

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ
ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ

ГОСУДАРСТВЕННАЯ КОРПОРАЦИЯ ПО АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ
«РОСАТОМ»

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»

НАУЧНАЯ СЕССИЯ НИЯУ МИФИ-2010

СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ

Секция ФОТОНИКА И ИНФОРМАЦИОННАЯ ОПТИКА

Руководители секции:

ЕВТИХИЕВ Н.Н., д.ф.-м.н., профессор,

МАНЬКИН Э.А., д.ф.-м.н., профессор

Москва, 2010

СОДЕРЖАНИЕ

| | |
|--|----|
| МАКСИМЕНКО В.А. Генерация свободной и вынужденной волн на частоте второй гармонике в среде с записанной $\chi^{(2)}$ -решеткой..... | 7 |
| ЛОПАТИНА П.С., КРИШТОП В.В., СТРОГАНОВ В.И. Векторная электрооптика..... | 9 |
| КУДРЯВЦЕВА А.Д., ЧЕРНЕГА Н.В., ШЕВЧУК А.С. Опто-акустические эффекты в фотонных кристаллах..... | 11 |
| МАКАРЕВИЧ Т.В. Научный руководитель – МИШИНА Е.Д. Исследование спектров пропускания и отражения различных срезов трехмерного фотонного кристалла со структурой инвертированного опала..... | 13 |
| АНДРЕЕВ А.Л., ЩЕГЛОВИТОВ И.А. Управляемое электрическим полем рассеяние света в геликоидальных сегнетоэлектрических жидких кристаллах..... | 15 |
| САДЫКОВ Н.Р. Зависимость траектории спиновых частиц от поляризации..... | 17 |
| КАЗАНЦЕВА Е.В., МАЙМИСТОВ А.И., ОЖЕНКО С.С. Связанные уединенные волны в антинаправленном ответвителе состоящем из волноводов с положительным и отрицательным показателями преломления..... | 20 |
| МАКАРОВ Е.А. Научный руководитель – БЕСПАЛОВ В.Г. Генерация терагерцового излучения с использованием фемтосекундного лазерного филамента в сжатом водороде..... | 22 |
| МОИСЕЕНКО В.Н., ДЕРГАЧЁВ М.П., ШВАЧИЧ В.Г., ЕВЧИК А.В. Спонтанное параметрическое рассеяние света в нанокompозитах на основе синтетических опалов и нелинейно-оптических материалов..... | 24 |
| ВОЛОДИН В.Д., ДУДКИНА Т.Д., ЕГОРЫШЕВА А.В., МАКАШОВ М.Д. Свойства стекол на основе SrO-Vi ₂ O ₃ -V ₂ O ₃ системы..... | 26 |
| СИВАК А.В., ВЕЛИЧАНСКИЙ В.Л., ЗИБРОВ С.А., ИВАНОВ Д.В., ВАСИЛЬЕВ В.В. Двойной радио-оптический резонанс в алмазе..... | 28 |
| КУЛЯ М.С. Научный руководитель – БЕСПАЛОВ В.Г. Спектральное и временное развитие фемтосекундного фазомодулированного импульса при дифракции на щели..... | 30 |
| ФЕДИН М.А., ВИНОГРАДОВ А.В., УСПЕНСКИЙ Ю.А. Модификация вытекающих мод при вариациях поперечного профиля показателя преломления диэлектрического световода..... | 32 |

| | |
|---|----|
| КУЛЬЧИН Ю.Н., ВИТРИК О.Б., ДЫШЛЮК А.В., КУЧМИЖАК А.А. Исследование принципов апертурной спектральной ближнепольной оптической микроскопии с применением волоконно-оптического резонатора Фабри-Перо..... | 34 |
| КУЛЬЧИН Ю.Н., ВИТРИК О.Б., ДЫШЛЮК А.В., ГУРБАТОВ С.О. Метод мониторинга деформаций изгиба с применением волоконных световодов с низким значением приведенной частоты..... | 36 |
| СИТНИКОВ Н.Н., ШЕЛЯКОВ А.В. Волоконно-оптический датчик температуры..... | 38 |
| БАСИСТЫЙ Е.В., КОМОЦКИЙ В.А., СОКОЛОВ Ю.М. О точности измерения глубины рельефа периодических прямоугольных решеток лазерным зондированием..... | 40 |
| НОВОСЕЛОВ Е.В. Научный руководитель – БЕСПАЛОВ В.Г. Экспериментальное измерение интегрального коэффициента поглощения упаковочных материалов в диапазоне спектра 0,1-1,5 ТГц..... | 42 |
| АСТАПОВИЧ М.С., КОСОЛАПОВ А.Ф., АРХАНГЕЛЬСКИЙ А.Н., ПЛОТНИЧЕНКО В.Г. Калориметрический метод измерения коэффициента объемного поглощения света в высокочистых оптических материалах..... | 44 |
| КОРНЕЕВА Ю.П., ФЛОРЯ И.Н., КОРНЕЕВ А.А., ГОЛЬЦМАН Г.Н. Сверхпроводящий однофотонный детектор для дальнего ИК диапазона длин волн..... | 46 |
| АБРАМОЧКИН Е.Г., РАЗУЕВА Е.В., ВОЛОСТНИКОВ В.Г. Структурно устойчивые параксиальные гауссовы пучки в оптических системах первого порядка..... | 48 |
| СТАФЕЕВ С.С. Научный руководитель – КОТЛЯР В.В. Моделирование и экспериментальное исследование острой фокусировки лазерного излучения с помощью бинарных микроаксионов..... | 50 |
| КРАСНОВ А.В., ЛАВРОВ А.П. Сжатие ЛЧМ радиосигналов в акустооптическом процессоре. Моделирование работы процессора с применением пакета GLAD..... | 52 |
| МАСАЛЬСКИЙ Н.В. Влияние температурных воздействий на характеристики волноводного акустооптического коррелятора..... | 54 |
| ЕРШОВА А.В., ЗАХАРОВ Ю.Н. Восстановление реальной динамики процессов посредством сканирующей микроскопии..... | 56 |
| ПЕТРОВ Н.В. Научный руководитель – БЕСПАЛОВ В.Г. Метод цифровой спекл-фотографии для определения скоростей водных течений..... | 58 |

ПАВЛОВ А.В.

Подход к реализации правдоподобных рассуждений методом голографии Фурье.....60

ЕВТИХИЕВ Н.Н., ЗЛОКАЗОВ Е.Ю., ЛАХМАН К.В., МИШУЛИНА О.А., СЕВАЛЬНЕВ М.А., СТАРИКОВ Р.С.

Нейросетевая классификация контурных объектов по сигналам оптико-электронной схемы выделения инвариантных признаков.....62

ГРИЧУК Е.С., КРАСНОВА К.А., КУЗЬМИНА М.Г., МАНЬКИН Э.А.

Обработка изображений осцилляторными методами.....63

КОМПАНЕЦ И.Н., НЕЕВИНА Т.А.

Оптоэлектронный NxN коммутатор параллельного типа.....65

КАЙТУКОВ Ч.Б.

Использование многоуровневого фазового рельефа для создания визуальных эффектов в защитной голографии.....67

КЮБЕРИС А.А., ЗАХАРОВ Ю.Н.

Цветовые эффекты при наложении изображений составных объемных голограмм.....69

ЕФИМОВ Т.А., РОМАШКО Р.В.

Оптимальная система формирования динамической голограммы с минимальным временем отклика.....71

ЛОБЫНЦЕВА В.В., ЗАХАРОВ Ю.Н.

Применение цифровой голографии для исследования клеточных структур.....73

ЧЕРЁМХИН П.А., РОПЯНОЙ А.А., СТАРИКОВ С.Н.

Запись и восстановление цифровых голограмм Френеля.....75

КРАСНОВ В.В., КОННИК М.В., СТАРИКОВ С.Н.

Экспериментальная реализация метода оптического кодирования изображений с временным интегрированием.....77

БОРОДИН А.Н., ВАЖЕНИН А.Б., ВАЙЧАС А.А., МАЛОВ А.Н., НЕУПОКОЕВА А.В.

Влияние трехмерных оптических фильтров на характеристики оптической системы.....79

ЕВТИХИЕВ Н.Н., ЗЛОКАЗОВ Е.Ю., СТАРИКОВ Р.С., СТАРИКОВ С.Н., ШАУЛЬСКИЙ Д.В.

Реализация инвариантных корреляционных фильтров с линейным фазовым коэффициентом в схеме коррелятора Вандер Люгта: влияние бинаризации.....81

БЕКЯШЕВА З.С., ПАВЛОВ А.В.

Голографический предсказатель случайных процессов: влияние характеристик обрабатываемой реализации на точность предсказания.....82

ОДИНОКОВ С.Б., КОВАЛЁВ М.С., СОЛОМАШЕНКО А.Б.

Голографический прицел.....84

| | |
|---|-----|
| ЕВТИХИЕВ Н.Н., ЗЛОКАЗОВ Е.Ю., СТАРИКОВ Р.С., ШАУЛЬСКИЙ Д.В. Инвариантные корреляционные фильтры с линейным фазовым коэффициентом: влияние характеристик обрабатываемых изображений..... | 86 |
| РОДИН В.Г., СТАРИКОВ С.Н. Разработка итерационного метода бинаризации синтезированных голограмм с применением метода диффузии ошибки..... | 87 |
| МЕЛЕХОВ А.П., ЛАВРУХИН Д.В. Применение акустооптического метода для исследования влияния магнитного поля на свойства воды и водных растворов..... | 89 |
| ИВАНОВ С.И., ЛАВРОВ А.П., МОЛОДЯКОВ С.А., САЕНКО И.И. Двумерный оптоэлектронный процессор для обработки импульсов радиоизлучения пульсаров..... | 91 |
| МАНОВА Н.Н., КОРНЕЕВА Ю.П., КОРНЕЕВ А.А., ГОЛЬЦМАН Г.Н. Сверхпроводящий однофотонный детектор, интегрированный с оптическим резонатором..... | 92 |
| ЕЛЕЗОВ М.С., ТАРХОВ М.А., ДИВОЧИЙ А.В., ВАХТОМИН Ю.Б., ГОЛЬЦМАН Г.Н. Система регистрации одиночных фотонов в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах..... | 94 |
| АНТОНЫЧЕВА Е.А., КИРЕЕВА Н.М., СЮЙ А.В., СИДОРОВ Н.В., ЧУФЫРЕВ П.Г., ЯНИЧЕВ А.А. Сравнительные исследования фоторефрактивного рассеяния света в кристаллах ниобата лития стехиометрического состава..... | 96 |
| ЛИТВИНОВА М.Н., СТРОГАНОВ В.И., ГАРАНЬКОВА И.А. Интерференция расходящихся поляризованных лучей в электрооптическом кристалле LiNbO_3 | 99 |
| МАЛОВ А.Н., НЕУПОКОЕВА А.В., БОРОДИН А.Н. Исследование динамики микроструктуры жидкости при лазерном воздействии..... | 101 |
| ПАВЛОВ М.С., СЕТЕЙКИН А.Ю. Трехмерная модель распространения оптического излучения в биологических тканях с внутренними неоднородностями..... | 103 |
| МОИСЕЕНКО В.Н., ДЕРГАЧЁВ М.П., ШВАЧИЧ В.Г., ЕВЧИК А.В. Усиленное комбинационное рассеяние света в синтетических опалах, инфильтрованных диэлектриками, при широкополосном возбуждении..... | 105 |
| МОИСЕЕНКО В.Н., ДЕРГАЧЁВ М.П., ШВЕЦ Т.В., РОЩЕНКО О.Ф. Спектры флуоресценции лазерных красителей в синтетических опалах в условиях низкого диэлектрического контраста..... | 107 |
| ВЕДЕРНИКОВ М.С., ДУДКИНА Т.Д. Фотопроводимость кристаллов титаната висмута..... | 109 |
| КАЙТУКОВ Ч.Б. Влияние длины резонатора и магнитного поля на ориентацию поляризации неполяризованного лазера (He – Ne)..... | 110 |

НЕЧАЕВ А.В., САМАРИН Ю.Н.

Применение специальных волоконных световодов для повышения жёсткости точки в системах допечатной подготовки.....112

БАБИЧЕВА В.Е., ЛОЗОВИК Ю.Е.

Усиленное прохождение электромагнитной волны через металлическую пленку с субволновыми отверстиями.....113

В.А. МАКСИМЕНКО

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск

ГЕНЕРАЦИЯ СВОБОДНОЙ И ВЫНУЖДЕННОЙ ВОЛН НА ЧАСТОТЕ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ В СРЕДЕ С ЗАПИСАННОЙ $\chi^{(2)}$ -РЕШЕТКОЙ

В последние годы возрос интерес к вопросам частотного преобразования света на пространственно-периодических структурах. Одним из видов таких структур является решетка квадратичной нелинейности, записанная бигармонической накачкой в centrosymmetric среде. В предлагаемой работе анализируются пространственные зависимости интенсивности и фазы второй оптической гармоники, генерируемой на решетке квадратичной нелинейности. Рассматриваются особенности возбуждения и распространения свободной и вынужденной гармоник.

Теория генерации второй гармоники (ВГ) на решетке квадратичной нелинейности ($\chi^{(2)}$ - решетке) разрабатывалась многими авторами [1-4]. Однако проблема выполнения условий фазового синхронизма в этом случае в литературе освещена на наш взгляд недостаточно. Задачей нашей работы является нахождение поля ВГ, возникающей на $\chi^{(2)}$ - решетке и запись в явном виде зависимостей амплитуд свободной и вынужденной гармоник, а также фазы ВГ от расстояния.

Найдем зависимость поля ВГ от длины нелинейной среды L . В нижеприведенных формулах L играет роль расстояния от границы нелинейной среды до плоскости, в которой определяется амплитуда и фаза волны ВГ.

Полагаем, что квадратичная восприимчивость среды $\chi^{(2)}$ изменяется вдоль оси z (направления распространения излучения) по закону

$$\chi^{(2)} = \chi_0^{(2)} \cos \Delta k z \quad (1)$$

где $\Delta k = k_2 - 2k_1$; k_2 , k_1 – волновые числа для волны ВГ и для волны накачки, соответственно.

