. 2. Приведенные здесь результаты теоретического расчета по формуле (11) представлены как с учетом дополнительного вклада обратного флексоэлектрического и упругооптического эффектов во взаимодействие ($\Gamma_{il} = -4.10 \text{ см}^{-1}$, $\Gamma_f = 0.25 \text{ см}^{-1}$, сплошная кривая), так и с учетом только линейного

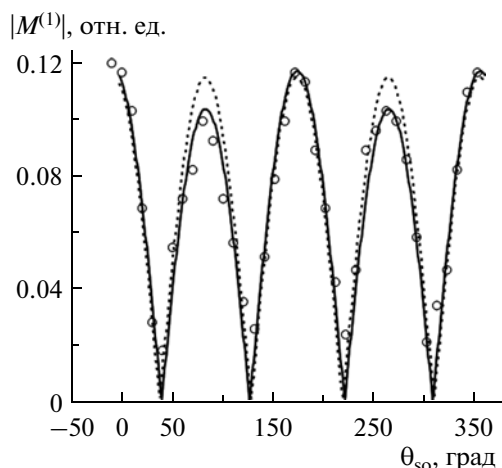


Рис. 2. Поляризационная зависимость относительной амплитуды гармоники $M^{(1)}$ в выходном спектре модуляции интенсивности при взаимодействии волны накачки, имеющей левую циркулярную поляризацию, с линейно-поляризованной сигнальной волной, для амплитуды колебаний зеркала $l = 25$ нм. Точки соответствуют экспериментальным значениям; пунктирная кривая – теоретической зависимости с учетом линейного электрооптического эффекта; сплошная кривая – теоретической зависимости с учетом линейного электрооптического, флексоэлектрического и фотоупругого эффектов.

электрооптического эффекта ($\Gamma_{ii} = 4.10 \text{ см}^{-1}$, $\Gamma_f = 0$, пунктирная кривая).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, полученные экспериментальные данные удовлетворительно согласуются с моделью встречного взаимодействия, принимающей во внимание дополнительный вклад в фоторефрактивный отклик, обусловленный обратным флексоэлектрическим эффектом. Из измеренных значений Γ_{ii} и Γ_f мы оценили значения максимального градиента поля пространственного заряда отражательной голограммы как $m^{(0)}KE_{SC} \approx 1.9 \text{ ТВ} \cdot \text{м}^{-2}$ и флексоэлектрического коэффициента кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Cu,Fe}$ как $f_{11} = 1.9\text{--}2.4 \text{ нКл} \cdot \text{м}^{-1}$.

Авторы благодарны А.К. Таганцеву и В.М. Петрову за полезные консультации. Работа выполнена в рамках Госзадания Минобрнауки РФ на 2012 год (проект 7.2647.2011) и ФЦП “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России”

(Гос. контракт № 02.740.11.0553), при частичной финансовой поддержке Минобрнауки РФ в соответствии с договором № 13.637.31.0050 от 19.09.2011 в порядке реализации Постановления № 219 Правительства РФ, а также РФФИ (проект № 12-02-90038-Бел_а) и БРФФИ (проект № Ф12Р-222).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. СПб: Наука, 1992.
2. Solytar L., Webb D.J., Grunnet-Jepsen A. The Physics and Application of Photorefractive Materials. Oxford: Clarendon Press, 1996.
3. Petrov V., Hahn J., Petter J. et al. // Opt. Lett. 2005. V. 30. № 23. P. 3138.
4. Kolegov A.A., Shandarov S.M., Simonova G.B. и др. // Квант. электроника. 2011. Т. 41. № 9. С. 847.
5. Kukhtarev N., Chen Bo Su, Venkateswarlu P., Salamo G., Klein M. // Opt. Commun. 1993. V. 104. P. 23.
6. Mallick S., Miteva M., Nikolova L. // J. Opt. Soc. Am. B. 1997. V. 14. № 5. P. 1179.
7. Плесовских А.М., Шандаров С.М., Мартыанов А.Г. и др. // Квант. электроника. 2005. Т. 35. № 2. С. 163.
8. Ромашко Р.В., Кульчин Ю.Н., Камшилин А.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2006. Т. 70. № 9. С. 1296; Romashko R.V., Kulchin Yu.N., Kamshilin A.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Physics. 2006. V. 70. № 9. P. 1481.
9. Шандаров С.М., Буримов Н.И., Кульчин Ю.Н. и др. // Квант. электроника. 2008. Т. 38. № 11. С. 1059.
10. Kamshilin A.A., Romashko R.V., Kulchin Yu.N. // J. Appl. Phys. 2009. V. 105. 031101.
11. Стурман Б.И., Фридкин В.М. Фотогальванический эффект в средах без центра симметрии и родственные явления. М.: Наука, 1992.
12. Инденбом В.Л., Логинов Е.Б., Осипов М.А. // Кристаллография. 1981. Т. 26. № 6. С. 1157.
13. Fu J.Y., Zhu W., Li N., Cross L.E. // J. Appl. Phys. 2006. V. 100. P. 024112.
14. Hu B., Zhu W., Li N., Cross L.E. // J. Appl. Phys. 2009. V. 106. P. 104109.
15. Shandarov S.M., Kolegov A.A., Burimov N.I. et al. // Phys. Wave Phenomena. 2009. V. 17. № 1. P. 39.
16. Shandarov S.M. // Appl. Phys. A. 1992. V. 55. P. 91.
17. Вужва А.Д., Лямов В.Е. // Кристаллография. 1997. Т. 22. № 1. С. 131.
18. Лямов В.Е. Поляризационные эффекты и анизотропия взаимодействия акустических волн в кристаллах. М.: Изд-во МГУ, 1983.
19. Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П. Основы кристаллофизики. М.: Наука, 1975.

**ПРОМЫШЛЕННОЕ ПРОИЗВОДСТВО
СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ОКСИДНЫХ
КРИСТАЛЛОВ
И СОЗДАНИЕ УСТРОЙСТВ НА ИХ ОСНОВЕ**

УДК 534.8

И.А. Паргачёв, В.А. Краковский, Л.Я. Серебренников,
А.Е. Мандель, С.М. Шандаров, А.В. Пуговкин, Ю.В. Кулешов, Г.И. Шварцман

Получение и электрофизические свойства кристаллов GTR-KTP

Раствор-расплавным методом выращены высокоомные кристаллы KTP. Исследованы электропроводность и электрооптические коэффициенты выращенных кристаллов. Измеренная электропроводность составляла $\sigma = 2 \cdot 10^{-12} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$.

Ключевые слова: кристаллы KTP, высокоомный KTP, электропроводность, электрооптический коэффициент.

Кристаллы KTP имеют ряд преимуществ перед другими кристаллами, используемыми в нелинейной оптике. Кристаллы KTP обладают высокими нелинейно-оптическими свойствами, большой лазерной прочностью, высокой оптической однородностью и невысокими значениями управляющих напряжений. Фактически кристаллы KTP заметно превосходят другие известные нелинейно-оптические материалы для таких применений, как удвоение частоты при построении лазеров зеленого света и импульсных лазеров пикосекундной и фемтосекундной длительности [1, 2].

Выращивание кристаллов KTP. Кристаллы KTP не могут быть получены из собственных расплавов, так как они плавятся с разложением при температуре выше 1150 °С. Поэтому для получения этих кристаллов используются растворные методы выращивания – гидротермальный и раствор-расплавный.

Впервые кристаллы KTP были выращены гидротермальным методом [3, 4]. По своим свойствам, в частности по ионной проводимости, они были лучше, чем кристаллы, полученные позднее раствор-расплавным методом. Однако малые скорости роста (доли миллиметра в сутки), трудности в осуществлении динамических режимов роста и сложности в управлении процессом из-за необходимости работы с автоклавами высокого давления и, в свою очередь, успехи в получении более совершенных кристаллов раствор-расплавной кристаллизацией в последующие годы привели к тому, что большинство кристаллов KTP выращивают раствор-расплавным методом [1].

Несомненные преимущества раствор-расплавного метода:

- большие скорости роста (до 1 мм в сутки);
- работа с открытым тиглем, которая позволяет на определенных стадиях процесса вводить в раствор-расплав мешалку для перемешивания раствор-расплава, пробные заправки для определения температуры насыщения, термопару для определения распределения температуры в объеме раствора расплава (тепловое поле в растворе-расплаве);
- простота в реализации динамических режимов вращения и вытягивания затравочного кристалла и отделение выросшего кристалла после окончания процесса роста.

Для выращивания кристаллов KTP нами использовалась одна из разновидностей раствор-расплавного метода, при котором в процессе роста затравка, опущенная в самую холодную приповерхностную часть раствор-расплава, медленно вытягивается и одновременно вращается реверсивно с соответствующим ускорением и замедлением. Рост идет за счет понижения температуры расплава. Ниже температуры насыщения раствор-расплав становится пересыщенным, и на затравке, размещенной в самой холодной части раствора расплава (приповерхностная область) проходит кристаллизация.

Процесс выращивания начинается с приготовления раствор-расплава. Исходные реактивы особой чистоты, выпускаемые промышленно в виде солей KH_2PO_4 , K_2HPO_4 и оксида TiO_2 , в определенной пропорции загружаются в платиновый тигель и расплавляются.

В результате химических реакций в раствор-расплаве при температурах 1000÷1100 °С образуется ненасыщенный раствор KTiOPO_4 в растворителе K_2O , $\text{K}_4\text{P}_2\text{O}_7$ или KPO_3 , $\text{K}_4\text{P}_2\text{O}_7$ в зависимости от соотношений исходных реактивов.