Для нахождения этой зависимости в приближении заданного поля используем метод интегрирования.

Приращение поля ВГ $dE_{2\omega}$ на бесконечно тонком слое нелинейной среды длиной L пропорционально dz .

$$\begin{aligned} dE_{2\omega} &\sim dz\chi^{(2)} \sin[2\omega t - 2k_1 z - k_2(L - z)] = \\ &= dz\chi^{(2)} \cos(2\omega t - k_2 L + \Delta k z). \end{aligned} \quad (2)$$

Чтобы получить результирующее поле ВГ проинтегрируем выражение (2) с учетом (1).

$$\begin{aligned} E_{2\omega} &= \int_0^L dE_{2\omega} \sim \chi_0^{(2)} \int_0^L \cos \Delta k z \sin(2\omega t - k_2 L + \Delta k z) dz = \\ &= \frac{1}{2} \chi_0^{(2)} \left[\frac{\sin \Delta k L}{\Delta k} \sin(2\omega t - 2k_1 L) + L \sin(2\omega t - k_2 L) \right]. \end{aligned} \quad (3)$$

Таким образом, поле ВГ можно представить в виде суммы двух волн: свободной (с волновым числом k_2) и вынужденной (с волновым числом $2k_1$) $E_{2\omega} = E'_{2\omega} + E''_{2\omega}$, где $E'_{2\omega}$ и $E''_{2\omega}$ – напряженности электрических полей вынужденной и свободной гармоник соответственно. Из (3) видно, что амплитуда вынужденной гармоники осциллирует с изменением L , в то время как амплитуда свободной гармоники линейно возрастает с увеличением L .

Чтобы получить зависимость результирующего поля ВГ от L , необходимо учесть интерференцию свободной и вынужденной гармоник.

$$E_{2\omega} \sim \frac{1}{2} \chi_0^{(2)} \sqrt{\frac{\sin^2 \Delta k L}{(\Delta k)^2} + \frac{L \sin 2\Delta k L}{\Delta k} + L^2 \sin^2 [2\omega t - \varphi(L)]}, \quad (4)$$

где $\varphi(L)$ определяет фазу волны ВГ.

$$\varphi(L) = \arctan \frac{\frac{\sin \Delta k L}{\Delta k} \sin 2k_1 L + L \sin k_2 L}{\frac{\sin \Delta k L}{\Delta k} \cos 2k_1 L + L \cos k_2 L}. \quad (5)$$

Таким образом, поле ВГ можно представить как одну волну со сложным образом изменяющейся фазой. Множитель в (4), независящий от t , является амплитудой $E_{02\omega}$ суммарного поля ВГ.

Список литературы

1. Farries M.C., Rassel P.S.J., Ferman M.E., Payne D.N. Electron. Lett., v.23, №7, 1987, p.322–324.
2. Stolen R.H., Tom H.W.K. Opt. Lett., v.12, №8, 1987, p.585–587.
3. Дьяконов М.И., Фурман А.С. Оптика и спектроскопия, т.79, №5, 1995, с.871–874.
4. Баранова Н.Б., Балтяшовский М.А., Зельдович Б.Я. Квант. Электрон., т.22, №7, 1995, с.666–668.

П.С. ЛОПАТИНА, В.В. КРИШТОП, В.И. СТРОГАНОВ

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск

ВЕКТОРНАЯ ЭЛЕКТРООПТИКА

Для модуляции оптического излучения в современных модуляторах требуется высокая степень коллинеарности оптических пучков. В работе показано, что это требование можно снять, при этом в анизотропных кристаллах при использовании для модуляции оптического излучения линейного эффекта Керра возможны векторные взаимодействия световых волн. В этом случае можно преобразовывать излучение по частоте (генерация суммарных частот) и одновременно управлять интенсивностью преобразованного излучения. Такие системы перспективны для преобразования излучения из инфракрасной области в видимую, например, для создания широкоапертурных электрооптических затворов для тепловых объектов.

Векторные взаимодействия световых волн достаточно хорошо исследованы в нелинейной оптике. В этом случае две или более световых волны (луча) попадают в нелинейный кристалл и пересекаются под определенными углами. В области пересечения образуется волна нелинейной поляризации на суммарной или разностной частотах, являющаяся источником оптического излучения на этих частотах. Волновой вектор рожденной волны, например, для второй оптической гармоники, направлен по диагонали параллелограмма, построенного на волновых векторах первоначальных волн. В связи со сказанным, такие взаимодействия пересекающихся лучей получили название векторных.

В электрооптике векторные взаимодействия не рассматривались, так как обычно при использовании для модуляции эффекта Поккельса присутствует одна оптическая (падающая) волна, которая за счет волны нелинейной поляризации порождает новую волну, выходящую из кристалла. Для реализации векторных взаимодействий необходимо наличие хотя бы двух падающих на кристалл оптических волн. Такая возможность имеется для электрооптического эффекта Керра, линейного по модулирующему полю.

Две световые волны с частотами ω_1 и ω_2 пересекаются под определенным углом α в электрооптическом кристалле с кубической нелинейностью (θ_{ijkl} – кубическая нелинейность кристалла). В области пересечения возникает волна нелинейной поляризации $P_i(\omega_1+\omega_2\pm\Omega)$, являющаяся источником излучения световой волны на частоте $(\omega_1+\omega_2\pm\Omega)$

$$P_i(\omega_1+\omega_2\pm\Omega) = \theta_{ijkl} E_j(\omega_1) E_k(\omega_1) E_l(\Omega), \quad (1)$$

где θ_{ijkl} – компонента тензора нелинейной восприимчивости,

обеспечивающая данный тип взаимодействия; E_j , E_k и E_l – напряженность электрического поля световых волн с частотами ω_1 , ω_2 и низкочастотного управляющего поля с частотой Ω ; индексы i , j , k , l (каждый) соответствуют кристаллофизическим осям x , y , z .

Для эффективного взаимодействия световых волн, описываемого выражением (1), необходимо выполнение условий фазового синхронизма

$$\mathbf{K}_l(\omega_1+\omega_2\pm\Omega) = \mathbf{k}_j(\omega_1) + \mathbf{k}_k(\omega_2) \pm \mathbf{k}_l(\Omega), \quad (2)$$

где \mathbf{K}_i , \mathbf{k}_j , \mathbf{k}_k и \mathbf{k}_l – волновые векторы световых волн и модулирующей волны на частотах $(\omega_1+\omega_2\pm\Omega)$, ω_1 , ω_2 , и Ω . Отметим, что частота управляющего – модулирующего поля Ω много меньше, чем ω_1 и ω_2 , в связи с чем $\mathbf{k}_l(\Omega) \ll \mathbf{k}_j(\omega_1)$, $\mathbf{k}_k(\omega_2)$, следовательно, выражение (2) может быть записано

$$\mathbf{K}_l(\omega_1+\omega_2\pm\Omega) = \mathbf{k}_j(\omega_1) + \mathbf{k}_k(\omega_2). \quad (3)$$

Возникает несколько неожиданная ситуация. Преобразование излучения (модуляция) осуществляется на кубичной нелинейности θ_{ijkl} , а условия фазового синхронизма из-за малости волнового вектора модулирующего низкочастотного поля достаточно выполнить только для оптических волн с частотами $(\omega_1+\omega_2\pm\Omega)$, ω_1 и ω_2 [1].

Возникают определенные требования к кристаллам, которые могут реализовать данное взаимодействие. Нужно, чтобы в кристалле имелись необходимые для взаимодействия компоненты тензора θ_{ijkl} . Компонента θ_{ijkl} должна быть такой, чтобы обеспечить модуляцию излучения с поворотом плоскости поляризации. В этом случае за счет оптической анизотропии кристалла можно выполнить условия фазового синхронизма. Например, если кристалл отрицательный, то возможно реализовать фазовый синхронизм для взаимодействий $oo-e$ и $oe-e$. В положительных кристаллах – для $ee-o$ и $oe-o$. Здесь два индекса (oo ; ee ; oe) соответствуют двум падающим на кристалл волнам (o – обыкновенная, e – необыкновенная волна), а третий индекс соответствует промодулированной, выходящей из кристалла волне.

Целесообразно, чтобы квадратичный процесс генерации гармоник, который является мешающим, в кристалле отсутствовал ($\chi_{ijk} = 0$). Системы такого типа перспективны для преобразования излучения из инфракрасной области в видимую, например, для создания широкоапертурных электрооптических затворов для тепловых объектов.

Список литературы

1. Строганов В.И., Рапопорт И.В., Криштоп В.В., Толстов Е.В. Электрооптический эффект Керра, линейный по модулирующему полю, Оптический журнал, т.70, №2, 2003, с. 74–76.

А.Д. КУДРЯВЦЕВА, Н.В. ЧЕРНЕГА, А.С. ШЕВЧУК
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

ОПТО-АКУСТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

В работе показано, что в искусственных опаловых матрицах и в нанокompозитах на их основе происходит эффективное преобразование лазерного излучения в акустические колебания кварцевых сфер, образующих матрицу.

Наноструктурированные объекты, в частности, фотонные кристаллы, продолжают оставаться объектом интенсивных исследований в самых разных областях науки: в фотонике, химии, биологии. Высокая локализация электромагнитного поля в наноструктурированных объектах может приводить к значительному увеличению нелинейного взаимодействия поля с веществом по сравнению с обычными средами, что приводит к возрастанию эффективности нелинейно-оптических процессов, происходящих при таком взаимодействии, и к появлению новых, неизвестных ранее, нелинейных эффектов. Так, недавно были обнаружены новые нелинейные эффекты: эффект фотонного пламени (ЭФП) [1] и новый вид вынужденного рассеяния света – вынужденное глобулярное рассеяние (ВГР) [2]. Наблюдалось также вынужденное комбинационное рассеяние света (ВКР) в наноструктурированных объектах. Одновременная локализация фотонов и фононов в периодических наноструктурах приводит к возрастанию эффективности фотон-фононного взаимодействия и открывает перспективы для использования таких материалов при создании акусто-оптических устройств. В настоящей работе была поставлена цель определить условия эффективного возбуждения вынужденных рассеяний света в трехмерных фотонных кристаллах и показать влияние параметров запрещенной фотонной зоны на процесс их генерации. Исследовались опаловые матрицы, состоящие из плотно упакованных сфер аморфного кварца с диаметром от 200 до 320 нм. Заполняя полости между кварцевыми сферами в опаловых матрицах жидкостями с различными показателями преломления, можно эффективно управлять параметрами стоп-зоны. В качестве источника возбуждения вынужденных рассеяний (ВР) использовался рубиновый лазер (длина волны генерации – 694.3 нм, длительность импульса 20 нс; максимальная энергия в импульсе 0.3 Дж).

Исследовались спектры ВГР и ВКР. Процесс ВГР является результатом нелинейного взаимодействия импульсного лазерного

излучения и собственных акустических колебаний кварцевых сфер, образующих синтетическую опаловую матрицу. Экспериментально эффект проявляется в появлении в спектре прошедшего образца и отраженного от образца излучения линий в стоксовой области со смещением относительно возбуждающего излучения порядка нескольких десятых см⁻¹, определяемым собственными частотами колебаний кварцевых глобул, лежащими в гигагерцовом диапазоне. Порог возникновения эффекта и число линий зависят от состава образца, энергии возбуждения и температуры вещества. Эффективность преобразования возбуждающего излучения в ВГР достигает 40 %. При понижении температуры до 77 К порог ВГР понижается в 3 раза, а число компонент возрастает.

При заполнении опаловой матрицы нитробензолом наблюдалось ВКР в нитробензоле с эффективностью преобразования примерно в 20 раз большей, чем в чистом нитробензоле. Пороговое значение интенсивности лазерного излучения составило величину 0.1 ГВт/см². Увеличение плотности мощности накачки приводило к появлению в спектре ВКР второй стоксовой компоненты. При понижении температуры образцов до температуры жидкого азота эффективность преобразования возбуждающего излучения в ВКР возрастала. Во всех исследованных образцах ВКР могло возбуждаться только в том случае, когда частота возбуждающего лазерного излучения располагалась вблизи высокочастотного края запрещенной зоны, а частота первой стоксовой компоненты – вблизи низкочастотного края. В этом случае длина волны, соответствующая центру запрещенной фотонной зоны, расположена между величинами длин волн лазерного излучения и первой стоксовой компоненты ВКР.

Результаты, полученные в работе, демонстрируют возможность эффективного преобразования импульсного светового излучения в акустические колебания наносфер, образующих опаловую матрицу, с частотами, расположенными в гигагерцовом диапазоне. Частоту колебаний можно целенаправленно изменять, варьируя свойства образцов.

Список литературы

1. Tcherniega N.V., Kudryavtseva A.D. Photonic flame effect, Journal of Russian Laser Research, v.27, N5, 2006, p.400-409.
2. Горелик В.С., Кудрявцева А.Д., Тареева М.В., Чернега Н.В., Шевчук А.С. Вынужденные рассеяния света в наноструктурированных средах, Сб. научн. тр. VII Межд. конф. «Лазерная физика и оптические технологии», т.1, 2008, Минск, с.272-275.

Т.В. МАКАРЕВИЧ

Научный руководитель – Е.Д. МИШИНА

*Московский государственный институт радиотехники, электроники и
автоматики (технический университет)*

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ ПРОПУСКАНИЯ И ОТРАЖЕНИЯ ИНВЕРТИРОВАННЫХ ОПАЛОВ В CST MICROWAVE STUDIO

Весьма актуальным в последнее время является исследование различных аспектов оптического отклика упорядоченных структур (фотонных кристаллов), обладающих конфигурационными резонансами, обусловленными в большей степени особенностями структурирования материала, нежели свойствами исходного материала. Для создания и исследования перспективных структур все более необходимым является их численное моделирование. Для того чтобы избежать технически сложных и дорогостоящих экспериментов, с помощью математических моделей мы определяем, в какой области спектра, для каких срезов фотонного кристалла эти эксперименты проводить наиболее эффективно.

В одной из последних публикаций, посвященных моделированию инвертированных опалов, поведение поля в таких структурах сводилось к взаимодействию электромагнитной волны с полым сферическим резонатором [1]. Эксперименты показали, что структура опала значительно сложнее. Поведение его спектров отражения о пропускания сильно зависит от формы поверхности, другими словами, величины среза [2].

Число слоев полистироловых сфер, а следовательно, и толщина инвертированного опала варьировалась от 1 до 3. Полученные структуры исследовались методом эллипсометрии, при угле падения излучения 15°. Измерения проводились для 4 различных образцов. В первом никель осаждался на высоту 50% - 70% от диаметра сферы (будем его в дальнейшем называть N1), во втором - на 70% - 90% (N2). Также были получены спектры структур с 2.1 - 2.2 слоями (N3) и с 2.5 слоями (N4).

В программной среде CST Microwave Studio [3] (CST MWS) была создана модель неполного слоя фотонного кристалла со структурой

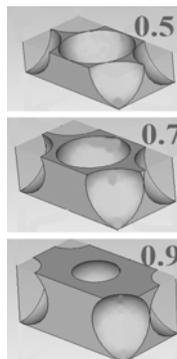


Рис. 1. Три различных среза модели фотонного кристалла со структурой инвертированного опала в программе CST MWS

инвертированного опала, имеющего гранецентрированную плотно упакованную решетку. Высота среза структуры изменялась от 0.5 до 0.9 с шагом 0.025 (рис.1). Рассчитанные данные сравнивались со спектрами, полученными для образцов N1, N2 методом эллипсометрии.

На рис.2 приведено сравнение экспериментальных спектров пропускания и отражения с рассчитанными. На спектрах можно заметить несколько характерных экстремумов. min 2 интересен тем, что при больших длинах волн образец перестает проявлять оптические свойства, характерные для фотонного кристалла, и ведет себя как сплошная среда.

Для образцов, толщиной от двух слоев и больше, пропускание становится пренебрежимо малым и спектры отражения для срезов одной кратности (например, 2.3, 3.3,..) практически совпадают. Для более тонких образцов в связи со значительным пропусканием и эффектами подложки спектры отражения для образцов с одинаковой кратностью среза сильно различаются.

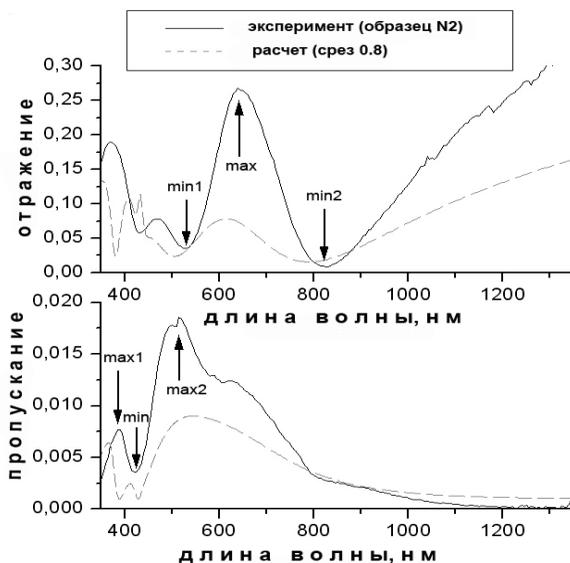


Рис. 2. Спектры отражения и пропускания экспериментального образца N2 рассчитанной структуры с высотой среза 0.8 от диаметра сфер.

Список литературы

1. Pokrovsky A.L., et al., Physical Review B, 71, 2005, 165114.
2. Xindi Yu Y.-J.L. Adv. Mater., 2007, 19, p.1689-1692.
3. Weiland T. A discretization method for the solution of Maxwell's equations for six-component fields, Electronics and Communication, v.31, 1977, p.116-120.

А.Л. АНДРЕЕВ¹, И.А. ЩЕГЛОВИТОВ

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,
¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва*

УПРАВЛЯЕМОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ РАССЕЯНИЕ СВЕТА В ГЕЛИКОИДАЛЬНЫХ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ

Рассматривается рассеяние света на динамической доменной структуре, которая возникает при нелинейном процессе переориентации директора в сегнетоэлектрических жидких кристаллах (СЖК) в переменном электрическом поле. Выбор оптимального режима электрического управления позволяет включать и выключать процесс рассеяния за $150\div 200$ мкс при напряженности поля 6 В/мкм, и, при определенном соотношении между амплитудой и длительностью знакопеременных импульсов управляющего напряжения, работать в бистабильном режиме.

В работе рассматривается процесс рассеяния на динамической доменной структуре, которая возникает при нелинейной деформации геликоида в жидких кристаллах смектического типа с сегнетоэлектрическими свойствами (СЖК) в переменном электрическом поле. Светорассеянием появляется после изменения знака поля и исчезает при увеличении напряженности поля, когда заканчивается формирование однородной структуры [1,2].

Эффективность светорассеяния (контрастное отношение) и светопропускание электрооптической ячейки в режиме переходного рассеяния определяются как частотой, так и амплитудой управляющего напряжения. При определенном соотношении между амплитудой и длительностью знакопеременных импульсов управляющего напряжения, упругой энергией геликоида и спонтанной поляризацией СЖК, процесс рассеяния имеет бистабильный характер [1].

Это означает, что оба оптических состояния структуры как с максимальным светопропусканием, так и с максимальной эффективностью светорассеяния, сохраняются в течении нескольких секунд после выключения электрического поля или до прихода импульса противоположной полярности (рис. 1).

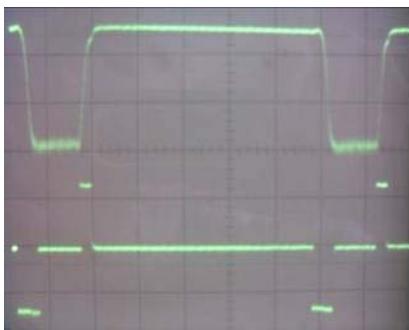


Рис. 1. Осциллограммы управляющего напряжения (внизу) и электрооптического отклика (вверху) при бистабильном режиме переключения. Управляющее напряжение: знакопеременные импульсы с амплитудой ± 80 В. Верхний уровень электрооптического отклика - рассеивающее состояние, нижний - пропускающее. Масштаб по оси x : 1 деление - 500 мкс. Толщина электрооптической ячейки 13 мкм. Шаг геликоида СЖК 0,45 мкм, спонтанная поляризация 150 нКл/см².

Рассеяние на динамической доменной структуре, которая возникает в процессе нелинейной деформации геликоида СЖК в переменном электрическом поле характеризуется не только высоким быстродействием (времена включения и выключения процесса рассеяния не превышают 150 мкс при напряженности поля 6 В/мкм) и хорошей эффективностью светорассеяния (контрастное отношение порядка 100:1), но и возможностью работать в бистабильном режиме, когда переключение электрооптического модулятора из пропускающего в рассеивающее состояние осуществляется при изменении полярности импульса управляющего напряжения.

Список литературы

1. Андреев А.Л., Бобылев Ю.П., Компанец И.Н., Пожидаев Е.П., Федосенкова Т.Б., Шошин В.М., Шумкина Ю.П. Управляемое электрическим полем рассеяние света в сегнетоэлектрических жидких кристаллах, Оптический журнал, т.72, №9, 2005, с.58-65.
2. Andreev A.L., Bobylev Yu.P., Fedosenkova T.B., Gubasaryan N.A., Kompanets I.N., Pozhidaev E.P., Shoshin V.M., Shumkina Yu.P. Ferroelectric liquid crystals as a material for volumetric displays, SID'05 Symposium Digest, v.36, Book 1, 2005, p.161-163.

Н.Р. САДЬКОВ

*Снежинский физико-технический институт (филиал) НИЯУ МИФИ,
Челябинская обл.*

ЗАВИСИМОСТЬ ТРАЕКТОРИИ СПИНОВЫХ ЧАСТИЦ ОТ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Показано, что с учетом поляризации задача определения параметров траектории спиновых частиц и параметров траектории пучка лучей в случае излучения сводится к вариационной задаче с высшими производными. Показано, что применительно к диссипативным солитонам оптический эффект Магнуса определяется как только спиральностью σ , так и топологическим индексом m (проекцией орбитального момента солитона на его траекторию). Установлена в неоднородной среде связь между оптическим эффектом Магнуса и неголономностью поля касательных к траектории единичных векторов. В пределе малых значений кривизны и кручения кривизна и кручение совместно с величиной проекции поляризации на траекторию определяют аналог 4-потенциала, а величина проекции поляризации на траекторию выполняет роль заряда в случае заряженной частицы.

В оптике для большого класса задач (см., например, [1]) векторное поле касательных к траектории единичных векторов образует голономное векторное поле $\mathbf{I} \cdot \text{rot} \mathbf{I} = 0$ [2] (нормальная конгруэнция [1], стр.154), где \mathbf{I} – касательный к траектории единичный вектор. Это приводит к тому, что можно провести к пучку лучей семейство ортогональных поверхностей, пересекающих каждую кривую под прямым углом. Такие ортогональные поверхности отождествляются с волновыми фронтами ([1], с.812) или волновыми поверхностями ([1], с.41). Условия голономности для \mathbf{I} приводит к тому, что в оптике имеет место инвариант Лагранжа ([1], с.155). Аналогичная ситуация возникает при движении заряженных частиц в стационарном электрическом поле. В этом случае существует обобщение инварианта Лагранжа ([1], с.805) (один из инвариантов Пуанкаре). Для таких заряженных частиц электрический потенциал однозначно определяет значение “показателя преломления” и существует довольно глубокая аналогия с обычной оптикой. При наличии магнитного поля обобщенный импульс заряженной частицы в магнитном поле содержит векторный потенциал, ротор от которого равен вектору магнитной индукции, что приводит к неголономности касательного к траектории векторного поля (к кривой конгруэнции ([1], с.154)). Поскольку учет поляризации в случае электромагнитного излучения приводит к

уравнению траектории пучка лучей [3], аналогичному уравнению движения заряженной частицы в магнитном поле. Уравнение в приближении геометрической оптики описывает оптический эффект Магнуса [3]. Роль “заряда” выполняет топологический заряд (знак циркулярной поляризации излучения), а величина “магнитного поля” будет определяться величиной кривизны траектории. Аналогичная ситуация возникает в случае электрически нейтральной спиновой частицы [4]. Поэтому исследованные в [3] эффекты влияния поляризации на параметры траектории охватывают класс неголономных касательных к траектории векторных полей.

В [3,4] для спиновых частиц показано, что действие в случае оптического эффекта Магнуса запишется

$$S = -\int (mc^2 d\tau + eA_i dx^i / c + \hbar A_{1,i} dx^i), \quad (1)$$

где $i = 0, 1, 2, 3$, $A_{1,i} = (\kappa_1, -\mathbf{A}_1)$, $\kappa_1 = -v(\mathbf{n}_1)\kappa / c$, v – скорость частицы, $|\mathbf{n}_1| = 1/2$, \mathbf{n}_1 – вектор поляризации частицы с полуцелым спином; κ – кручение траектории, $\mathbf{A}_1 = \mathbf{n}_1 \times \vec{\nabla}_\perp \ln n$, n – “показатель преломления”. В (1) будем рассматривать нерелятивистские скорости, (поляризационные эффекты в случае релятивистских скоростей малы (см. [4])).

В дальнейшем по аналогии с выводом уравнения траектории заряженной частицы из (1) в четырехмерных обозначениях получим

$$\frac{dp_i}{ds} = \frac{e}{c} F_{ij} \frac{dx^j}{ds} + F_{ij}^{(1)} \frac{dx^j}{ds}, \quad F_{ij} = \frac{\partial A_j}{\partial x^i} - \frac{\partial A_i}{\partial x^j}, \quad F_{ij}^{(1)} = \hbar \left(\frac{\partial A_{1,j}}{\partial x^i} - \frac{\partial A_{1,i}}{\partial x^j} \right), \quad (2)$$

где $p_i = (p^0, -\mathbf{p})$, $p_0 = p^0$, $\mathbf{p} = m\mathbf{v} / \sqrt{1 - \beta^2}$, $\mathbf{v} = v\mathbf{l}$, ds – интервал трехмерной длины в лабораторной системе координат.

Из (2) в случае нерелятивистских скоростей и при $\mathbf{A} = 0$ следует

$$P^0 = p^0 + eA^0 / c + \hbar \kappa_1 = const. \quad (3)$$

В этом случае κ_1 выполняет роль “потенциальной энергии”.

Для вывода уравнения траектории циркулярно поляризованного светового луча нельзя воспользоваться действием в виде (1). Воспользуемся теоремой ([5], с.311), в соответствии с которой свет движется по такой кривой, вдоль которой время движения имеет экстремум среди всех гладких кривых, а кривые являются геодезическими новой метрики. В этом случае уравнение движения (уравнение геодезической) с учетом циркулярной поляризации $\sigma = \pm 1$ и топологического индекса m запишется

$$\frac{du^\alpha}{ds} = -\Gamma_{\beta\eta}^\alpha u^\beta u^\eta, \quad g_{\alpha\beta} = \begin{cases} n^2, & \alpha = \beta, \\ 0, & \alpha \neq \beta, \end{cases} \quad u^\alpha = dx^\alpha / ds \quad (4)$$

где греческие индексы у тензоров равны 1,2,3; $ds = [g_{\alpha\beta} dx^\alpha dx^\beta]^{1/2} = n dl$.

По аналогии с (2) обобщим уравнение на четырехмерное пространство Минковского с учетом дополнительной 4-силы $F_{ik}^{(2)}$

$$g_{ij} \frac{dp^j}{dl} = -\Gamma_{i,jk} p^j \frac{dx^k}{dl} + p_i \frac{d \ln n}{dl} + F_{ik}^{(2)} \frac{dx^k}{dl}, \quad F_{ik}^{(2)} = \hbar \left(\frac{\partial A_{2,k}}{\partial x^i} - \frac{\partial A_{2,i}}{\partial x^k} \right), \quad (5)$$

где $k_2 = \omega / c$, $g_{00} = 1$, $p^i = \hbar k_2 n u^i$, $u^i = dx^i / ds$, $A_{2,k} = (\kappa_2, -\mathbf{A}_2)$, $p^i = (p^0, \mathbf{p})$, $p^0 = \hbar k_2 n$, $\mathbf{p} = \hbar k_2 n \mathbf{l}$; латинские индексы равны 0,1,2,3; $\kappa_2 = -(\sigma + m)\kappa$, κ – кручение траектории пучка лучей.