После приготовления раствор-расплава тигель с раствор-расплавом помещают в ростовую печь с определенным распределением температуры (тепловым полем), в раствор-расплав помещают пла-

тиновую мешалку и проводят вымешивание в течение нескольких суток для получения гомогенного, насыщенного раствор-расплава. Затем производится измерение температуры по высоте раствор-расплава и с помощью пробных затравок определяется температура насыщения раствор-расплава.

Далее в раствор-расплав загружается основная затравка определенной формы и ориентации. В самом же процессе роста мы контролируем и изменяем несколько независимых параметров: скорость снижения температуры в раствор-расплаве; скорость вращения растущего кристалла и параметры реверсивного вращения; скорость вытягивания растущего кристалла. Кроме того, по весам, на которых непрерывно взвешивается растущий кристалл, контролируется вес растущего кристалла. Выбор большинства этих параметров традиционно проводился эмпирически и в ряде последующих экспериментов уточнялся и изменялся.

После проведения процесса роста, в течение которого температура раствор-расплава понижается на 70–80 °С, вращение растущего кристалла прекращается, кристалл поднимается над раствор-расплавом на 2 ± 3 мм, а температура раствор-расплава понижается со скоростью 20–30 °С/ч до комнатной температуры.

По разработанной нами методике были выращены кристаллы GTR-КТР (высокоомные кристаллы КТР) весом 300–320 г, размерами 35×60×110 мм по осям x , y , z соответственно. Полученные кристаллы разрезались на пластины Z -среза для измерения электрофизических характеристик кристаллов.

Измерение электропроводности кристаллов. Использование монокристаллов КТР в электрооптике ограничивается электрохромной деградацией кристаллов в электрических полях [5, 6]. Это связано с тем, что кристаллы КТР обладают высокой ионной проводимостью, что приводит при включении электрического поля к инжекции материала электродов в кристалл. Электропроводность кристаллов меняется в зависимости от приложенного напряжения.

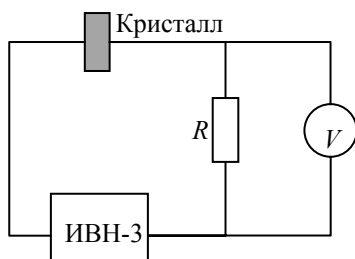


Рис. 1. Схема установки для измерения электропроводности кристаллов

Для измерения электропроводности кристалла нами использовалась установка, схема которой приведена на рис. 1.

Кристалл GTR-КТР толщиной 2 мм вдоль оси z с напыленными электродами помещался в специальный держатель. Постоянное напряжение питания подавалось от источника ИВН-3 и изменялось в процессе измерения от 500 до 2000 В с интервалом 100 В. Последовательно с кристаллом было включено сопротивление $R = 20$ МОм. Падение напряжения на сопротивлении измерялось ламповым вольтметром с входным сопротивлением 17 МОм. Результаты измерения электропроводности кристалла вдоль оси z в зависимости от приложенного к кристаллу напряжения приведены на рис. 2. Погрешность измерений не превышала 10%.

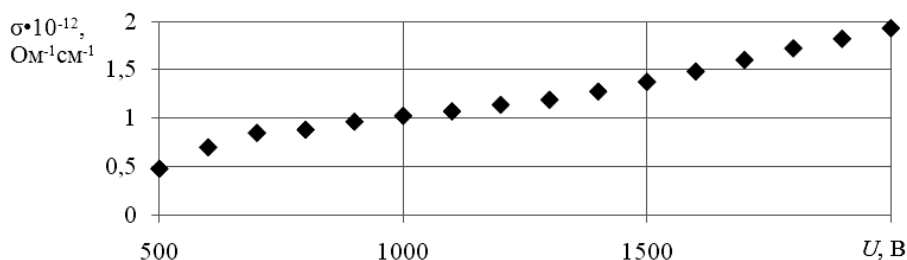


Рис. 2. Зависимость электропроводности кристалла GTR-КТР от приложенного напряжения

Как видно из приведенного графика, ионная проводимость σ кристалла GTR-КТР вдоль оси z в диапазоне 500–2000 В не превышает 2×10^{-12} Ом $^{-1}$ см $^{-1}$.

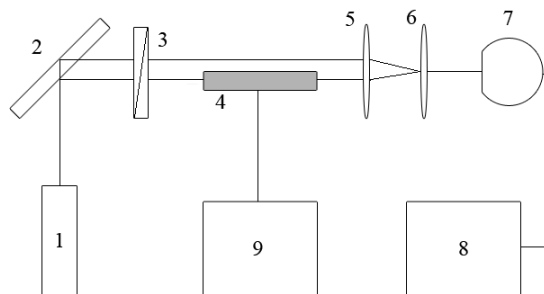
Измерение электрооптических коэффициентов кристаллов. В кристаллах КТР в матрице электрооптических коэффициентов содержится пять ненулевых компонент r_{13} , r_{23} , r_{33} , r_{42} и r_{51} . Электрооптические компоненты тензора электрооптических коэффициентов r_{ij} существенно различаются для различных направлений распространения света и ориентации его поляризации. Если внешнее электрическое поле имеет только компоненту E_z , волновая нормаль параллельна оси y кристалла, а поляризация света ориентирована по оси z , то наведенное полем двулучепреломление определяется

коэффициентом r_{33} . При ориентации поляризации света по оси x наведенное полем двулучепреломление определяется коэффициентом r_{13} .

Для измерения электрооптических коэффициентов кристалла была собрана экспериментальная установка, схема которой приведена на рис. 3.

Рис. 3. Установка для измерения электрооптических коэффициентов кристаллов:

- 1 – He-Ne лазер ($\lambda = 633$ нм); 2 – делительная пластинка; 3 – поляризатор; 4 – кристалл; 5 и 6 – собирающие линзы; 7 – видеокамера; 8 – компьютер; 9 – источник высоковольтного напряжения



В качестве источника излучения использовался He-Ne лазер с круговой поляризацией 1. Выходящий из лазера луч света делился пластинкой 2 на два параллельных пучка, один из которых проходил через кристалл 4. Линейная поляризация обоих световых пучков задавалась поляризатором 3. Измерения проводились с тремя кристаллами GTR-KTP размерами $2 \times 10 \times 2$ мм по осям x, y, z соответственно, вырезанных из одной були. Излучение лазера направлялось вдоль оси y кристаллов. Внешнее электрическое поле прикладывалось вдоль оси z с помощью металлических электродов, напыленных на кристалл. Электрическое поле задавалось источником высоковольтного напряжения 9 в диапазоне от 0 до 2000 В с дискретностью 100–200 В. В области сведения лучей образовывалась интерференционная картина, которая регистрировалась с помощью видеокамеры 7 и передавалась на персональный компьютер 8. Характер смещения интерференционной картины в зависимости от приложенного напряжения представлен на рис. 4.

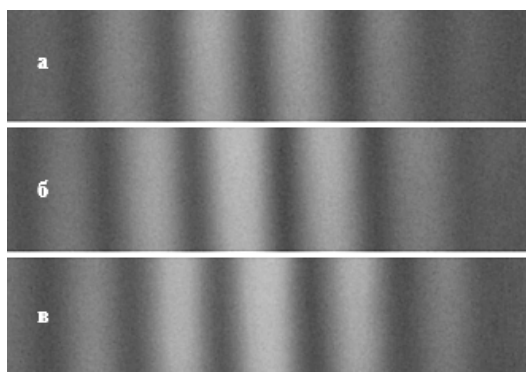


Рис. 4. Смещение интерференционной картины в зависимости от приложенного напряжения:
а – 0; б – 300; в – 600 В

Поляризация входящего в кристалл света была направлена либо вдоль оси x , либо вдоль оси z для измерения электрооптических коэффициентов r_{13} и r_{33} соответственно. Интерференционные картины обрабатывались по специальной программе, реализованной в среде MathCAD. Типичные зависимости смещения фазы интерференционной картины от приложенного напряжения представлены на рис. 5.

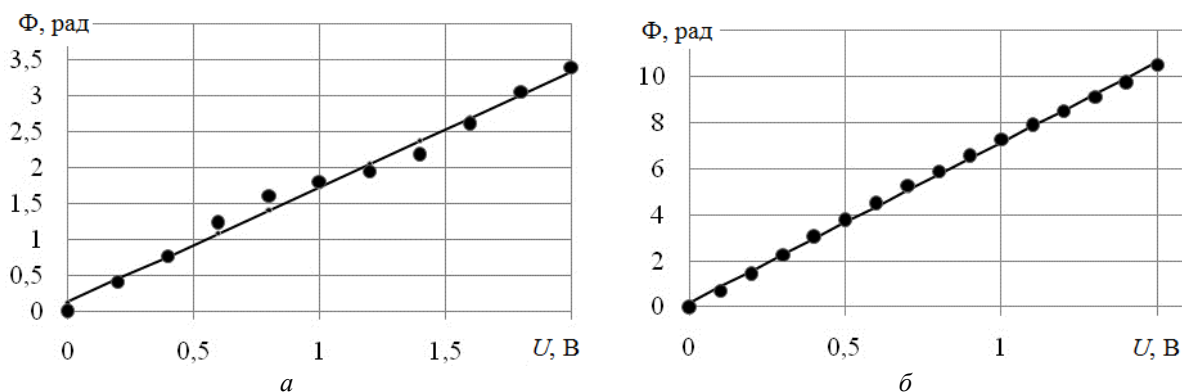


Рис. 5. Характерное смещение фазы интерференционной картины от приложенного к кристаллу напряжения: а – электрическое поле, приложенное вдоль оси x ; б – электрическое поле, приложенное вдоль оси y

Фазовая задержка, вносимая кристаллом, при поляризации света по осям x и z определяется по формулам:

$$\Delta\Phi_x = \frac{\pi \cdot n_x^3 r_{13}}{\lambda} \cdot U \cdot \frac{l}{d}, \quad (1)$$

$$\Delta\Phi_z = \frac{\pi \cdot n_x^3 r_{33}}{\lambda} \cdot U \cdot \frac{l}{d}, \quad (2)$$

где l – длина кристалла; d – толщина кристалла; n_x и n_z – показатели преломления для длины волны $\lambda = 633$ нм.

При расчете электрооптических коэффициентов r_{13} и r_{33} показатели преломления брались равными $n_z = 1,867$ и $n_x = 1,764$ [7]. Рассчитанные по формулам (1, 2) электрооптические коэффициенты составляли: $r_{13} = 9,031$ пм/В, $r_{33} = 39,11$ пм/В для первого образца; $r_{13} = 9,565$ пм/В, $r_{33} = 36,07$ пм/В для второго образца; $r_{13} = 9,244$ пм/В, $r_{33} = 37,44$ пм/В для третьего образца. Различие электрооптических коэффициентов образцов может быть связано как с погрешностями эксперимента, так и с неоднородностями були, из которой были вырезаны образцы.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы «Развитие научного потенциала высшей школы (2009–2010 годы)» и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (Гос. контракт № 02.740.11.0553).

Литература

1. Блистанов А.А. Кристаллы квантовой и нелинейной оптики: учеб. пособие для студентов. – М.: МИСИС, 2000. – 232 с.
2. Сорокина Н.И. Закономерные связи состав-структура-свойства в кристаллах семейства титанил-фосфата калия, установленные методами прецизионного рентгеноструктурного анализа: автореф. дис... д-ра хим. наук. – М., 2006. – 46 с.
3. Satyanarayan M.N., Deepthy A., Bhat H.L. Potassium titanyl phosphate and its isomorphs: growth, properties and applications // Critical Reviews in Solid State and Materials Sciences. – 1999. – Vol. 24, № 2. – P. 103–191.
4. Hydrothermal growth of KTP in the medium range of temperature and pressure / S.Q. Jia, H.D. Niu, J.G. Tan et al. // J. Crystal Growth. – 1990. – Vol. 99. – P. 900–904.
5. Применение модуляторов на кристаллах KTP в Nd:YAG-лазерах с высокой средней мощностью / В.А. Русов, В.А. Серебряков, А.Б. Каплун, А.В. Горчаков // Оптический журнал. – 2009. – Т. 76, № 6. – С. 6–7.
6. Электрохромный эффект в кристаллах титанат фосфата / В.В. Лемешко, В.В. Обуховский, А.В. Стоянов и др. // Укр. физич. журнал. 1986. – Т. 31, № 11. – С. 1747–1750.
7. Гурзядян Г.Г. Нелинейно-оптические кристаллы. Свойства и применение в квантовой электронике: справочник / Г.Г. Гурзядян, В.Г. Дмитриев, Д.Н. Никогосян. М.: Радио и связь, 1991. – 160 с.

Паргачёв Иван Андреевич

Аспирант каф. электронных приборов (ЭП) ТУСУРа
Тел.: 8-913-862-69-00
Эл. почта: underfin@mail.ru

Кулешов Юрий Валерьевич

Аспирант каф. ЭП ТУСУРа

Краковский Виктор Адольфович

Д-р техн. наук, директор ООО «Кристалл Т»

Серебренников Леонид Яковлевич

Канд. техн. наук, доцент каф. ЭП ТУСУРа

Мандель Аркадий Евсеевич

Д-р физ.-мат. наук, профессор каф. СВЧ ТУСУРа

Шандаров Станислав Михайлович

Д-р физ.-мат. наук, профессор, зав. каф. ЭП ТУСУРа

Пуговкин Алексей Викторович

Д-р техн. наук, профессор каф. ТОР ТУСУР

Шварцман Григорий Исаакович

Канд. техн. наук, доцент каф. ЭП ТУСУРа

Pargachev I.A., Krakowsky V.A., Serebrennikov L.Y., Mandel A.E.,
Shandarov S.M., Pugovkin A.V., Kuleshov U.V., Shvartzman G.I.

Growing and electro physical properties of GTR-KTP crystals

The high-resistance KTP crystals by the method of a solution in a melt were grown. The results of investigations of electrical conductivity and electro-optic coefficients of the grown crystals are represented. Measured electrical conductivity was $\sigma = 2 \cdot 10^{-12} \text{ Ohm}^{-1} \text{ cm}^{-1}$.

Keywords: KTP crystals, high-resistance KTP, electrical conductivity, electro-optic coefficient.

УДК 534.8

Ю.В. Кулешов, В.А. Краковский, Л.Я. Серебренников,
А.А. Тик, А.В. Пуговкин, Г.И. Шварцман

Выращивание и монодоменизация кристаллов семейства КТР

Рассмотрена методика выращивания кристаллов КТР. Предложена методика монодоменизации – послеростовой обработки пластин Z-среза кристаллов семейства КТР, позволяющая произвести поворот вектора спонтанной поляризации сегнетоэлектрических кристаллов в электрическом поле при температурах, близких к температуре фазового перехода (температуре Кюри). Описана методика химического травления пластин, позволяющая визуализировать доменную структуру кристаллов.

Ключевые слова: кристаллы семейства КТР, раствор-расплавная кристаллизация, химическое травление, монодоменизация.

Семейство кристаллов со структурой типа KTiOPO_4 (далее – семейство кристаллов КТР) весьма обширно и включает более 100 различных соединений с общей химической формулой $\text{MM}'\text{OXO}_4$, где $\text{M} = \text{K, Rb, Na, Cs, Tl, NH}_4$; $\text{M}' = \text{Ti, Sn, Sb, Zr, Ge, Al, Cr, Fe, V, Nb, Ta, Ga}$; $\text{X} = \text{P, As, Si, Ge}$, которые образуют ряд твердых растворов без существенных изменений структуры и относятся к классу нецентросимметричных кристаллов с пространственной группой симметрии $\text{Pna}2_1$ (точечная группа симметрии $\text{mm}2$).

Кристаллы КТР имеют орторомбическую структуру с 64 атомами в элементарной ячейке ($8 \times \text{KTiOPO}_4$) и параметрами решетки $a=12,814 \text{ \AA}$, $b=6,404 \text{ \AA}$ и $c=10,616 \text{ \AA}$ [1]. Кристаллическая структура КТР представляет собой трехмерный каркас из связанных вершинами титан-кислородных октаэдров и фосфор-кислородных тетраэдров. В каналах структуры, образованных цепочками октаэдров и тетраэдров, размещаются ионы калия. Рентгеноструктурные исследования убедительно показали, что электрофизические свойства кристаллов КТР, в частности нелинейные и электрооптические, зависят от положения ионов Ti^{4+} в октаэдрах, а также ионов P^{5+} в тетраэдрах. Кристаллы КТР – суперионные проводники, и проводимость их определяется движением ионов калия в каналах структуры [1, 2].

Структурные свойства кристаллов, в свою очередь, зависят от чистоты исходных материалов, из которых синтезируются эти химические соединения – тройные оксиды калия, титана и фосфора, и способа получения их в монокристаллическом состоянии.

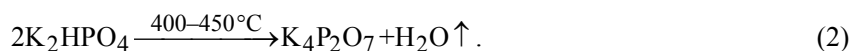
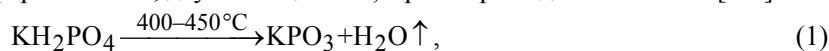
Выращивание кристаллов семейства КТР. Кристаллы семейства КТР разлагается при плавлении вблизи температуры $1150 \text{ }^\circ\text{C}$, так что выращивать эти кристаллы из расплава невозможно. Поэтому кристаллы семейства КТР могут быть выращены только из растворов. В настоящее время разработаны два метода выращивания этих кристаллов из растворов: гидротермальный и метод раствор-расплавной кристаллизации.

Гидротермальный процесс выращивания КТР требует температур порядка $600 \text{ }^\circ\text{C}$ в зоне растворения и $550 \text{ }^\circ\text{C}$ вблизи затравки и высоких давлений до $2,5 \cdot 10^4 \text{ Па}$. Скорости роста кристаллов составляют доли миллиметра в сутки [3].

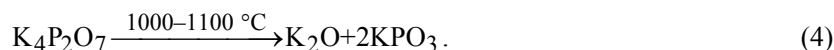
Более предпочтительным методом выращивания кристаллов семейства КТР является кристаллизация из раствора в расплаве легкоплавких солей и окислов (далее – раствор-расплав). В зависимости от состава раствор-расплава выращивание проводят в температурном интервале от 750 до $1030 \text{ }^\circ\text{C}$. Преимуществом процесса является то, что он идет при атмосферном давлении в открытых тиглях. Скорости роста качественных кристаллов составляют порядка одного миллиметра в сутки.

Для выращивания кристаллов КТР нами использовалась одна из разновидностей раствор-расплавного метода, при котором в процессе роста затравка, опущенная в самую холодную, приповерхностную часть раствор-расплава, медленно вытягивается и одновременно вращается реверсивно с заданным ускорением и замедлением. Рост идет за счет понижения температуры расплава. Ниже температуры насыщения раствор-расплав становится пересыщенным, и на затравке проходит кристаллизация.