Из покомпонентной записи (5) получим систему уравнений

$$n \frac{d}{dl} \left(\frac{p^0}{n} \right) = \hbar n \frac{d(k_2)}{dl} = -\hbar \frac{d\kappa_2}{dl}, \quad \frac{d(k_2 n \mathbf{l})}{dl} = k_2 \bar{\nabla} n + \mathbf{l} \times \text{rot} \left(\frac{\mathbf{A}_2}{n} \right) - \frac{1}{n^2} \frac{d(n \mathbf{A}_2)}{dl} - \bar{\nabla} \kappa_2, \quad \mathbf{A}_2 = \frac{1}{2} n \hbar \mathbf{n}_2 \times \bar{\nabla} \ln n, \quad \mathbf{n}_2 = (\alpha \sigma + m) \mathbf{l}, \quad (6)$$

где при выводе (6) учтено $\mathbf{l} d\mathbf{A}_2 / dl = d(\mathbf{l} \mathbf{A}_2) / dl - \mathbf{A}_2 d\mathbf{l} / dl = 0$, $\mathbf{l} \mathbf{A}_2 = 0$.

При $\kappa_2 \neq 0$ из первого уравнения (6) получим (перекликается с (3))

$$n dk_2 / dl + d\kappa_2 / dl = 0, \quad k_2 = p^0 / (\hbar n) = \omega / c. \quad (7)$$

Задача определения параметров траектории поляризованного пучка лучей сводится к вариационной задаче с высшими производными. В оптическом эффекте Магнуса лагранжиан содержит производные от обобщенных координат до второго порядка включительно. Оптический эффект Магнуса (векторная часть 4-потенциала) определяется как спиральностью, так и топологическим индексом m (может проявляться в случае диссипативных солитонов). В случае поляризационных эффектов векторное поле \mathbf{l} не удовлетворяет условию голономности $\mathbf{l} \cdot \text{rot} \mathbf{l} = 0$ ([2], стр.11). В соответствии с (7) частота циркулярно поляризованного излучения зависит от частоты.

Список литературы

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики, М.: Наука, 1970, 855с.
2. Аминов Ю.А. Геометрия векторного поля, М.: Наука, 1990, 208с.
3. Садыков Н.Р., Теорет. и матем. физика, т.149, №1, 2006, с.65.
4. Садыков Н.Р., Теорет. и матем. физика, т.135, №2, 2003, с.280.
5. Дубровин Б.А., Новиков С.П., Фоменко А.Т. Современная геометрия. Методы и приложения, М.: Наука, 1986, 760с.

Е.В. КАЗАНЦЕВА¹, А.И. МАЙМИСТОВ, С.С. ОЖЕНКО
*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,
¹Московский государственный институт радиотехники, электроники и
автоматики (технический университет)*

СВЯЗАННЫЕ УЕДИНЕННЫЕ ВОЛНЫ В АНТИНАПРАВЛЕННОМ ОТВЕТВИТЕЛЕ СОСТОЯЩЕМ ИЗ ВОЛНОВОДОВ С ПОЛОЖИТЕЛЬНЫМ И ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ ПОКАЗАТЕЛЯМИ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

Рассмотрено распространение и взаимодействие связанных уединенных волн в ответвителе состоящем из двух волноводов, один из которых обладает нелинейными свойствами при положительном показателе преломления материала волновода, второй волновод состоит из поглощающего линейного материала имеющего отрицательный показатель преломления.

Два близко расположенных волновода с противоположными знаками показателя преломления обладают способностью поддерживать линейные волны, в спектре которых имеется запрещенная зона. По этой причине волноводная структура (называемая ответвителем) действует как отражатель – распределенное зеркало [1]. Волна входит в один из каналов и выходит обратно, но из другого канала. Таким образом, можно говорить об этом устройстве как об антинаправленном ответвителе [2], см. рис. 1.

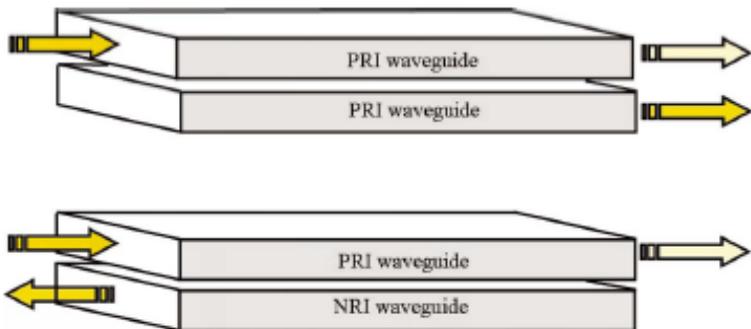


Рис. 1. Иллюстрация направленного и антинаправленного ответвителей.

Групповые скорости волновых пакетов, распространяющихся в антинаправленном ответвителе в отдельных волноводах, направлены в противоположные стороны, тогда как фазовые скорости имеют одинаковое значение и направление. Если несущая частота волны локализована в центре запрещенной зоны, то часть излучения отражается, часть проникает в глубину ответвителя, убывая почти экспоненциально. Увеличение мощности падающего импульса может привести к формированию связанного состояния двух импульсов, расположенных в соседних каналах и распространяющихся в нем как единое целое. Излучение волн из такого волнового пакета не возможно (или сильно, сильно подавлено), поскольку несущая частота находится в центре запрещенной зоны, а почти гармонические волны с частотами, близкими к несущей частоте, распространяться не могут. Это обычная причина устойчивости щелевых солитонов в одномерных периодических средах [3-5]. В рассматриваемом здесь антинаправленном ответвителе, в котором нет периодического в продольном направлении изменения свойств среды, долгоживущий волновой пакет устойчив благодаря щели в спектре гармонических волн и может быть назван щелевым солитоном. Здесь представлены результаты аналитического решения соответствующей системы уравнений связанных волн в двухканальном волноводе. Процесс формирования щелевого солитона и его устойчивое распространение демонстрируется численными расчетами [6]. Показано, что столкновение щелевых солитонов не приводит к их разрушению.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 09-02-00701-а, 07-02-00715а) и Федеральной целевой программы "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" на 2009-2013 годы.

Список литературы

1. Yariv A., Yeh P. Optical waves in crystals, New York, 1984.
2. Litchinitser N.M., Gabitov I.R., Maimistov A.I., Phys. Rev. Lett., 99, 2007, 113902.
3. Kivshar Y.S., Malomed B.A., Opt.Lett., 14, 1989, p.1365.
4. Trillo S., Wabnitz S., Stegeman G.I., IEEE J.Quant.Electron., QE-25, 1989, p.1907.
5. Maimistov A.I., Gabitov I.R., Litchinitser N.M., Optics and Spectroscopy, 104, 2008, p.253.
7. Kazantseva E.V., Maimistov A.I., Ozhenko S.O., Phys. Rev.A., 80, 2009, 043833.

Е.А. МАКАРОВ

Научный руководитель – В.Г. БЕСПАЛОВ

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики

ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ФИЛАМЕНТА В СЖАТОМ ВОДОРОДЕ

Проведены экспериментальные исследования формирования излучения различного спектрального состава при формировании фемтосекундного филамента. В качестве источника фемтосекундного лазерного излучения в эксперименте использовалась лазерная система, состоящая из задающего генератора, стретчера, 8-ми проходowego усилителя и временного компрессора. Излучение лазерной системы фокусировалось линзой с $f=100$ мм в кювету с сжатым до 20 атм. водородом. На выходе из кюветы спектр излучения анализировался спектрографом, средняя мощность ТГц излучения измерялась при помощи оптоакустического приемника. При образовании филамента в сжатом водороде нами зарегистрирована генерация: третьей гармоники, суперконтинуума, вынужденного комбинационного рассеяния, и ТГц излучения.

Известно, что при образовании протяженной фемтосекундной лазерной искры (филамента) происходит генерация излучения различного спектрального состава. Генерация ТГц излучения при фокусировке основной и второй гармоник фемтосекундного лазера в газах - один из самых новых способов генерации ТГц излучения [1], для появления которого необходимо наличие плазмы или оптического пробоя газа.

Целью данной работы являлось исследование возможности получения ТГц излучения при формировании фемтосекундного филамента в сжатом водороде. Параметры задающего генератора фемтосекундной системы были следующие: центральная длина волны генерации 800 нм, длительность одиночного импульса ~20фс, полуширина спектра 40 нм, частота следования импульсов 82 МГц, энергия одиночного импульса 2 нДж, средняя мощность излучения 150 мВт. На выходе фемтосекундной лазерной системы усиленные импульсы излучения имели следующие параметры - длительность 30...40 фс, ширина спектра излучения по половинному уровню интенсивности не менее 30 нм, энергия в одиночном лазерном импульсе до 2 мДж, диаметр пучка на выходе из компрессора по половинному уровню интенсивности 5 мм, расходимость излучения не хуже 10^{-3} рад, частота следования импульсов 50 Гц.

Излучение фемтосекундной лазерной системы фокусировалось линзой с $f=100$ мм в кювету с сжатым до 20 атм. водородом. Длина кюветы составляла 20 см, входное окно кюветы представляло собой линзу с фокусным расстоянием 10 см, а выходное, толщиной 1 см, было изготовлено из кварца и пропускало 50% излучения в диапазоне 0.1...1 ТГц. Фильтр исключал попадание на детектор опто-акустического приемника (ОАП) возбуждающего излучения накачки. Схема установки для генерации ТГц излучения с использованием оптического пробоя в водороде приведена на рис.1.

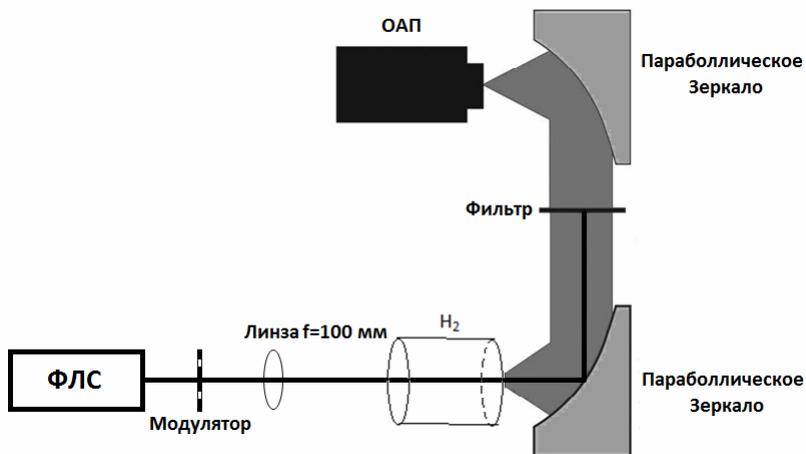


Рис.1. Схема установки для генерации ТГц излучения с использованием оптического пробоя в водороде.

Внутри кюветы со сжатым до 20 атм водородом при превышении энергии одиночного импульса 100 мкДж наблюдался лазерный филамент. Измерения спектра излучения показали наличие спектрального суперконтинуума, стоксовых и антистоксовых вращательных компонент ВКР. Наряду с данным излучением фиксировалось излучение в ТГц диапазоне приемником ОАП. Для выявления спектрального состава ТГц излучения необходимы дальнейшие измерения при помощи ТГц спектрографа.

Список литературы

1. Cook D.J., Hochstrasser R.M. Intense terahertz pulses by four-wave rectification in air, Opt. Lett., v.25, 2000, p.1210–1212.

В.Н. МОЙСЕЕНКО, М.П. ДЕРГАЧЁВ, В.Г. ШВАЧИЧ, А.В. ЕВЧИК
Днепропетровский национальный университет им. О. Гончара

СПОНТАННОЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ РАССЕЙНИЕ СВЕТА В НАНОКОМПОЗИТАХ НА ОСНОВЕ СИНТЕТИЧЕСКИХ ОПАЛОВ И НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

Исследованы спектры свечения фотонных стекол и кристаллов на основе синтетических опалов, инфильтрованных нелинейно-оптическими материалами LiIO_3 или $\text{Ba(NO}_3)_2$, при возбуждении излучением с $\lambda = 400$ нм. Установлены закономерности в спектрах вторичного излучения и дана их интерпретация в терминах спонтанного параметрического рассеяния света в пространственно-неоднородных средах.

Интерес к глобулярным фотонным стеклам и кристаллам на основе синтетических опалов связан с возможностью исследования закономерностей спонтанного излучения в области фотонной стоп-зоны, а также явлений квантовой оптики в пространственно-неоднородных средах в условиях, близких к условию $k \cdot L = 1$ (k – волновой вектор, L – средняя длина свободного пробега фотона). В последнем случае, возможны как эффекты слабой локализации фотона, так и возникновение связанных атомно-фотонных состояний. Для практических применений фотонные стекла и кристаллы являются базовым функциональным материалом фотоники. Получение совершенных глобулярных структур на основе синтетических опалов и широкие возможности модификации их оптических свойств путем инфильтрации веществами различной химической природы позволяет создавать на их основе новые регулярные и стохастические наноконпозиционные материалы с уникальными оптическими свойствами. Это позволяет как повысить эффективность традиционных источников излучения, так и создавать принципиально новые источники (random lasers) и преобразователи частоты света [1, 2].

Нами получены фотонные стекла и глобулярные фотонные кристаллы на основе диоксида кремния с диаметром глобул 255 нм – 275 нм. Инфльтрация образцов проводилась в подогретых водных растворах солей с последующим отжигом (595 °C для $\text{Ba(NO}_3)_2$, и 120 °C для LiIO_3). Возбуждение образцов осуществлялось светоизлучающим диодом Edixeon EDST-3LAX с $\lambda_{ex} = 400$ нм и средней мощностью 30 мВт. Измерения проводились в геометрии «на просвет». Вторичное излучение собиралось линзой с апертурой $\leq 0.17\pi$ ср в направлении $\langle 111 \rangle$ и анализировалось по спектральному составу спектрометром ДФС-12.

Измеренные спектры имели вид широкой слабо структурированной полосы в области 460 – 640 нм с явно выраженным максимумом для образцов с регулярной структурой. Во всех случаях имело место угловое распределение спектральной интенсивности. Распределение спектральной интенсивности было подобным для обоих наполнителей (рис. 1).

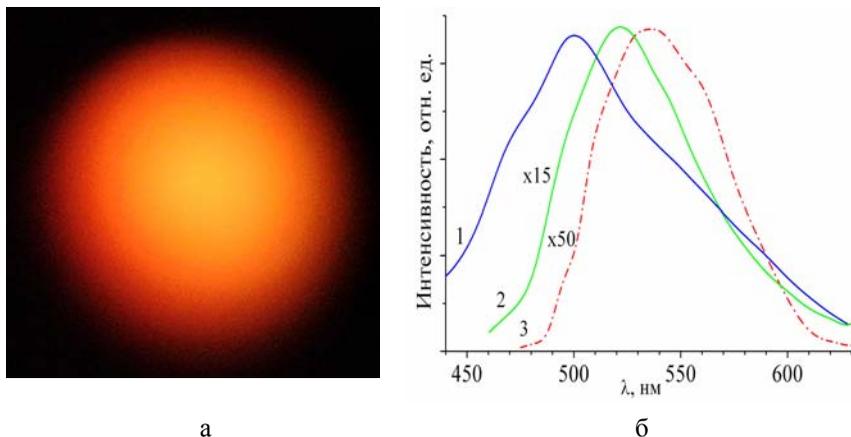


Рис. 1. Фотография свечения кристалла, пропитанного $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$ (а) и его спектр (б, 1), спектры кристалла (б, 2) и стекла (б, 3), пропитанных LiIO_3 .

Установлена зависимость интенсивности свечения от числа циклов пропитки образца нелинейно-оптическим материалом: для LiIO_3 при увеличении числа циклов от 2 до 7 интенсивность свечения увеличивалась в 6 раз. Для кристаллов интенсивность свечения спадала в области фотонной стоп зоны.

Наблюдаемое свечение интерпретировано как спонтанное параметрическое рассеяние света в пространственно неоднородных нелинейно-оптических средах [3]. Свечение в области стоп-зоны для кристаллов обусловлено собственными оптическими состояниями, связанными с точечными дефектами и структурным разупорядочением.

Список литературы

1. Горелик В.С., Квантовая электроника, 37, 2007, с.409-432.
2. Мойсеенко В.Н. и др., Оптика и спектроскопия, 105, 2008, с.1002-1006.
3. Китаева Г.Х., Пеннин А.Н., Письма в ЖЭТФ, 82, 2005, с.388-394.

В.Д. ВОЛОДИН¹, Т.Д. ДУДКИНА, А.В. ЕГОРЫШЕВА¹,
М.Д. МАКАШОВ²

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,

¹*Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН, Москва,*

²*Средняя школа № 978, Москва*

СВОЙСТВА СТЕКОЛ НА ОСНОВЕ SrO-Bi₂O₃-B₂O₃ СИСТЕМЫ

Впервые представлены результаты исследования SrO-Bi₂O₃-B₂O₃ стекол, определены их физико-химические свойства. Установлены корреляционные зависимости, связывающие положение коротковолнового края поглощения стекол с их составом в широком концентрационном интервале.

Неорганические стекла на основе полуторного оксида висмута обладают высокими значениями показателя преломления, $\chi^{(3)}$ – нелинейными свойствами, широкой областью прозрачности в видимом и ИК-диапазонах, отличаются химической стойкостью и низкими температурами плавления, что делает их весьма перспективным материалом для различных приложений нелинейной оптики и физики высоких энергий. В настоящее время хорошо изучены оптические, нелинейные, упругие и радиационные свойства стекол на основе бинарной системы Bi₂O₃-B₂O₃. Многокомпонентные стекла M_xO_y-Bi₂O₃-B₂O₃ изучены гораздо хуже, хотя эти системы характеризуются широкими областями стеклообразования, что позволяет варьировать состав и, следовательно, свойства полученного материала в достаточно широких пределах.

В работе представлены результаты впервые проведенного исследования SrO-Bi₂O₃-B₂O₃ стекол. Определены физико-химические свойства стекол и установлены корреляционные зависимости, связывающие их оптические свойства с составом. Показано, что концентрация висмута оказывает наибольшее влияние на характеристики стекол. С увеличением содержания висмута возрастает плотность образцов ($d = 3,5-7,6 \text{ г/см}^3$) (рис.1), снижаются температуры стеклования ($T_g = 490-330^\circ\text{C}$) и кристаллизации ($T_{кр} = 680-400^\circ\text{C}$) стекол.

Установлено, что край поглощения SrO-Bi₂O₃-B₂O₃ стекол в видимой области спектра определяется электронными переходами висмут-кислородных полиэдров, поэтому его положение существенно зависит от концентрации оксида висмута (рис.2).

Длинноволновый край поглощения связан с переходами, обусловленными двухфоновым возбуждением бор-кислородных группировок. В зависимости от состава, полоса пропускания стекол меняется, захватывая спектральный диапазон 0.36-3.8 мкм. Изученные стекла устойчивы к действию влажной атмосферы и могут быть использованы без защиты поверхности.

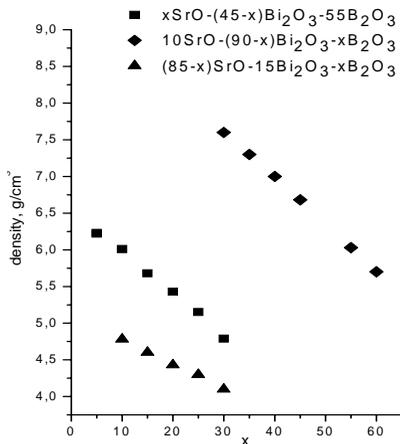


Рис.1. Концентрационные зависимости плотности Sr-Bi-B-О стекол.

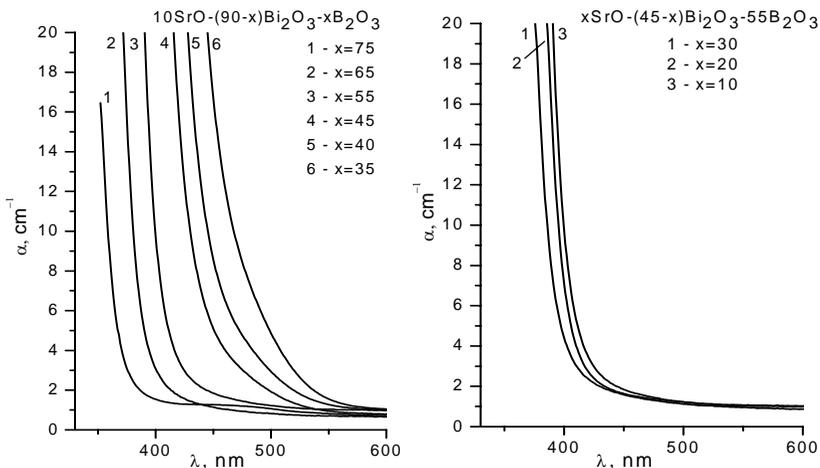


Рис.2. Спектры поглощения Sr-Bi-B-О стекол.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы ОХНМ РАН Президиума РАН «Создание новых металлических, керамических, стекло, полимерных и композиционных материалов».

А.В. СИВАК, В.Л. ВЕЛИЧАНСКИЙ¹, С.А. ЗИБРОВ¹,
Д.В. ИВАНОВ, В.В. ВАСИЛЬЕВ¹

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,
¹Лаборатория стандартов частоты ОКРФ ФИАН, Троицк, Московская обл.*

ДВОЙНОЙ РАДИО-ОПТИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС В АЛМАЗЕ

В большинстве твердых тел при комнатной температуре ДРОР не наблюдается. NV-центры в алмазе являются исключением. Использование нанокристаллов алмаза позволяет дополнительно увеличить относительную величину сигнала ДРОР более чем в 1,5 раза.

Для наблюдения ДРОР квантовая система должна иметь разрешенный оптический переход, сверхтонкую структуру, механизм селективного заселения подуровней и достаточно большое время релаксации населенностей на этих подуровнях (оптическая накачка эффективна, когда ее скорость много больше скорости релаксации). В большинстве твердых тел при комнатной температуре ДРОР не наблюдается из-за малых времен релаксации, обусловленных взаимодействием активных центров с фононами. NV-центры в алмазе являются исключением. Мы рассматриваем NV-центр, в котором атом азота и соседняя вакансия захватывают электрон, образуя отрицательно заряженный парамагнитный центр. Для NV-центров полоса поглощения лежит в интервале 500-570 нм, а спектр флуоресценции простирается от 630 до 800 нм.

Сигнал ДРОР регистрируется посредством наблюдения сигнала флуоресценции образца алмаза с активными NV-центрами. Динамика флуоресценции описывается через изменения населенностей подуровней NV-центра. Кратко изложим суть теоретического подхода для анализа динамики населенностей (см. далее рис. 1). Излучательное время жизни NV-центра в объемном кристалле составляет $\tau=11$ нс. В нанокристаллах оно увеличивается до 25 нс из-за того, что длина волны излучения много больше размера кристалла и «работает» диэлектрическая проницаемость воздуха, т.к. время излучательной рекомбинации обратно пропорционально показателю преломления. Релаксация возбужденного уровня ³E происходит по двум каналам: излучательно, с переходом в основное состояние и безызлучательно, через промежуточный метастабильный уровень ¹A, но этот канал релаксации селективен по подуровням. Вероятности и сечения поглощения одинаковы для всех подуровней основного состояния. Поэтому перераспределение населенностей между подуровнями основного при сохранении их

суммарной населенности ($n_1+n_2=\text{const}$) не меняет поглощения. Скорость флуоресцентных переходов рассчитывается по формуле: $F = \frac{P_1}{\tau} + \frac{P_2}{\tau} \frac{1/\tau}{1/\tau + 1/\tau_{2s}} \sim I \cdot A \cdot (n_1 + n_2) \eta$, где учтено, что населенности верхних

подуровней пропорциональны интенсивности лазерного излучения (I) и соответствующим населенностям нижних, $A=1/\tau$ – скорость спонтанной (излучательной) рекомбинации, $\eta = (1/\tau)/[1/\tau + 1/\tau_{2s}]$ – коэффициент «ветвления». Наличие безызлучательного канала релаксации, описываемого фактором η , приводит к тому, что населенности n_1 и n_2 по-разному входят в выражение для скорости флуоресцентных переходов, поэтому перераспределение населенностей подуровней основного состояния приводит к изменению сигнала флуоресценции. Этот механизм играет определяющую роль в механизме формирования сигнала ДРОП, который заключается в том, что СВЧ поле резонансное переходу между подуровнями основного состояния восстанавливает равновесную населенность и изменяет уровень флуоресценции.

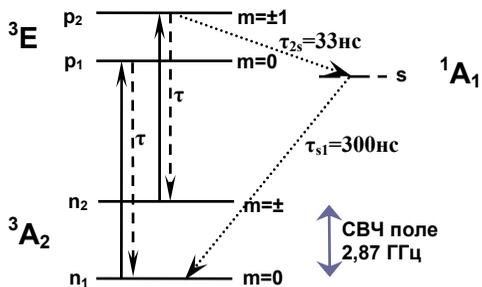


Рис.1. Упрощенная схема уровней NV-центра (показана не в масштабе).

Динамика накачки описывается скоростными уравнениями. Сигнал ДРОП пропорционален разности полных населенностей возбужденного состояния при включенном СВЧ поле и при выключенном СВЧ поле. Система скоростных уравнений решалась аналитически с различными приближениями, а также численно. Сравнивая скорость флуоресцентных переходов при наличии и отсутствии СВЧ поля для нанокристаллов (учитывая $\tau=25$ нс) и для крупных кристаллов ($\tau=11$ нс), приходим к результату, что применение нанокристаллов позволяет дополнительно увеличить относительную величину сигнала двойного радио-оптического резонанса более чем в 1,5 раза – что подтверждается экспериментом.

М.С. КУЛЯ

Научный руководитель – В.Г. БЕСПАЛОВ

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики

СПЕКТРАЛЬНОЕ И ВРЕМЕННОЕ РАЗВИТИЕ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ФАЗОМОДУЛИРОВАННОГО ИМПУЛЬСА ПРИ ДИФРАКЦИИ НА ЩЕЛИ

Процессы дифракции сверхкоротких световых импульсов в настоящее время достаточно хорошо изучены, однако реальные фемтосекундные импульсы, как правило не спектрально-ограничены и обладают квадратичной фазовой модуляцией, поэтому представляет интерес исследование особенности дифракции chirпированных световых импульсов. В данной работе было численно промоделировано явление дифракции фемтосекундного импульса с различным линейным chirпом и производилось сравнение с дифракцией спектрально-ограниченного гауссового по времени импульса. Показано, что анализируя разностные спектры дифракции chirпированного и спектрально ограниченного импульсов можно определить параметр chirпа и статистические свойства излучения, генерируемого фемтосекундным лазером. В дальнейшем планируется провести верификационные эксперименты.

В данной работе рассматривается спектрально-временная динамика фазово-модулированного фемтосекундного импульса при дифракции на щели. Рассмотрим для начала случай спектрально-ограниченного гауссового по времени импульса. Речь идет об импульсе, длительность которого полностью определяется обратным значением ширины его спектра. При этом отсутствует фазовая модуляция $\varphi(\omega) = 0$, а временная огибающая имеет вид $E(t) = E_0 \exp(-t^2/2\tau^2)$, где t -время, τ - длительность импульса. Для случая фазово-модулированного импульса временная огибающая будет выглядеть с учетом квадратичной фазовой модуляции во времени $E(t) = E_0 \exp(-t^2/2\tau^2 - i\beta t^2/2)$, где β - параметр фазовой модуляции. В данной работе рассматривался временной подход в решении задачи дифракции. За счет фазовой модуляции получается сдвиг спектральных компонент во времени, то есть временное расплывание импульса. Это приводит к тому, что при дифракции на щели дифракционная картина фазово-модулированного импульса будет отличаться от дифракционной картины спектрально-ограниченного импульса. Таким образом была промоделирована динамика импульсов с фазовой и без фазовой модуляции на щели и получены разностные

спектры. Как видно из графиков ниже, при одинаковом угле дифракции спектры двух импульсов получаются различными, что говорит о вкладе фазовой модуляции в динамику импульса при дифракции на щели.