Обычно в качестве растворителя для выращивания KTiOPO_4 используется бинарная система $\text{KPO}_3 - \text{K}_4\text{P}_2\text{O}_7$, получаемая из химических реактивов KH_2PO_4 (калий фосфорнокислый, однозамещенный) и K_2HPO_4 (калий фосфорнокислый, двухзамещенный) при нагреве до 400–450 °С [3-5]:



Кристаллообразующие окислы вводятся в раствор-расплав в виде KPO_3 и TiO_2 . Образование фазы KTiOPO_4 в растворе-расплаве проходит при температурах от 1000 до 1100 °С (в зависимости от состава раствора-расплава) по реакции



Состав раствора-расплава можно представить в виде двух фаз: KTiOPO_4 – «растворитель». В зависимости от соотношения трех компонентов (KPO_3 , $\text{K}_4\text{P}_2\text{O}_7$ и TiO_2) растворителем, например, может оказаться KPO_3 , $\text{K}_6\text{P}_4\text{O}_{13}$ ($2\text{KPO}_3 + \text{K}_4\text{P}_2\text{O}_7$), $\text{K}_4\text{P}_2\text{O}_7$ или $\text{K}_6\text{P}_2\text{O}_8$ ($\text{K}_2\text{O} \cdot \text{K}_4\text{P}_2\text{O}_7$). Отношение К:Р в этих растворителях изменяется от 1 до 3. Для уменьшения вязкости раствор-расплава и понижения температуры насыщения иногда в состав растворителя добавляют легкоплавкие окислы свинца или вольфрама (PbO , WO_3) и др.

Приготовление (наплавление) раствора-расплава и кристаллизацию проводят в платиновых тиглях. Процесс выращивания кристаллов можно разделить на несколько этапов:

- наплавление раствор-расплава;
- измерение температурного поля в раствор-расплаве;
- вымешивание раствор-расплава платиновой мешалкой;
- определение температуры насыщения с помощью пробной затравки;
- загрузка затравочного кристалла;
- процесс выращивания: рост кристаллов идет в режиме с понижением температуры раствор-расплава; затравочный кристалл вращается реверсивно и одновременно вытягивается с заданной скоростью по определенной программе;
- отделение выращенного кристалла от раствор-расплава, охлаждение с заданной скоростью.

Весь процесс выращивания кристалла весом 300÷550 г занимает 70÷80 сут. Кристаллы выращиваются на затравки, ориентированные по X (направление $[100]$) или Y (направление $[010]$) (рис. 1).

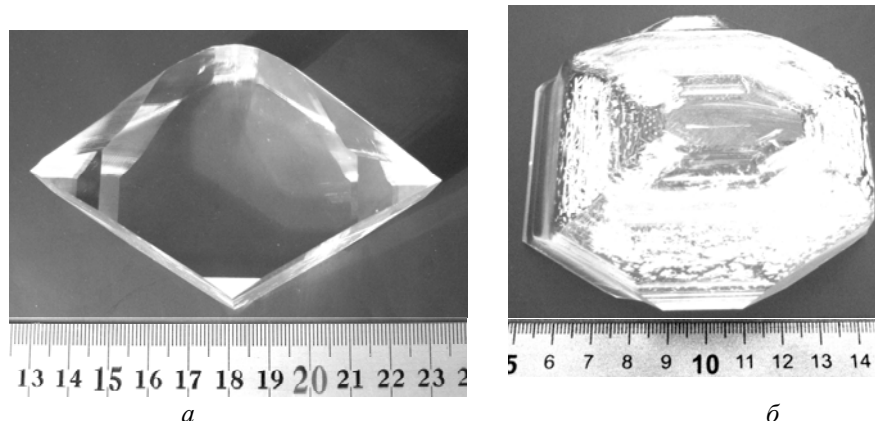


Рис. 1. Кристаллы КТР, выращенные в направлении Y (а) и в направлении X (б)

Монодоменизация кристаллов семейства КТР. Процесс монодоменизации кристалла можно разделить на четыре этапа.

На первом, подготовительном, этапе образец (Z -пластину, вырезанную из кристалла) с двух сторон покрывают спиртовой суспензией кристалла, растертого в ступке до размера зерен 5–10 мкм (суспензия KTiOPO_4 для пластин из монокристаллов KTiOPO_4 , суспензия RbTiOPO_4 – для RbTiOPO_4), и помещают между плоскими платиновыми электродами. Затем образец устанавливают в термический блок, регулировка температуры в котором осуществляется прецизионным программным регулятором температуры.

На втором этапе температура в термическом блоке повышается со скоростью 50–60 °С/ч до температуры, на 20÷30 °С превышающей температуру Кюри кристалла (953 °С для кристаллов KTiOPO_4 , 775 °С – для RbTiOPO_4).

На третьем этапе процесса на пластину подается напряжение от источника постоянного тока. Величина напряжения зависит от геометрических размеров пластины и определяется экспериментальным путем, таким образом, чтобы плотность тока через образец не превышала 400÷450 мкА/см² для кристаллов KTiOPO_4 и для пластин из кристалла RbTiOPO_4 – 50÷60 мкА/см². Пластина выдерживается под током при этой температуре в течение 4÷6 ч.

На четвертом этапе процесса образец охлаждается со скоростью 30 °С/ч до температуры на 60–100 °С ниже температуры Кюри. Дальнейшее охлаждение ведут со скоростью 60 °С/ч, подачу напряжения прекращают по завершении охлаждения [4, 5].

Для выявления доменной структуры кристаллическую булю разрезают на Z-пластины, шлифуют. Шлифованные пластины подвергаются химическому травлению в водном растворе КОН и KNO_3 в соотношении 2:1 при температуре 80 °С. Экспериментальным путем было выявлено, что время травления пластин KTiOPO_4 составляет 60 мин, время травления пластин RbTiOPO_4 – 40 мин. После травления пластины отмывают проточной водой в течение 30 мин.

На рис. 2, 4, 6 представлены примеры доменной структуры, образовавшейся в процессе роста кристалла, на поверхности пластин (ростовая доменная структура). Доменная структура, полученная после монодоменизации этих пластин, показана на рис. 3, 5, 7. В результате химического травления часть поверхности Z-пластин остается матовой (шероховатой) в случае отрицательного заряда расположенного вблизи поверхности пластины (отмечены серым цветом на рисунках), или же становится прозрачной (гладкой) – в случае положительного заряда (отмечено белым цветом). Противоположные стороны пластин показаны на рисунках буквами «а» и «б».



Рис. 2. Ростовая доменная структура кристалла КТР, пластина № 1

Рис. 3. Доменная структура кристалла КТР, пластина № 1, полученная в результате монодоменизации

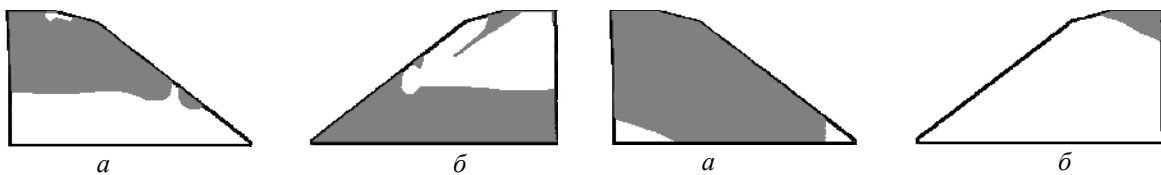


Рис. 4. Ростовая доменная структура кристалла КТР, пластина № 2

Рис. 5. Доменная структура кристалла КТР, пластина № 2, полученная в результате монодоменизации



Рис. 6. Ростовая доменная структура кристалла КТР, пластина № 3

Рис. 7. Доменная структура кристалла КТР, пластина № 3, полученная в результате монодоменизации

Заключение. По описанной выше методике выращены оптически прозрачные монокристаллы КТР без включений маточного раствора. Вес кристаллов достигал 525 г при выращивании из тигля, вмещающего 4500 г раствор-расплава.

Из монокристаллов изготовлены пластины Z-среза размером до 40×110 мм, толщиной до 13 мм. Подобраны режимы монодоменизации пластин, позволяющие получать монодоменные пластины.

Литература

1. Сорокина Н.И. Закономерные связи состав–структура–свойства в кристаллах семейства титанил-фосфата калия, установленные методами прецизионного рентгеноструктурного анализа: автореф. дис. ... д-ра хим. наук: 01.04.18. – М., 2006. – 46 с.
2. Структура и свойства монокристаллов титанил-фосфата калия, легированных оловом / О.Д. Кротова, Н.И. Сорокина, И.А. Верин и др. // Кристаллография. – 2003. – №6. – С. 992–999.
3. Блистанов А.А. Кристаллы квантовой и нелинейной оптики: учеб. пособие для студентов. – М.: МИСИС, 2000. – 431 с.
4. Патент 2382837 RU, МПК С30В33/04 (2006.01) С30В29/30 (2006.01). Способ поляризации монокристалла танталата лития / И.В. Бирюкова, М.Н. Палатников, В.Т. Калинин; заявлено 28.11.2008; опубликовано 27.02.2010.
5. United States Patent 5322588. Method for producing KTiOPO_4 single crystal / Habu Kazutaka (То-кью, JP), Okamoto Tsutomu (Kanagawa, JP), Aso Koichi (Kanagawa, JP) Tatsuki Koichi (Kanagawa, JP); Application Number: 07/921230; Publication Date: 06.21.1994; Filing Date: 07.29.1992.

Кулешов Юрий Валерьевич

Аспирант каф. электронных приборов (ЭП) ТУСУРа
Тел.: 8-962-790-75-61
Эл. почта: k_yuri_v@sibmail.com

Краковский Виктор Адольфович

Д-р техн. наук, директор ООО «Кристалл Т», г. Томск

Серебrenников Леонид Яковлевич

Канд. техн. наук, доцент каф. ЭП ТУСУРа

Тик Александр Августович

Конструктор ИСЭ СОРАН

Пуговкин Алексей Викторович

Д-р техн. наук, профессор каф. ТОР ТУСУРа

Шварцман Григорий Исаакович

Канд. техн. наук, доцент каф. ЭП ТУСУРа

Kuleshov Y.V., Krakowsky V.A., Serebrennikov L.J., Tik A.A., Pugovkin A.V., Schwartzman G.I.

Growth and single-domain state of KTP crystals

We investigated the method of growth of KTP crystals. In this paper we offer the technique of single-domain state – after-the-growth wafer processing Z-cut of KTP crystals, which allows to make the rotation vector of the spontaneous polarization of ferroelectric crystals in the electric field at temperatures close to Curie temperature. There described the technique for chemical etching of plates, which allows to visualize the domain structure of crystals.

Keywords: crystals of KTP, the flux crystallization, chemical etching, single-domain state.

УДК 534.8

И.А. Паргачёв, Ю.В. Кулешов, В.А. Краковский, Л.Я. Серебренников,
С.М. Шандаров, А.А. Тик, А.Е. Мандель, Г.И. Шварцман

Промышленное производство сегнетоэлектрических и ферромагнитных оксидных кристаллов и создание устройств на их основе

Рассмотрена технология выращивания кристаллов КТР. Приведены свойства кристаллов КТР. Показаны перспективы использования высокоомных кристаллов КТР для электрооптики и нелинейной оптики. Приведены параметры элементов и устройств, производимых в ООО «Кристалл Т». Описаны свойства кристаллов феррогранатов и акустооптические устройства на основе кристаллов LiNbO_3 .

Ключевые слова: технология выращивания, высокоомный кристалл КТР, элементы нелинейной оптики и электрооптики, электрооптический модулятор, кристаллы феррогранатов, акустооптические устройства.

Компания ООО «Кристалл Т» была создана в особой экономической зоне (ОЭЗ) г. Томска с целью организации промышленного производства сегнетоэлектрических и ферромагнитных оксидных кристаллов и структур на их основе для нелинейной оптики, лазерной техники и СВЧ-электроники. За короткий срок компания, используя более чем сорокалетний опыт сотрудников Томского университета систем управления и радиоэлектроники (ТУСУР), прошла стадию НИОКР и приступила к промышленному производству нелинейно-оптических кристаллов, оптических элементов и функциональных устройств на их основе.



За четыре года в компании созданы: участок производства ростовых установок, лаборатория выращивания кристаллов (рис. 1), участок производства нелинейно-оптических элементов, оптическая лаборатория измерения и контроля параметров, участок нанесения проводящих и просветляющих покрытий.

Рис. 1. Установки для выращивания кристаллов методом раствор-расплавной кристаллизации

В настоящее время мы выходим со своей продукцией на российский и европейский рынки. Главной продукцией являются нелинейно-оптические (НО) и электрооптические (ЭО) элементы и устройства на основе кристаллов KTiOPO_4 (КТР).

Основные достоинства наших материалов – большое электрическое сопротивление и стойкость к оптическому повреждению, что наиболее важно при использовании кристаллов в современных лазерах высокой мощности. Кроме того, большие линейные размеры высококачественных монокристаллов позволяют изготавливать из них высокоапертурные элементы.

Технология выращивания кристаллов. Выращивание крупных и оптически однородных монокристаллов КТР очень важно для создания преобразователей частоты лазерного излучения, устройств электрооптического управления излучением и оптической параметрической генерации, а также других применений, таких как, например, изготовление пластин для формирования структур на полосовых доменах (РПКТР) и оптических волноводов.

Выращивание кристаллов семейства КТР проводится методом раствор-расплавной кристаллизации на ориентированные заправки при температурах 1100 ± 800 °С. Свойства кристаллов в большой степени зависят от химического состава раствора, температурно-временных и динамических

условий роста. В процессе роста тщательно контролируются и изменяются несколько независимых параметров:

- скорость снижения температуры раствора-расплава;
- скорость вращения растущего кристалла;
- параметры реверсивного вращения;
- скорость вытягивания растущего кристалла;
- непрерывно контролируется масса растущего кристалла.

Скорости роста высококачественных кристаллов не превышают 0,5–1 мм/сут в различных кристаллографических направлениях. Для получения кристаллов массой 400–600 г, процесс роста проходит в течение 60–70 дней [1]. Фотографии выращенных кристаллов представлены на рис. 2.



Рис. 2. Кристаллы КТР

Кристаллы семейства КТР и устройства на их основе. Кристаллы семейства КТР – эффективные нелинейно-оптические и электрооптические кристаллы для видимого и инфракрасного диапазона длин волн, имеющие относительно низкую стоимость. Эффективные нелинейно-оптические коэффициенты КТР на длине волны 1064 нм в 1,5 раза превышают соответствующие нелинейно-оптические коэффициенты ВВО [2]. Выращивание кристаллов семейства КТР на затравках, ориентированных в определенных кристаллографических направлениях, дает возможность получать полезный объем выращиваемого монокристалла 50×50×50 мм. При этом размер кристалла вдоль отдельных осей может достигать 100 мм и более миллиметров. Кристаллы, выращенные по такой технологии, имеют высокое электрическое сопротивление $10^{11} \div 10^{12}$ Ом×см. Экспериментальные исследования по генерации второй гармоники (SHG) излучения Nd:YAG лазера с длиной волны 1064 нм показали высокую стойкость монокристаллов КТР к оптическому повреждению, которая составляет величину 3000 МВт/см² для импульсного излучения с длительностью импульса 10 нс и частотой повторения 1 кГц. Элементы, изготовленные из кристалла КТР, представлены на рис. 3.

Электрооптические внутрирезонаторные затворы (ячейка Покельса) на основе двух высокоомных кристаллов КТР предназначены для управления добротностью резонатора Nd:YAG лазера на длине волны 1064 нм с диаметром пучка до 8 мм. Технические характеристики устройств соответствуют требованиям большинства производителей лазеров с ЭО-модуляцией излучения (таблица). Активные элементы ЭО-затвора обладают высоким омическим сопротивлением, высокой лучевой прочностью и низкими оптическими потерями. ЭО-затвор может поставляться в комплекте с импульсным высоковольтным драйвером, обеспечивающим передний фронт отпирающего импульса не более 20 нс. Конструкция затвора обеспечивает точную ориентацию активных элементов в трех плоскостях [3].

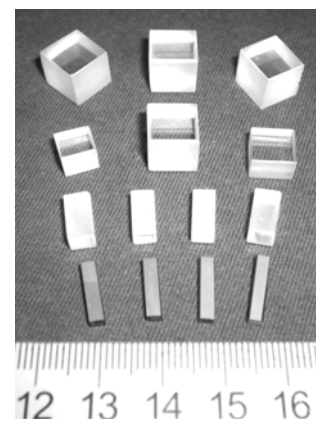


Рис. 3. Элементы из кристаллов КТР

Технические характеристики кристаллических элементов

Размеры (мм)	2×2×10, 4×4×10, 6×6×10, 8×8×10
Непараллельность торцов	Не более 15 угловых секунд
Качество обработки торцов кристаллов	Не хуже $\lambda/4$ для $\lambda = 0,6328$ мкм
Отражение от просветленной поверхности	$\geq 0,15\%$
Лучевая прочность	3000 МВт/см ²
Удельная электропроводность	$10^{11} \div 10^{12}$ Ом ⁻¹ ×см ⁻¹



Рис. 4. Установка для выращивания монокристаллов феррогранатов

Кристаллы феррогранатов. В ООО «Кристалл Т» начаты работы по созданию производственной базы для выращивания кристаллов феррогранатов, разработаны установки (рис. 4). Ниже приведены свойства этих кристаллов.

Монокристалл железо-иттриевого граната (ИЖГ) – $Y_3Fe_5O_{12}$.

Параметры кристалла:

- намагниченность насыщения – 1750 Гс;
- температура Кюри – 275 °С;
- ширина линии ферромагнитного резонанса (ФМР) – 0,35 Э. Измерения линии ФМР проведены на сферических образцах размером $\sim 0,5 \div 1$ мм на частотах 9 и 5 ГГц.

Монокристалл иттрий-железо-галлиевого граната (ИЖГГ) – $Y_3Fe_{5-x}Ga_xO_{12}$, где $0,2 < x < 1,2$. В зависимости от степени замещения галлием железа:

- намагниченность насыщения – $1500 \div 200$ Гс;
- температура Кюри – $245 \div 125$ °С;
- ширина линии ферромагнитного резонанса (ФМР) – $0,6 \div 1$ Э.

Измерения линии ФМР проведены на сферических образцах размером $\sim 0,5 \div 1$ мм на частотах $0,6 \div 9$ ГГц.

Кристаллы выращены на затравку из раствора-расплава $Y_2O_3-Fe_2O_3-Ga_2O_3-BaO-B_2O_3$ в управляемых режимах роста.

Акустооптические устройства. Коллектив компании имеет 40-летний опыт работы в области акустооптики (АО). Нами были разработаны и внедрены в серийное производство:

- лазерные АО-устройства анализа радиосигналов для комплекса пассивной радиолокации;
- панорамные приемники – частотомеры СВЧ-диапазона;
- моноимпульсные анализаторы спектра и типа модуляции;
- акустооптические модуляторы на основе монокристаллов иодата лития, ниобата лития, парателлурита и др. – работающие в диапазоне частот $0,1 \div 4$ ГГц с полосой пропускания $0,02 \div 1$ ГГц.

Литература

1. Выращивание и монодоменизация кристаллов семейства КТР / Ю.В. Кулешов, В.А. Краковский, Л.Я. Серебренников и др. // Доклады ТУСУРа. – 2011. – № 2 (24), ч. 2. – С. 112–115
2. Блистанов А.А. Кристаллы квантовой и нелинейной оптики: учеб. пособие для студентов. – М.: МИСИС, 2000. – 232 с.
3. Электрооптические модуляторы лазерного излучения на основе высокоомных кристаллов КТР / И.А. Паргачёв, Л.Я. Серебренников, А.Е. Мандель и др. // Доклады ТУСУРа. – 2011. – № 2 (24), ч. 2. – С. 116–118.