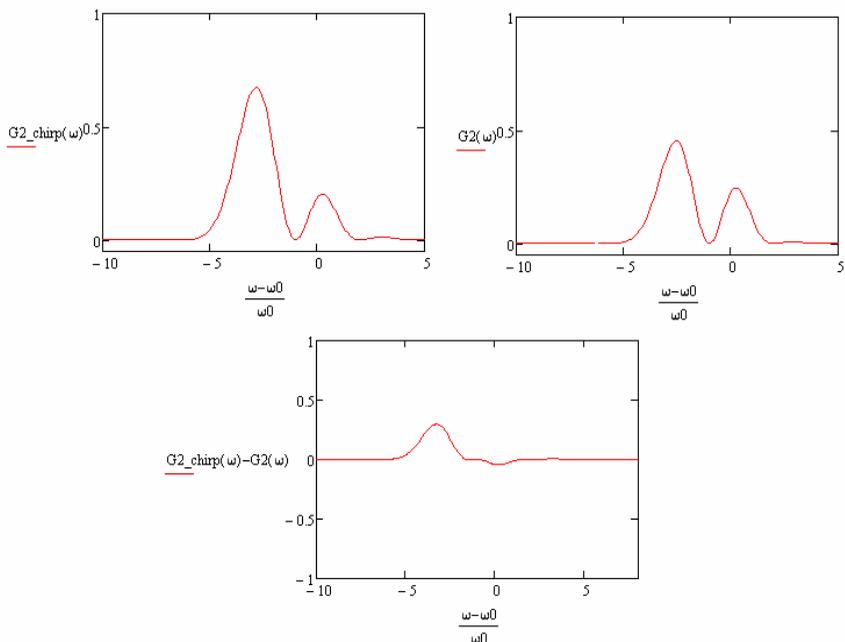


Рис. 1. а) Спектр дифракции фазово-модулированного импульса при фиксированном угле дифракции. б) спектр дифракции спектрально-ограниченного импульса при таком же фиксированном угле дифракции. в) разностный спектр дифракции фазово-модулированного и спектрально-ограниченного импульсов.

Таким образом, в работе была аналитически рассчитана дифракция на щели фемтосекундного импульса с квадратичной фазовой модуляцией и произведено сравнение с дифракцией импульса без фазовой модуляции. Поскольку спектры их дифракции различны, то следовательно в дальнейшем можно использовать дифракционную щель как инструмент для определения степени фазовой модуляции сверхкоротких импульсов.

М.А. ФЕДИН, А.В. ВИНОГРАДОВ, Ю.А. УСПЕНСКИЙ
 Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

МОДИФИКАЦИЯ ВЫТЕКАЮЩИХ МОД ПРИ ВАРИАЦИЯХ ПОПЕРЕЧНОГО ПРОФИЛЯ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО СВЕТОВОДА

Развит подход, позволяющий обойти проблемы непрерывности спектра моды и отсутствия нормируемости функций электромагнитного поля в случае ограниченного по амплитуде и пространственно локализованного возмущения профиля диэлектрической проницаемости волновода.

Впервые идея использования брэгговских световодов с низким показателем преломления сердцевины и вытекающими модами была предложена в 1978г. [1]. В настоящее время разработано большое число расчетных методов, описывающих распространение света по волокну. Однако в ряде случаев надо оптимизировать параметры волновода в целях улучшения его характеристик. Использование прямых численных методов позволяет решать эту задачу только методом проб и ошибок. Для этой цели нами была развита теория возмущений, описывающая модификацию вытекающих мод при вариациях профиля диэлектрической проницаемости оптического волновода. Попытка применения стандартной теории возмущений, описывающей захваченные моды, для вытекающих мод влечет за собой трудности, связанные с непрерывностью спектра моды и невозможностью нормировки функций электрического поля. Следуя идеям, предложенным Я. Б. Зельдовичем [2,3], нами развит подход, позволяющий обойти подобные проблемы в случае ограниченного по амплитуде и пространственно локализованного возмущения профиля диэлектрической проницаемости волновода. В его рамках получены поправки, выраженные в квадратурах:

1) к константе распространения:

$$\delta E = \frac{\int_0^{\infty} \delta \varepsilon(y) u_0^2(y) dy}{\int_0^{\infty} \left[u_0^2(y) - T^2 \exp\left(2ik\sqrt{\varepsilon_1 - E_0}y\right) \right] dy - \frac{T^2}{2ik\sqrt{\varepsilon_1 - E_0}}}$$

2) к распределению электрического поля:

$$\delta z(x) = \delta \left(\frac{u'(x)}{u(x)} \right) = - \int_0^x k^2 (\delta \varepsilon(y) - \delta E) \left(\frac{u_0(y)}{u_0(x)} \right)^2 dy.$$

Здесь $\delta \varepsilon(x)$ - возмущение профиля диэлектрической проницаемости волокна, $u_0(x)$, E_0 , $u_0(x)|_{x \rightarrow \infty} = T \exp(ik\sqrt{\varepsilon_1 - E_0}x)$ - распределение поля, эффективная диэлектрическая проницаемость и асимптотика поля на бесконечности для невозмущенной задачи (k - волновой вектор, $\varepsilon_0(x)|_{x \rightarrow \infty} = \varepsilon_1$ - асимптотика диэлектрической проницаемости на бесконечности), $\delta z(x)$ и δE - поправки к волновой функции и волновому числу для возмущенной задачи соответственно.

Практическая ценность полученных результатов состоит в возможности оптимизации параметров волновода сложного профиля. Формулы позволяют по известному распределению поля в невозмущенном волноводе (которое может быть получено с помощью численных методов) вычислять поправки первого порядка малости к константе распространения и распределению электрического поля и производить аналитическое исследование этих величин. Очевидно, что точность формул будет тем больше, чем меньше возмущение профиля диэлектрической проницаемости волокна. К тому же, подобное возмущение не должно кардинально изменять характер распределения электрического поля волновода.

Данная техника может быть применена для оптимизации параметров волновода, расчета влияния фундаментального поглощения и при разработке волоконных лазеров.

Список литературы

1. Yeh P., Yariv A., Marom E. Theory of a Bragg fiber, Journal of the Optical Society of America, v.68, 1978, p.1196.
2. Зельдович Я.Б., ЖЭТФ, т.31, 1956 с.1101.
3. Зельдович Я.Б., ЖЭТФ, т.39, 1960, с.776.

Ю.Н. КУЛЬЧИН, О.Б. ВИТРИК, А.В. ДЫШЛЮК,
А.А. КУЧМИЖАК

Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИНЦИПОВ АПЕРТУРНОЙ СПЕКТРАЛЬНОЙ БЛИЖНЕПОЛЬНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ МИКРОСКОПИИ С ПРИМЕНЕНИЕМ ВОЛОКОННО- ОПТИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА ФАБРИ-ПЕРО

Работа посвящена исследованию физических принципов апертурной ближнепольной оптической микроскопии для регистрации изменения высоты структурно-топографического профиля планарной структуры с применением спектрального принципа регистрации величины частотного сдвига в сканирующем зонде на основе волоконно-оптического микрорезонатора Фабри-Перо.

Ближнепольная оптическая микроскопия с применением апертурных зондов в настоящее время является одной из эффективных техник исследования объектов [1,2], размеры которых в силу действия фундаментального дифракционного предела невозможно оценить методами классической оптики. Однако существенной проблемой, ограничивающей применение данной методики исследования, является малая энергетическая эффективность зондов на основе конусообразного волоконного световода, обусловленная большими потерями оптического излучения в его сужающейся части [3]. Одним из возможных решений данной проблемы является использование в качестве сканирующего зонда волоконного микрорезонатора Фабри-Перо с наноразмерной диафрагмой на одном из выходных зеркал. Предлагаемый в данной работе принцип основан на использовании для исследования профиля поверхностной структуры спектрального детектирования величины сдвига частот резонатора Фабри-Перо, обусловленного взаимодействием сильно локализованного светового поля на выходе наноразмерной диафрагмы с неоднородностями исследуемой поверхности.

Для проверки данного предположения в рамках настоящей работы использовались методы численного моделирования с применением программного пакета Меер, предназначенного для расчета электромагнитных систем со сложной геометрической структурой. В данной работе рассматривался резонатор (рис.1а), сформированный стандартным волоконным световодом ($n_1=1.45$, $n_2=1.44$, $r_{core}=4$ мкм) длиной $L=30$ микрометров и идеально отражающими параллельными

металлическими зеркалами толщиной $T=50$ нм, в одном из которых формировалась диафрагма диаметром $D=100$ нм и 200 нм. Исследуемый объект представлял идеально проводящий гладкий стержень, положение которого относительно диафрагмы резонатора h постепенно изменяется от 500 нм до 25 нм. На рис.1а показано стационарное распределение компоненты E_z электрического поля в волоконно-оптическом микрорезонаторе с диафрагмой $D=200$ нм, возбуждаемом источником излучения с длиной волны $\lambda = 1,55$ мкм и шириной спектра $\Delta\lambda = 0,15$ мкм.

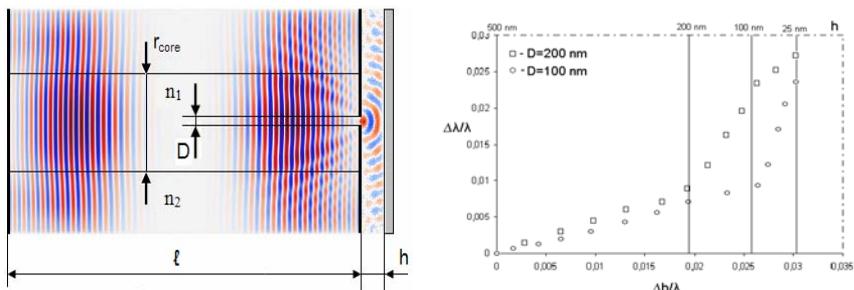


Рис.1. а) распределение амплитуды поперечной компоненты электрического поля E_z в волоконном резонаторе с наноразмерной диафрагмой (более темные области соответствуют большей плотности энергии), б) зависимость относительного изменения резонансной длины волны $\Delta\lambda/\lambda$ от относительного изменения расстояния $\Delta h/\lambda$

Согласно полученным численным оценкам (рис.1 б), существуют две характерные области для данных зависимостей. При расстояниях между зондом и исследуемым объектом, превосходящих диаметр наноразмерной диафрагмы, чувствительность метода составила величину $\Delta\lambda(\lambda \cdot \Delta\ell) = 0,023 \text{ мкм}^{-1}$, а при уменьшении h до расстояний, сравнимых с диаметром диафрагмы ($h \leq D$), чувствительность существенно возрастает и достигает значения $\Delta\lambda(\lambda \cdot \Delta\ell) = 0,43 \text{ мкм}^{-1}$, что может быть объяснено более сильным характером взаимодействия концентрированного светового поля на выходе диафрагмы с исследуемым объектом. Таким образом, согласно предварительным оценкам показана возможность исследования поверхностной структуры с использованием волоконного резонатора Фабри-Перо с наноразмерной диафрагмой с пространственным разрешением порядка $\lambda/15$ для ближнего ИК-диапазона.

Список литературы

1. Hecht B., Sick B., Wild U.P., et al, J. Chem. Phys., 112, 2000, p.7761.
2. Pohl D., Phil. Trans. R. Soc. Lond. A, 362, 2004, p.701.
3. Dryakhlushin V.F., Veiko V.P., Voznesenskii N.B. Quantum Electronics, 2007, p.193–203.

Ю.Н. КУЛЬЧИН, О.Б. ВИТРИК, А.В. ДЫШЛЮК, С.О. ГУРБАТОВ
 Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток

МЕТОД МОНИТОРИНГА ДЕФОРМАЦИЙ ИЗГИБА С ПРИМЕНЕНИЕМ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ С НИЗКИМ ЗНАЧЕНИЕМ ПРИВЕДЕННОЙ ЧАСТОТЫ

Данная работа посвящена разработке волоконно-оптического метода мониторинга деформаций изгиба с применением волоконных световодов (ВС) с низким значением приведенной частоты.

Настоящая работа посвящена разработке волоконно-оптического метода мониторинга деформаций изгиба на основе регистрации потерь в изгибаемых волоконных световодах. Известно, что при стандартных условиях возбуждения с приведенной частотой $V \sim 2,4$ потери в ВС возникают при изгибах с радиусами ~ 1 см, зависимость коэффициента ослабления оптической мощности от радиуса изгиба одномодового ВС носит осциллирующий характер, что также затрудняет измерения предложенным способом.

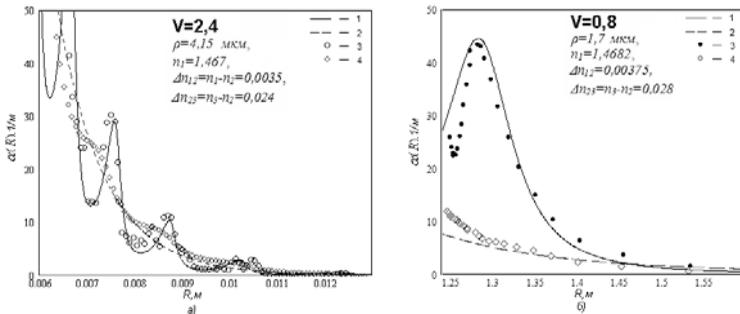


Рис.1. Зависимости коэффициента ослабления мощности направляемого излучения ВС от радиуса изгиба. а) 1 – зависимость $\alpha(R)$ при реализации случая “бесконечной оболочки”, 2 – зависимость $\alpha(R)$ для световода с $V \sim 2,4$ в случае, когда $n_3/n_2=1,024$; 3, 4 – соответствующие им экспериментальные зависимости. б) 1 – зависимость $\alpha(R)$ для световода с $V \sim 0,8$ в случае, когда $n_3/n_2=1,028$; 2 – зависимость $\alpha(R)$ при реализации случая “бесконечной оболочки”; 3, 4 – соответствующие им экспериментальные зависимости.