Паргачёв Иван Андреевич

Аспирант каф. электронных приборов (ЭП) ТУСУРа
Тел.: 8-913-862-6900
Эл. почта: underfin@mail.ru

Кулешов Юрий Валерьевич

Аспирант каф. ЭП
Тел.: 8-909-547-4349
Эл. почта: k_yuri_v@sibmail.com

Краковский Виктор Адольфович

Д-р техн. наук, профессор каф. телекоммуникаций и основ радиотехники (ТОР) ТУСУРа, директор ООО «Кристалл Т»

Серебренников Леонид Яковлевич

Канд. техн. наук, доцент каф. ЭП

Шандаров Станислав Михайлович

Д-р физ.-мат. наук, профессор, зав. каф. ЭП

Тик Александр Августович

Конструктор, ИСЭ СОРАН, Томск

Мандель Аркадий Евсеевич

Д-р физ.-мат. наук, профессор каф. сверхвысокочастотной и квантовой радиотехники ТУСУРа

Шварцман Григорий Исаакович

Канд. техн. наук, доцент каф. ЭП

Pargachev I.A., Kuleshov Yu.V., Krakowsky V.A., Serebrennikov L.Ja., Shandarov S.M., Tik A.A., Mandel A.E., Schwartzman G.I.

Industrial production of ferroelectric and ferromagnetic oxide crystals and the creation of devices based on them

In the research we investigate the technology of KTP crystal growth and give the properties of KTP crystals. The prospects for the use of high resistance KTP crystals for electro-optics and nonlinear optics are shown. We list the parameters of elements and devices, produced by LLC «Crystal T». The properties of crystals ferrogarnet and acousto-optical devices based on LiNbO₃ crystal are described.

Keywords: technology of growing, high impedance KTP crystal, elements of nonlinear optics and electro-optics, electro-optic modulator, ferrogarnet crystals, acousto-optic devices.

УДК 621.378.325

И.А. Паргачёв, Л.Я. Серебренников, А.Е. Мандель,
В.А. Краковский, С.М. Шандаров, Г.И. Шварцман

Электрооптические модуляторы лазерного излучения на основе высокоомных кристаллов КТР

Представлены результаты исследований электрооптических модуляторов, основанных на высокоомных кристаллах KTiOPO_4 (КТР). Измеренное полуволновое напряжение модулятора для излучения с длиной волны $\lambda = 1064$ нм составило 600 В, для излучения с длиной волны $\lambda = 633$ нм – 340 В.

Ключевые слова: электрооптический модулятор, кристаллы КТР, высокоомный КТР, полуволновое напряжение, модуляция добротности.

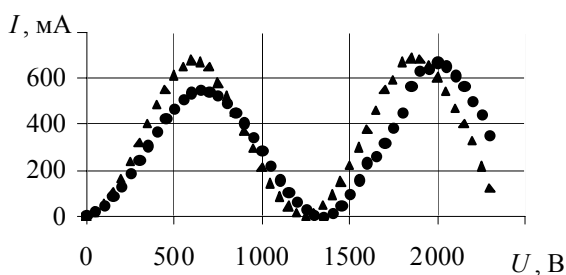
Кристаллы титанил-фосфата калия KTiOPO_4 (КТР) благодаря высоким нелинейно-оптическим и электрооптическим свойствам используются для электрооптической модуляции мощного лазерного излучения [1–4].

Кристаллы КТР обладают высокой оптической однородностью, низкими потерями и относительно высоким порогом оптического разрушения (превышает 600 МВт/см^2) [4]. Невысокие значения коэффициента электромеханической связи определяют низкий уровень «пьезозвона» при импульсном управлении, что позволяет использовать их для модуляции излучения в килогерцовом диапазоне частот [4]. Однако высокая ионная проводимость ($10^{-6} - 10^{-8} \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ вдоль оси z кристалла) ограничивает использование монокристаллов КТР в электрооптике из-за электрохромной деградации кристаллов в электрических полях [4, 5]. Так, при напряженности поля порядка $200\text{--}500 \text{ В/см}$ наблюдается поглощение света в приэлектродных областях, а при повышении напряженности до $1,0 \text{ кВ/см}$ происходит необратимое расширение областей интенсивного почернения с течением времени [4, 5].

В данной работе проведено исследование характеристик электрооптических модуляторов на основе высокоомных кристаллов КТР, обогащенных калием. Такие кристаллы имеют повышенные показатели порога оптической прочности (до 3 ГВт/см^2) и обладают низкой ионной проводимостью (порядка $10^{-11} - 10^{-12} \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$) [6].

Конструктивно экспериментальный образец модулятора был изготовлен на двух кристаллах КТР размерами $2,0 \times 2,0 \times 10,0$ мм. Оси z кристаллов были развернуты относительно друг друга на 90° (термокомпенсированная схема). Излучение в кристаллах КТР распространялось вдоль оси y , а управляющее напряжение прикладывалось вдоль оси z кристалла. Направление поляризации излучения составляло угол 45° с осями x и z . Для суммирования индуцированного набега фаз векторы напряженности управляющего поля в кристаллах имели противоположные направления.

Для каждого модулятора были подобраны два кристалла с близкими характеристиками пропускания излучения от приложенного управляющего напряжения (рис. 1). Для измерения характеристики пропускания кристаллов образец помещался между двумя скрещенными поляризаторами.



Интенсивность прошедшего кристалл излучения регистрировалась фотодиодом, подключенным к цифровому микроамперметру.

Рис. 1. Характеристика пропускания излучения от приложенного управляющего напряжения для двух подобранных кристаллов ($\lambda = 633$ нм)

На первом этапе исследований измерялось полуволновое напряжение модуляторов на длине волны $\lambda = 633$ нм. Оптическая схема установки для измерения полуволнового напряжения представлена на рис. 2. В качестве источника излучения использовался He-Ne лазер с круговой поляризацией I .

Модулятор 3 устанавливался между двумя скрещенными поляризаторами 2, 4. Управляющее напряжение подавалось от источника высоковольтного постоянного напряжения 5. Управляющее напряжение изменялось в диапазоне от 100 до 1200 В с дискретностью 20 В. Прошедшее кристалл излучение регистрировалось фотодиодом, подключенным к цифровому микроамперметру. Типичная зависимость интенсивности прошедшего модулятор света от прикладываемого напряжения приведена на рис. 3.

Рис. 2. Оптическая схема установки для измерения полувольтного напряжения модулятора:
1 – He-Ne лазер; 2, 4 – поляризаторы; 3 – модулятор;
5 – источник высокого напряжения;
6 – фотодиод; 7 – цифровой микроамперметр

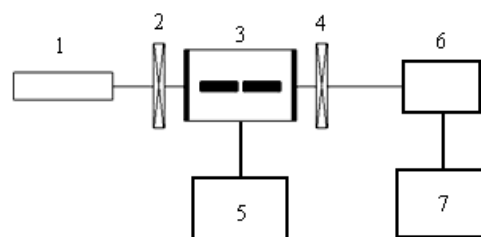
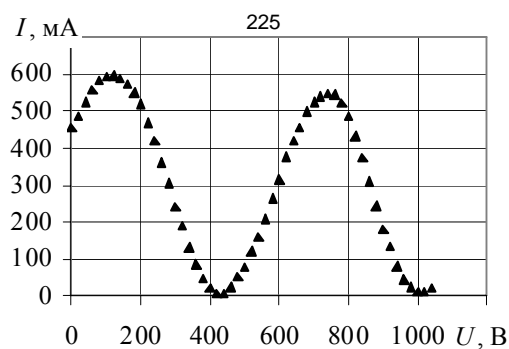


Рис. 3. Зависимость интенсивности прошедшего модулятор излучения ($\lambda=633$ нм) от величины управляющего напряжения



В наших экспериментах соотношения максимума и минимума прошедшего модулятор излучения составляло величину не менее 20 дБ. На основе проведенных экспериментов было определено полувольтное напряжение на длине волны $\lambda = 633$ нм, которое составило 340 В.

Для измерения полувольтного напряжения модулятора на длине волны $\lambda=1064$ нм была собрана экспериментальная установка, приведенная на рис. 4. В качестве источника излучения использовался Nd:YAG лазер, работающий в импульсном режиме 1. Частота следования импульсов составляла 10 кГц при длительностью импульса 10 нс. Излучение лазера было линейно поляризованным. В качестве анализатора использовалась поляризационная призма 4 установленная после электрооптического модулятора 2. Излучение регистрировалось с помощью болометра 5.

В экспериментах изменения постоянного управляющего напряжения осуществлялось в диапазоне 100–2000 В с интервалом 50 В. Типичная зависимость интенсивности прошедшего модулятор излучения от прикладываемого напряжения приведена на рис. 5. Из полученных зависимостей было определено полувольтное напряжение модулятора для излучения с длиной волны $\lambda = 1064$ нм, которое составило 600 В. Расчетное полувольтное напряжение для модулятора с высокоомными кристаллами КТР на длине волны $\lambda = 1064$ нм составило 618 В [7].