В данной работе предлагается повысить амплитудную чувствительность ВС к макроизгибу за счет реализации волноводного режима с экстремально низким значением приведенной частоты. Коэффициент ослабления, определяющий мощность излучения в

изгибаемом ВС, согласно выражения $P(z,R)=P(0)\exp(-\alpha(R)z)$, в рамках модели «ВС – сердцевина – бесконечная оптическая оболочка» имеет следующий вид: $\alpha(R)=(A_1/(R))^{1/2}\exp(-A_2 \cdot R)$, где $A_1=(\pi^{1/2} \cdot \kappa^2)/(2\gamma^{3/2}V^2 \cdot K_1^2(\gamma \cdot \rho))$, $A_2=2\gamma^3/3\beta^2$, $V=k \cdot \rho \cdot (n_1^2 - n_2^2)^{1/2}$ - приведенная частота, ρ – радиус сердцевины ВС; $k=2\pi/\lambda$ – волновое число, λ - длина волны, n_1, n_2 – показатели преломления сердцевины и оптической оболочки. Из выражения следует, что потери в изгибаемом ВС сильно зависят от приведенной частоты, что позволяет подбором параметров ВС и рабочей длины волны добиться значительного увеличения амплитудной чувствительности световода к изгибу. На рис. 1а (кривая 2) и на рис. 1б (кривая 2) приведены результаты расчета для ВС с $V=2,4$ и $V=0,8$.

Как видно из рисунка, для световода с $V \sim 0,8$ коэффициент ослабления $\alpha(R)$ составляет 5 м^{-1} при радиусе изгиба $R \sim 1,2\text{ м}$, в то время как для световода с $V \sim 2,4$ – при $R \sim 8\text{ мм}$, что соответствует повышению амплитудной чувствительности ВС к макроизгибу приблизительно в 140 раз. Известно, что зависимость коэффициента ослабления фундаментальной моды от радиуса изгиба носит осциллирующий характер, что объясняется резонансной связью направляемой моды сердцевины с оболочечными модами, вследствие конечности размеров оптической оболочки волоконного световода, при этом:

$$\alpha(R) = \frac{\kappa^2 \exp\left(-\frac{2\gamma^3 R}{3k^2 n_2^2}\right)}{\gamma \beta V^2 K_1^2(\rho \gamma)} \int_0^\infty \frac{\sqrt{\chi_2 \chi_3} \cdot \exp\left(-\frac{\gamma R \zeta^2}{k^2 n_2^2}\right)}{\chi_2 \cos^2 \Theta(\zeta) + \chi_3 \sin^2 \Theta(\zeta)} d\zeta \quad (3).$$

На рис. 1а (кривая 1) и на рис. 1б (кривая 1) приведены результаты расчета коэффициента ослабления для одномодового ВС со значением $V \sim 2,4$ и для ВС с $V \sim 0,8$. Из анализа формулы (3) следует, что амплитуда осцилляций в зависимости $\alpha(R)$ определяется параметром Δn_{23} , и при $\Delta n_{23}=0$ осцилляции полностью сглаживаются и зависимость, построенная по формуле 3 становится эквивалентной зависимости, построенной по формуле 2.

Результаты экспериментального исследования зависимости $\alpha(R)$ для ВС с $V \sim 2,4$ и с $V \sim 0,8$ для случаев конечной и «бесконечной» оптической оболочки ВС представлены на рис. 1а, и на рис. 1б. Для реализации случая «бесконечной» оптической оболочки, исследуемый участок ВС помещается в иммерсионную среду с показателем преломления, близким к показателю преломления оптической оболочки. Как видно из рисунков результаты экспериментов согласуются с расчетными зависимостями.

Н.Н. СИТНИКОВ, А.В. ШЕЛЯКОВ

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЙ ДАТЧИК ТЕМПЕРАТУРЫ

Работа посвящена разработке волоконно-оптического температурного датчика, в котором для изготовления термочувствительного элемента использована тонкая лента из быстрозакаленного сплава на основе TiNi с эффектом памяти формы. Показано, что разработанный датчик оптически пассивен, имеет миниатюрную чувствительную часть, вследствие чего обладает высоким быстродействием и повышенной стойкостью к электромагнитным шумам, а также высокой надёжностью и долговечностью. Температура срабатывания датчика может варьироваться в широком диапазоне за счет изменения состава сплава. В работе обсуждаются конструкция и функциональные характеристики термодатчика.

Актуальной проблемой современных систем температурного/теплового контроля является разработка новых высоконадежных термодатчиков. Одним из серьезных недостатков существующих термочувствительных устройств, использующихся, в частности, в системах пожарной сигнализации и контроля температуры в технологических процессах, является низкое быстродействие и плохая устойчивость к радио и электромагнитным помехам. Для решения этой проблемы разработан волоконно-оптический температурный датчик, в котором термочувствительный элемент сделан из материала с памятью формы, полученного методом спиннингования расплава со скоростью охлаждения 10^6 К/сек в виде лент толщиной 30-40 мкм с последующим механическим и/или электрохимическим утонением до толщины ~10 мкм.

Схематическое представление разработанного датчика представлено на рис. 1. Устройство состоит из источника излучения, фотоприемного устройства (ФПУ), волоконно-оптического ответвителя 1x2, термочувствительного элемента и соединительных оптических кабелей с адаптерами. Термочувствительный элемент представляет собой миниатюрную шторку толщиной менее 10 мкм из быстрозакаленного сплава на основе TiNi. Шторка крепится вблизи выходного торца волокна B , при этом с помощью специального метода термомеханической обработки ей задана обратимая память формы на изгиб таким образом, что в «холодном» состоянии (ниже температуры срабатывания термодатчика $T_{сраб}$) свободный конец шторки своей зеркальной стороной плотно прижат к торцу волокна B , а в «горячем» состоянии (выше $T_{сраб}$) отклоняется на некоторый угол β от плоскости торца волокна B .

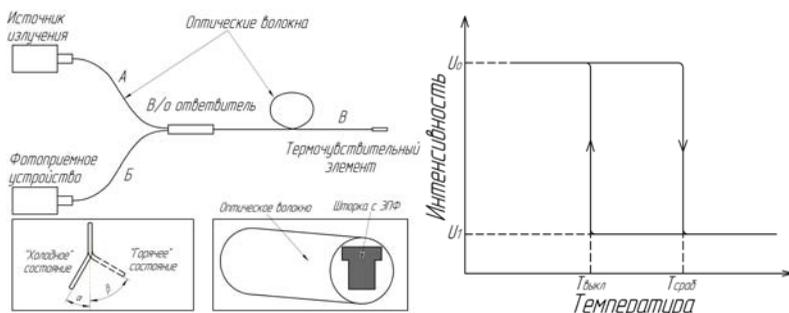


Рис. 1. Принципиальная схема волоконно-оптического термоматчика

При температуре ниже $T_{\text{сраб}}$ оптическое излучение от источника излучения, пройдя волокна A и B , попадает на зеркальную поверхность шторки. Свет, отразившийся от поверхности шторки, вводится назад в волокно B , и часть излучения, пройдя волокно B , попадает на ФПУ, сигнал на выходе которого составляет U_0 . Увеличение температуры приводит к тому, что при достижении $T_{\text{сраб}}$ шторка за счет ЭПФ изменяет свое положение таким образом, что излучение не попадает в волокно B . В результате происходит снижение интенсивности сигнала на выходе ФПУ до величины U_1 . При охлаждении до исходной температуры шторка возвращается в первоначальное состояние, прижимаясь к торцу волокна B , и интенсивность выходного сигнала вновь возрастает до величины U_0 . Температурный гистерезис (разница между температурами включения и выключения термоматчика) зависит главным образом от состава и свойств используемого быстрозакаленного сплава и может составлять $2 \cdot 10^0 \text{C}$.

Измеренное время срабатывания разработанного волоконно-оптического термоматчика при достижении $T_{\text{сраб}}$ составляет менее 1 сек. $T_{\text{сраб}}$ термоматчика определяется критическими температурами фазового мартенситного превращения в сплаве с ЭПФ и может варьироваться в широком диапазоне (например, от -50 до $+150^0\text{C}$) за счет изменения композиции сплава. Экспериментально показано, что благодаря комбинации оптических волокон и термочувствительного элемента с ЭПФ, разработанный термоматчик оптически пассивен, обладает повышенной стойкостью к электромагнитным шумам, высокой надёжностью и долговечностью (более 10^5 циклов).

Е.В. БАСИСТЫЙ, В.А. КОМОЦКИЙ, Ю.М. СОКОЛОВ
Российский университет дружбы народов, Москва

О ТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ГЛУБИНЫ РЕЛЬЕФА ПЕРИОДИЧЕСКИХ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ РЕШЕТОК ЛАЗЕРНЫМ ЗОНДИРОВАНИЕМ

Предложен новый оригинальный бесконтактный метод для измерения глубины прямоугольных периодических структур с использованием лазерного излучения. Проведен ряд экспериментов по измерению глубин дифракционных решёток с различным периодом Λ и с различной глубиной рельефа h .

Пучок излучения лазера с длиной волны λ направлен под углом Θ на подложку, на которой находится рельефная отражающая дифракционная решетка. В отраженном лазерном пучке расположен пространственный фильтр, выделяющий один из дифракционных порядков. В выделенном порядке установлен фотодетектор с резистором нагрузки. В отраженном лазерном пучке имеется пространственная фазовая модуляция с формой меандра и с амплитудой Φ_M , равной половине разности фаз $\Delta\varphi$ между двумя лучами, отраженными от выступа и впадины.

$$\Phi_M = \frac{2\pi h}{\lambda} \cos \Theta \quad (1)$$

Анализ пространственного спектра отражённой оптической волны на выходе системы дает следующие формулы для расчета мощностей нулевого $P_0(\Theta)$ и первых $P_1(\Theta)$ порядков дифракции [1]:

$$P_0 = P_{\text{пад}} R \cos^2 \Phi_M \quad (2)$$

$$P_{\pm 1} = \left(4/\pi^2\right) P_{\text{пад}} R \sin^2 \Phi_M \quad (3)$$

В этих формулах $P_{\text{пад}}$ – мощность падающего лазерного излучения, R – коэффициент отражения светового пучка от поверхности.

Был проведён анализ формул (1-3) и предложены следующие методики измерения глубины прямоугольных рельефных структур:

1. При $h \leq \lambda/(4 \cos \Theta)$ производится измерение мощностей нулевого и первого порядков дифракции. Глубину структуры в этом случае можно рассчитать по формуле:

$$h = \lambda \cdot \arctg \left(\frac{\pi \sqrt{P_1/P_0}}{2} \right) / (2\pi \cos \Theta) \quad (4)$$

2. При $h > \lambda / (4 \cos \Theta)$, зависимости $P_0(\Theta)$ и $P_1(\Theta)$ мощностей дифракционных порядков имеют осцилляции (Рис.1).

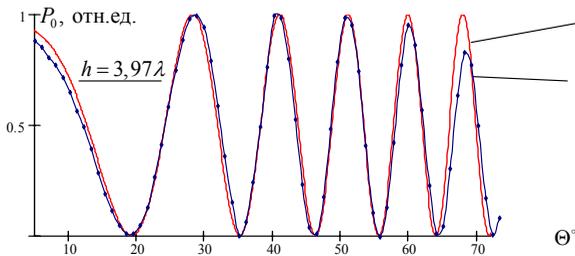


Рис.1 Графики теоретической и экспериментальной зависимостей $P_0(\Theta)$ для рельефной решетки с периодом $\Lambda = 100 \text{ мкм}$ и глубиной $h = 25080 \text{ \AA}$.

Глубину отражающей структуры в этом случае можно определить по результатам измерений углов падения лазерного пучка Θ , при которых наблюдаются минимумы зависимостей мощности нулевого или мощности одного из первых порядков от угла падения. Формула для расчета глубины структуры имеет следующий вид:

$$h = \frac{\lambda}{2(\cos \Theta_{\min 1} - \cos \Theta_{\min 2})}, \quad (5)$$

где $\Theta_{\min 1}$ и $\Theta_{\min 2}$ – соседние углы, при которых наблюдаются минимумы зависимостей $P_0(\Theta)$ или $P_1(\Theta)$, причем $\Theta_{\min 1} < \Theta_{\min 2}$.

Были изготовлены методом химического травления стекла дифракционные решетки с периодами 50мкм, 100мкм и 200мкм и с глубиной 10000-30000 \AA . Результаты измерений глубины решеток лазерным зондированием сравнивались с результатами контрольных измерений глубины, проведенных с помощью контактного профилометра Dectac 150. Отклонение результатов измерений не превышало 5%. Проведён анализ погрешностей, а также их оценка по статистическим результатам экспериментов.

Список литературы

1. Комоцкий В.А. Применение методов пространственно-частотного анализа для решения некоторых задач когерентной оптики, М.: РУДН, 1994.

Е.В. НОВОСЕЛОВ

Научный руководитель – В.Г. БЕСПАЛОВ

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗМЕРЕНИЕ ИНТЕГРАЛЬНОГО КОЭФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ УПАКОВОЧНЫХ МАТЕРИАЛОВ В ДИАПАЗОНЕ СПЕКТРА 0,1-1,5 ТГц

В работе представлена экспериментальная модель терагерцового фотометра, предназначенного для измерения интегрального поглощения различных веществ. Приведены экспериментальные результаты по измерению поглощения таких объектов как различные виды бумаги, картоны, и дерево.

Излучение терагерцового (ТГц) диапазона имеет уникальные характеристики: многие вещества являются прозрачными для данного излучения, а за счет малой энергии фотона, оно не является ионизирующим. Благодаря этим свойствам данный вид излучения идеально подходит для неразрушающей диагностики, что необходимо, например, при контроле содержимого багажа в аэропортах, обнаружении прослушивающего оборудования, либо тайников в помещениях, а так же в медицине для исследования тканей человека [1]. В тоже время ТГц диапазон охватывает актуальную область колебательных, вращательных и трансляционных линий широкого класса органических молекул, что важно для целей спектроскопии и диагностики материалов [2].