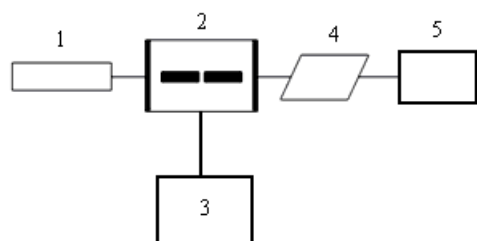


Рис. 4. Оптическая схема установки для измерения полувольтного напряжения модулятора:
1 – импульсный Nd:YAG лазер; 2 – модулятор;
3 – источник высокого напряжения;
4 – поляризационная призма;
5 – болометр L30A-SH-V1

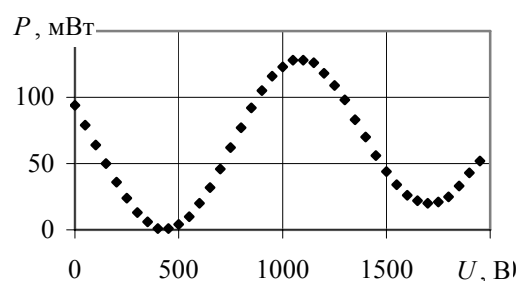


Рис. 5. Зависимость интенсивности прошедшего модулятор излучения ($\lambda=1064$ нм) от величины управляющего напряжения

Необходимо отметить, что модуляторы работали неограниченно долгое время без следов электрохромной деградации кристаллов.

Таким образом, результаты проведенных исследований показывают перспективность использования высокоомных кристаллов КТР в электрооптических модуляторах.

Работа выполнена при финансовой поддержке программ «Развитие научного потенциала высшей школы (2009–2010 годы)» и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (Гос. контракт № 02.740.11.0553).

Литература

1. Bierlen J.D. Potassium Titanyl Phosphate: Properties and New Applications / J.D. Bierlen, H. Vanherzeele // JOSA. B. – 1989. – Vol. 6, № 4. – P. 622–633.
2. Ebberts C.A. High Average Power KTiOPO₄ electrooptic Q-switch / C.A. Ebberts, S.P. Velsko // Appl. Phys. Lett. – 1995. – Vol. 67, № 5. – P. 593–595.
3. Roth M. Oxide Crystals for Electro-Optic Q-Switching of Lasers / M. Roth, M. Tseitlin, N. Angert // Glass Physics and Chemistry. – 2005. – Vol. 31, № 1. – P. 86–95.
4. Применение модуляторов на кристаллах КТР в Nd:YAG-лазерах с высокой средней мощностью / В.А. Русов, В.А. Серебряков, А.Б. Каплун, А.В. Горчаков // Оптический журнал – 2009. – Т. 76, № 6. – С. 6–7.
5. Электрохромный эффект в кристаллах титанат-фосфата / В.В. Лемешко, В.В. Обуховский, А.В. Стоянов и др. // Укр. физич. журнал. 1986. – Т. 31, № 11. – С. 1747–1750.
6. Кристаллы семейства КТР [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://crystal.ru/index.php/ru/productsru/24-crystals1ru>, свободный (дата обращения: 07.09.2011).
7. Ярив А., Юх П. Оптические волны в кристаллах: пер. с англ. – М.: Мир, 1987. – С. 303–310.

Паргачёв Иван Андреевич

Аспирант каф. электронных приборов (ЭП) ТУСУРа
Тел.: 8-913-862-69-00
Эл. почта: underfin@mail.ru

Серебренников Леонид Яковлевич

Канд. техн. наук, доцент каф. ЭП ТУСУРа

Мандель Аркадий Евсеевич

Д-р физ.-мат. наук, профессор каф. сверхвысокочастотной и квантовой радиотехники (СВЧ и КР) ТУСУРа

Краковский Виктор Адольфович

Д-р техн. наук, директор ООО «Кристалл Т»

Шандаров Станислав Михайлович

Д-р физ.-мат. наук, профессор, зав. каф. ЭП ТУСУРа

Шварцман Григорий Исаакович

Канд. техн. наук, доцент каф. ЭП ТУСУРа

Pargachev I.A., Serebrennikov L.Y., Mandel A.E., Krakowsky V.A., Shandarov S.M., Shvartzman G.I.

Electro-optic modulators of laser radiation on the basis of high-resistance KTP crystals

The results of investigations of electro-optic modulators based on high-resistance crystals KTiOPO₄ (KTP) are represented. The measured half-wave voltage of the modulator for laser radiation with a wavelength $\lambda = 1064$ nm was 600 V, for laser radiation with a wavelength $\lambda = 633$ nm – 340 V.

Keywords: electrooptic modulators, KTP crystals, high-resistance KTP, half-wave voltage, Q-switching.

УДК 621.378.325

И.А. Паргачёв, Ю.В. Кулешов, В.А. Краковский, Л.Я. Серебренников,
С.М. Шандаров, А.А. Тик, А.Е. Мандель, Г.И. Шварцман

Электрооптические модуляторы лазерного излучения на основе высокоомных кристаллов КТiОРО₄

Представлены результаты исследований электрооптических (ЭО) модуляторов, изготовленных из высокоомных кристаллов КТiОРО₄ (КТР), выращенных в ООО «Кристалл Т». Измерены коэффициенты контрастности и коэффициенты эллиптичности поляризации лазерного излучения, прошедшего через ЭО-модулятор в максимуме и минимуме характеристики пропускания. Исследована зависимость измеренных коэффициентов от направления вектора поляризации входящего оптического пучка в модулятор.

Ключевые слова: электрооптический модулятор, кристалл КТР, высокоомный кристалл КТР, коэффициент контрастности, коэффициент эллиптичности.

Появление высокоомных кристаллов КТiОРО₄ (КТР) позволило использовать их для создания электрооптических (ЭО) модуляторов. Высокоомные кристаллы КТР обладают высокой оптической прочностью (до 3 ГВт/см²), негигроскопичны, имеют хорошую термическую и механическую стабильность при обработке, что выделяет их из ряда электрооптических кристаллов, таких как кристаллы КДР, ВВО, LiNbO₃ и др. Ближайшим аналогом высокоомных кристаллов КТР по электрооптическим параметрам является изоморфный ему кристалл RTP. Однако синтез кристаллов RTP более дорогостоящий. Кроме того, кристаллы RTP обладают недостаточной механической стабильностью.

Для нормальной работы электрооптического модулятора удельная электропроводность элементов, из которых он состоит, не должна превышать $10^{-8} \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$, иначе в силу ионной проводимости кристаллов, при приложении высокого напряжения будет проявляться эффект электрохромной деградации материала. Удельная электропроводность исследуемых нами высокоомных кристаллов КТР лежит в пределах $10^{-11} - 10^{-12} \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$ [1–4].

Коэффициент эллиптичности поляризации пучка лазерного излучения. Основным параметром ЭО-модулятора является коэффициент контрастности, который в свою очередь определяется коэффициентами эллиптичности поляризации лазерного излучения, прошедшего через ЭО модулятор в максимуме и минимуме характеристики [5].

Для корректного измерения коэффициента эллиптичности поляризации лазерного излучения, прошедшего через ЭО-модулятор, необходимо, чтобы угол вектора поляризации входящего в модулятор луча относительно кристаллографических осей элементов модулятора соответствовал углу, при котором величина контрастности максимальна. Этот угол в реальном модуляторе из двух монокристаллических элементов может отличаться от теоретических 45° относительно осей Y и Z (свет распространяется вдоль оси X).

Для измерения коэффициентов эллиптичности была собрана экспериментальная установка по схеме, представленной на рис. 1.

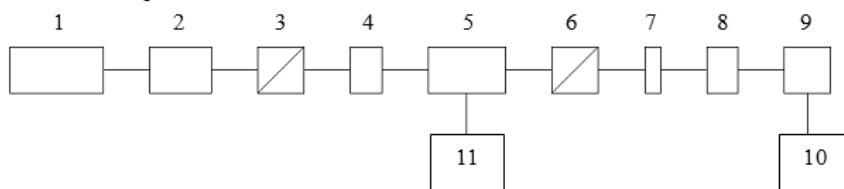
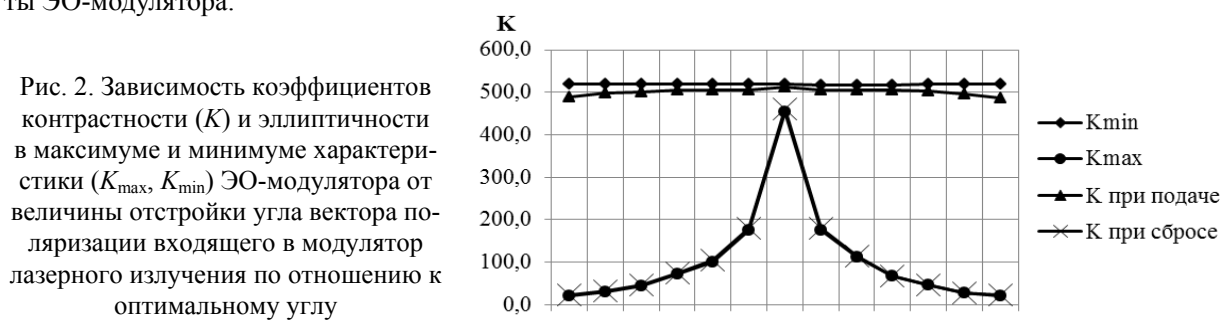


Рис. 1. Схема установки: 1 – лазер ($\lambda = 1064 \text{ нм}$); 2 – коллиматор; 3, 6 – призма Глана-Тейлора; 4, 8 – диафрагма; 5 – ЭО-модулятор; 7 – светофильтр; 9 – фотоприемник (ФД24-К); 10 – вольтметр (АКИП В-7-78/1); 11 – источник высокого напряжения (ИВН)

Во время настройки установки ЭО-модулятор вращается вокруг оптической оси с целью согласования направления вектора поляризации входящего оптического луча с оптимальным углом относительно кристаллографических осей модулятора. Отклонение от оптимального угла практически

не влияет на коэффициент эллиптичности в минимуме характеристики, однако коэффициент эллиптичности в максимуме характеристики, при отклонении на 1° , уменьшается на 60% (рис. 2). Коэффициент контрастности ЭО-модулятора в режиме работы, при котором приложенное управляющее напряжение открывает оптическую систему, по значению близок к коэффициенту эллиптичности в минимуме характеристики и слабо зависит от отклонения направления вектора поляризации входящего оптического пучка от оптимального угла. В режиме работы, при котором открытие оптической системы происходит при сбрасывании управляющего напряжения, по значению близок к коэффициенту эллиптичности в максимуме характеристики, вследствие чего отклонение направления вектора поляризации входящего оптического пучка от оптимального угла критично для такого режима работы ЭО-модулятора.



Измерения коэффициентов эллиптичности в минимуме характеристики пропускания производились на модуляторах с сечением элементов 6×6 мм и с сечением элементов 8×8 мм (рис. 3). Модулятор устанавливался в экспериментальной установке между скрещенными поляроидами (призмами Глана–Тейлора) в положение, при котором интенсивность проходящего призму (б) света минимальна, фиксировалось значение фототока на фотоприемнике (9). Далее призма (б) поворачивалась на 90° вокруг оптической оси и фиксировалось второе значение фототока на фотоприемнике. Отношение второго и первого значения фототока является коэффициентом эллиптичности в минимуме характеристики пропускания ($K_{\min} = I_2/I_1$).

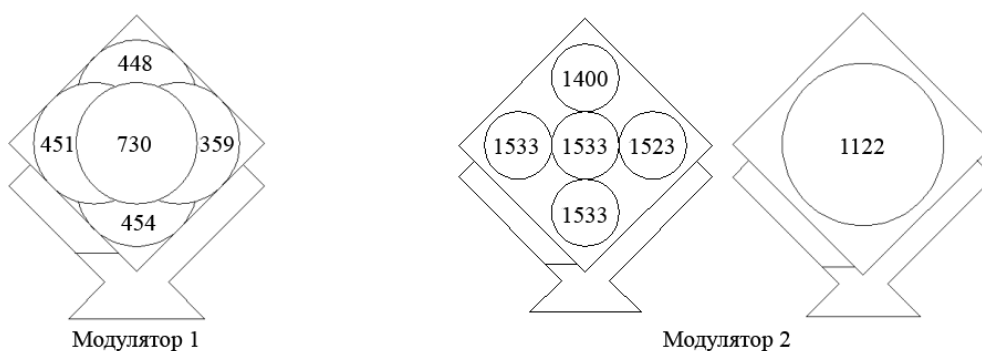


Рис. 3. Коэффициенты эллиптичности в сечении модулятора 1 (сечение элементов 6×6 мм, диаметр пучка 4 мм) и модулятора 2 (сечение элементов 8×8 мм, диаметр пучка 3 мм и 7 мм) в минимуме характеристики пропускания

При измерении коэффициентов эллиптичности в максимуме характеристики пропускания (рис. 4) модулятор устанавливался в экспериментальной установке, как при измерении коэффициентов эллиптичности в минимуме характеристики. К элементам прикладывалось полуволновое напряжение и фиксировалось значение фототока на фотоприемнике (9). Далее призма (б) поворачивалась на 90° вокруг оптической оси и фиксировалось второе значение фототока на фотоприемнике. Отношение первого и второго значения фототока является коэффициентом эллиптичности в максимуме характеристики пропускания ($K_{\max} = I_1/I_2$).

Все элементы вырезаны из одного кристалла, непараллельность оптических граней не превышает 15 угловых секунд. На оптические грани элементов нанесены просветляющие покрытия для длины волны $\lambda = 1064$ нм. При открытии оптической системы ЭО-модуляторы пропускали порядка 98% излучения. Максимальный угол отворота модуляторов от оптической оси не превышал 1° .

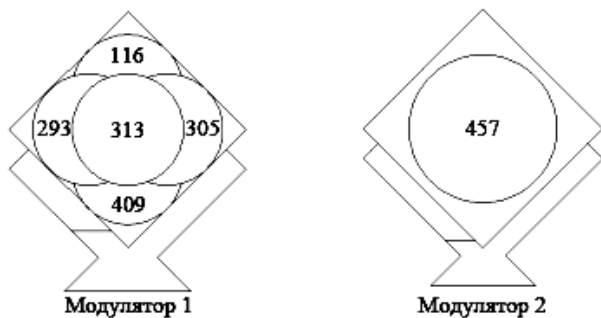


Рис. 4. Коэффициенты эллиптичности в сечении модулятора 1 (сечение элементов 6×6 мм, диаметр пучка 4 мм) и модулятора 2 (сечение элементов 8×8 мм, диаметр пучка 7 мм) в максимуме характеристики пропускания

Высокие коэффициенты эллиптичности в разных зонах элементов указывают на то, что высокоомные кристаллы КТР обладают достаточной однородностью для получения высоких характеристик ЭО-модуляторов с сечением элементов 6×6 и 8×8 мм по осям Y и Z соответственно. Значения контрастности всех исследованных модуляторов (сечением 4×4, 6×6 и 8×8 мм), при диаметре пучка, соответствующего эксплуатационному, не ниже 23 дБ как для режима модуляции при подаче управляющего напряжения, так и для режима модуляции при сбросе напряжения, что соответствует требованиям большинства производителей лазеров с ЭО-модуляцией излучения.

Конструкция модулятора. Как было сказано выше, для ЭО-модулятора на основе кристаллов КТР критично направление вектора поляризации входящего оптического пучка. Для возможности настройки положения элементов в оптической линейке был разработан корпус, позволяющий юстировать элементы в трех пространственных осях (рис. 5). Элементы вклеиваются токопроводящим клеем в оправу, позволяющую юстировать элементы между собой. Оправа с элементами фиксируется в сферическую часть конструкции, которая позволяет настраивать необходимые углы в оптической системе. Сфера в корпусе фиксируется прижимным кольцом.

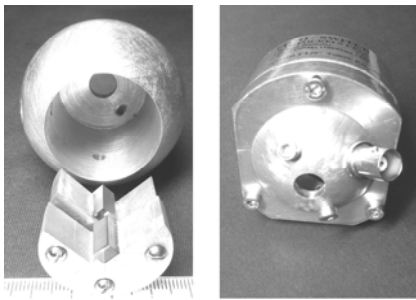


Рис. 5. Юстируемый корпус ЭО модулятора

Разработанная конструкция защищает элементы от механического воздействия. Разъем BNC, жестко закрепленный на корпусе, предотвращает отрыв контактов от элементов модулятора и позволяет производить модуляцию на больших частотах.

Литература

1. Электрооптические модуляторы лазерного излучения на основе высокоомных кристаллов КТР / И.А. Паргачёв, Л.Я. Серебренников, А.Е. Мандель и др. // Доклады ТУСУРа. – 2011. – Т. 24, № 2. – Ч. 2. – С. 116–118.
2. Применение модуляторов на кристаллах КТР в Nd:YAG-лазерах с высокой средней мощностью / В.А. Русов, В.А. Серебряков, А.Б. Каплун, А.В. Горчаков // Оптический журнал. – 2009. – Т. 76, № 6. – С. 6–7.
3. Электрохромный эффект в кристаллах титанат-фосфата / В.В. Лемешко, В.В. Обуховский, А.В. Стоянов и др. // Укр. физич. журнал. – 1986. – Т. 31, № 11. – С. 1747–1750.
4. Кристаллы семейства КТР [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://crystal.ru/index.php/ru/productsru/24-crystals1ru>, свободный (дата обращения: 11.09.2012).
5. ГОСТ Р 51036-97. Элементы электрооптические. Методы измерения электрооптических параметров [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://vsegost.com/Catalog/27/27712.shtml>, свободный (дата обращения: 11.09.2012).

Паргачёв Иван Андреевич

Аспирант каф. электронных приборов (ЭП) ТУСУРа
Тел.: 8-913-862-6900
Эл. почта: underfin@mail.ru

Кулешов Юрий Валерьевич

Аспирант каф. ЭП

Тел.: 8-909-547-4349

Эл. почта: k_yuri_v@sibmail.com

Краковский Виктор Адольфович

Д-р техн. наук, профессор каф. телекоммуникаций и основ радиотехники (ТОР) ТУСУРа,

директор ООО «Кристалл Т»

Серебренников Леонид Яковлевич

Канд. техн. наук, доцент каф. ЭП

Шандаров Станислав Михайлович

Д-р физ.-мат. наук, профессор, зав. каф. ЭП

Тик Александр Августович

Конструктор, ИСЭ СОРАН, Томск

Мандель Аркадий Евсеевич

Д-р физ.-мат. наук, профессор каф. сверхвысокочастотной и квантовой радиотехники ТУСУРа

Шварцман Григорий Исаакович

Канд. техн. наук, доцент каф. ЭП

Pargachev I.A., Kuleshov Yu.V., Krakowsky V.A., Serebrennikov L.Ja.,

Shandarov S.M., Tik A.A., Mandel A.E., Schwartzman G.I.

Electro-optic modulators of laser radiation on the basis of high-resistance KTiOPO₄ crystals

In the paper there are shown the results of investigations of electro-optic (EO) modulators, made of high-resistance KTiOPO₄ (KTP), crystals grown in LLC «Crystal T». We measured contrast ratio and axial ratio of the polarization of the laser beam passing through the EO modulator at the maximum and minimum transmission characteristics? and investigates the dependence of the measured coefficients on the direction of polarization of the input optical beam to the modulator.

Keywords: electro-optic modulator, KTP crystal, high-resistance KTP crystal, contrast ratio, ellipticity coefficient.

Учебное пособие

Актуальные проблемы науки и индустрии фотоники и оптоинформатики:
Сборник статей

Под ред. С.М. Шандарова, В.В. Шепелевича, В.М. Шандарова

Усл. печ. л. Препринт
Томский государственный университет
систем управления и радиоэлектроники
634050, г.Томск, пр.Ленина, 40