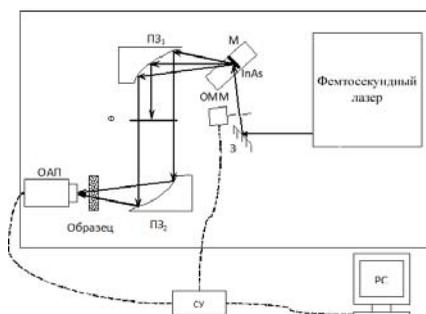


Рис.1. Экспериментальная схема ТГц фотометра.

Экспериментальная схема ТГц фотометра представлена на рис. 1. В качестве источника накачки использовался фемтосекундный Yb:KYW

лазер Solar FL-1 (длина волны 1040 нм, длительность импульса 150 фс, частота следования 80 МГц, средняя мощность 1,2 Вт). Средняя мощность получаемого ТГц излучения равнялась 12 мкВт, что позволяло измерять поглощение вплоть до 10^{-4} ($D \sim 4$).

В табл. 1 представлены экспериментальные результаты измерения интегрального поглощения различных материалов в данной области спектра.

Табл.1. Интегральный коэффициент поглощения упаковочных материалов.

| Объект | Кол-во | Инт. коэф. поглощения |
|------------------------|--------|-----------------------|
| Бумага для принтера | 1 шт | 13,92% |
| Бумага для принтера | 2 шт | 30,11% |
| Бумага для принтера | 5 шт | 47,16% |
| Бумага для принтера | 10 шт | 70,88% |
| Полиэтилен упаковочный | 1 шт | 4,70% |
| Полиэтилен упаковочный | 2 шт | 11,22% |
| Полиэтилен упаковочный | 4 шт | 13,92% |
| Поролон | 1,5 см | 48,58% |
| Поролон | 2,5 см | 65,20% |
| Фанера | 2 мм | 85,51% |
| Фанера | 3 мм | 88,07% |

Анализ данных показал, что при увеличении толщины однородного материала, например листов бумаги, измеренное поглощение соответствует закону Бугера:

$$T = I_{\text{прош}}/I_0 = 10^{-kL},$$

где k – показатель поглощения, L – длина среды.

Приведенные зависимости интегрального пропускания от толщины и типа материала показывают, что большая часть упаковочных материалов: бумага, картон, прозрачны для ТГц излучения даже на большой толщине (много слоев), что и делает данный метод пригодным, в частности, для контроля грузов и багажа. А уменьшение показателя поглощения с ростом числа листов связано с потерями на отражение на границах среды воздух-бумага и бумага-воздух.

Список литературы

1. Dragoman D., Dragoman M., Progress in Quantum Electronics, v. 28, 2004, p.1.
2. Fitzgerald A.J., Berry E., Zinovev N.N., Walker G.C., Smith M.A., Chamberlain J.M., Phys. Med. Biol., v.47, 2002, p.67.

М.С. АСТАПОВИЧ, А.Ф. КОСОЛАПОВ¹,
 А.Н. АРХАНГЕЛЬСКИЙ¹, В.Г. ПЛОТНИЧЕНКО¹
*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
¹Научный центр волоконной оптики ИОФ РАН, Москва*

КАЛОРИМЕТРИЧЕСКИЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ОБЪЕМНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА В ВЫСОКОЧИСТЫХ ОПТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛАХ

В работе создана и откалибрована установка для калориметрических измерений объемного поглощения света в высокочистых оптических материалах в пределах 10^{-2} - 10^{-5} см⁻¹. Проведено сравнение полученных с помощью этой установки результатов измерений коэффициентов объемного поглощения в образцах из кварцевого стекла марки КУ-1 с известными для такого материала значениями оптических потерь. С помощью созданной установки измерены коэффициенты объемного поглощения в теллуридных стеклах. Предложен метод измерения рассеяния света в высокочистых оптических материалах с помощью указанной установки.

Создана установка для измерения калориметрическим методом коэффициента объемного поглощения света в высокочистых оптических материалах в пределах 10^{-2} - 10^{-5} см⁻¹.

Установка состоит из источника излучения (лазер), термостата (калориметр) и измерителя мощности. В качестве лазеров были использованы непрерывные волоконные одномодовые лазеры, их параметры приведены в таблице.

| Центральная длина волны излучения, нм | Максимальная выходная мощность, Вт |
|---------------------------------------|------------------------------------|
| 1064 | 4,5 |
| 1560 | 2,2 |
| 1975 | 2,0 |

Калориметр служит для уменьшения влияния окружающей атмосферы на стабильность измерения температуры.

Измеритель мощности – Ophir Nova II с датчиком Ophir 3A-P-SH-V1

Коэффициент объемного поглощения β определяется из скорости нагрева образца под действием проходящего через него излучения:

$$\beta = \frac{2n}{1+n^2} \frac{mc}{P_{\text{вых}} L} \frac{dT}{dt}$$

где m , c , L - масса, теплоемкость и длина образца, n - коэффициент преломления, $R_{\text{вых}}$ - мощность лазерного излучения, прошедшего через образец, dT/dt - скорость нагрева образца. Скорость нагрева может быть определена линейной аппроксимацией начального участка нагрева образца, а также экспоненциальной аппроксимацией всего нагрева. При больших значениях коэффициента объемного поглощения ($\sim 10^2 \text{ см}^{-1}$) эти способы имеют одинаковую точность. Однако при малых значениях коэффициента объемного поглощения ($\sim 10^5 \text{ см}^{-1}$) применение экспоненциальной аппроксимации позволяет увеличить точность определения коэффициента объемного поглощения. Автоматизация установки и применение современных математических методов обработки получаемых с калориметрической установки данных позволило применить экспоненциальную аппроксимацию без увеличения временных затрат на измерения.

Нагрев облучаемого образца определялся с помощью термопары медь-константан (диаметр проволоки $\sim 50 \text{ мкм}$) относительно точно такого же образца, не подвергающегося воздействию лазерного излучения. Для преобразования сигнала термоэдс термопар в милливольты в реальные значения дифференциальной температуры образцов в кельвинах калориметр подвергался калибровке, поскольку истинная температура на поверхности образца $T_{\text{пов}}$ отличается от температуры, измеряемой с помощью термопары $T_{\text{изм}}$, а именно измеряемая температура всегда ниже истинной, в частности, из-за конечности размеров спая термопары и неидеальности его теплового контакта с поверхностью образца. Предложен новый метод калибровки с помощью ртутного термометра. Метод позволяет компенсировать вышеуказанное несоответствие температур при калибровке и обеспечивает идентичность теплового контакта термопары с термометром и образцом. Применение калориметрического метода позволяет измерять коэффициент объемного поглощения в высокочистых оптических материалах до 10^5 см^{-1} на цилиндрических объемных образцах диаметром $\sim 5 \text{ мм}$ и длиной $\sim 50 \text{ мм}$.

Предложен метод измерения рассеяния света в высокочистых оптических материалах с помощью указанной установки: непосредственно на измеряемые образцы наносится покрытие, поглощающее рассеянный в образце свет. В подготовленном таким образом образце калориметрическим методом на вышеуказанной установке измеряются полные оптические потери. Путем сравнения полученных потерь с коэффициентом объемного поглощения определяется величина рассеяния света в образце.

Ю.П. КОРНЕЕВА, И.Н. ФЛОРЯ, А.А. КОРНЕЕВ,
Г.Н. ГОЛЬЦМАН

Московский педагогический государственный университет

СВЕРХПРОВОДЯЩИЙ ОДНОФОТОННЫЙ ДЕТЕКТОР ДЛЯ ДАЛЬНЕГО ИК ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН

Мы представляем быстродействующий сверхпроводниковый однофотонный детектор (SSPD) для дальнего инфракрасного диапазона на основе ультратонкой монокристаллической пленки NbN толщиной 3 нм, состоящий из параллельных полосок. QE на длине волны 1,5 мкм и 1,3 мкм для предложенного SSPD практически одинаковы. SSPD показывает отклик длительностью 200 пс, что открывает путь к детекторам, обладающим скоростью счета свыше 1 ГГц.

В видимом и ближнем ИК диапазоне волн традиционными однофотонными детекторами являются фотумножители и лавинные фотодиоды. Однако их большая инерционность, высокий уровень ложных срабатываний, ограниченная чувствительность на телекоммуникационных длинах волн 1.3 мкм и 1.55 мкм уменьшает возможности использования этих приборов. Детекторы на сверхпроводящих переходах (TES), хотя и имеют квантовую эффективность около 90%, но максимальная скорость счета порядка 10^4 Гц и легко насыщаются комнатным фоном. Кроме того TES работают при температуре ~100 мК, что сильно увеличивает цену криогенного оборудования. В то же время прогресс телекоммуникационных и информационных систем требует однофотонных детекторов с высокой скоростью счёта (выше 1 ГГц), низким уровнем темнового счёта и высоким временным разрешением.

В [1] был предложен сверхпроводниковый однофотонный детектор площадью 10 мкм x 10 мкм на основе сверхпроводящей полоски в виде меандра длиной 500 мкм из ультратонкой пленки NbN толщиной 3.5 нм. Квантовая эффективность лучших детекторов такой топологии достигает 30% на длине волны 1.3 мкм при температуре 2К, но при переходе на длину 1.55 мкм квантовая эффективность падала в 2-3 раза. Минимальная измеренная скорость темнового счета 1×10^{-4} с [2].

Для повышения квантовой эффективности на длинах волн выше 1.3 мкм (в том числе на технически важной 1.55 мкм) мы разработали сверхпроводниковый однофотонный NbN детектор, имеющий полоски шириной 53 нм. Однако с уменьшением ширины полоски падает величина импульса-фотоотклика детектора. Для увеличения величины отклика 46 полосок длиной 7 мкм были соединены параллельно. Принцип действия

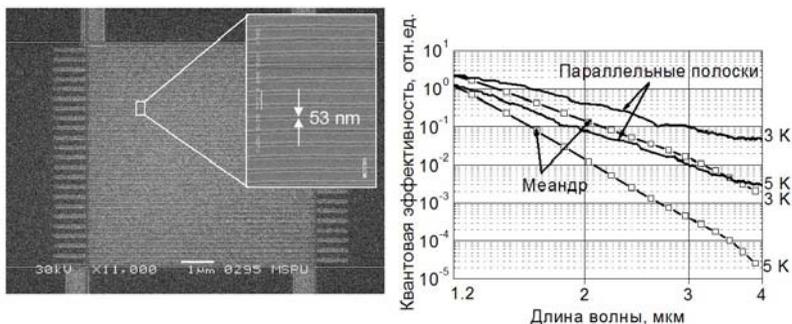


Рис. 1. Слева - микроснимок детектора, полученный с помощью электронного растрового микроскопа. Справа - спектральные чувствительности детекторов в форме меандра (открытые квадратики) и в виде параллельных полосок при температурах 3 К и 5 К.

основан на каскадном переключении полосок из сверхпроводящего состояния в резистивное после поглощения фотона, благодаря чему отклик имеет амплитуду 2-5 мВ и позволяет работать без усилителя. Микроснимок детектора представлен на рис.1 слева. Чувствительный элемент детектора был сформирован с помощью прямой электронной литографии и плазмохимического травления. Несмотря на уменьшение размеров полоски в два раза, плотность тока осталась высокой: $6 \cdot 10^6 \text{ А/см}^2$, что свидетельствует о высоком качестве сверхпроводящей пленки NbN и всех технологических процессов.

На рис. 1 справа представлены зависимости квантовой эффективности (в относительных единицах) от длины волны для обычного меандра с шириной полоски 100 нм и для детектора в виде 46 параллельных полосок шириной 53 нм при температурах 3 К и 5 К. Видно, что в среднем инфракрасном диапазоне (3 -4 мкм) новый детектор в виде узких параллельных полосок имеет квантовую эффективность более, чем на порядок выше, чем детектор в форме меандра. Отметим, что переход от одной длинной полоски к параллельным полоскам позволил существенно уменьшить кинетическую индуктивность детектора и сократить время отклика, составившее менее 1 нс, что даёт предпосылки для достижения скорости счёта в 1 ПГц и выше. Это делает такой детектор перспективным для применения в системах связи и квантовой криптографии.

Список литературы

1. Gol'tsman G., et al, Appl. Phys. Lett., 79, 2001, p.705.
2. Gol'tsman G., et al, IEEE Trans. on Appl. Supercond., 17, 2007, p.246.

Е.Г. АБРАМОЧКИН, Е.В. РАЗУЕВА, В.Г. ВОЛОСТНИКОВ
Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН

СТРУКТУРНО УСТОЙЧИВЫЕ ПАРАКСИАЛЬНЫЕ ГАУССОВЫ ПУЧКИ В ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ ПЕРВОГО ПОРЯДКА

Рассмотрено преобразование когерентных световых пучков Эрмита-Лагерра-Гаусса (ЭЛГ) общей астигматической оптической системой первого порядка. Показано, что в результате прохождения такой системы опять получается ЭЛГ-пучок, но с другим значением вещественного параметра, при этом параметры ЭЛГ-пучков на входе и выходе связаны посредством оператора вращения в трехмерном пространстве. На основе полученных закономерностей предложен быстрый способ вычисления преобразования произвольного параксиального светового поля с конечной энергией после прохождения набора оптических систем первого порядка.

Известно [1], что распространение когерентного светового поля $F(\mathbf{r}, l)$ в вакууме вдоль оси l описывается, в параксиальном приближении, параболическим уравнением

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} + 2ik \frac{\partial F}{\partial l} = 0. \quad (1)$$

Здесь k – волновое число, $\mathbf{r} = (x, y)$ – двумерный вектор и l – переменная распространения. Структурно устойчивые световые поля – это поля, интенсивность которых не изменяется при распространении с точностью до масштаба, поэтому их достаточно исследовать в плоскости $l = 0$. Наиболее известными примерами структурно устойчивых полей являются пучки Эрмита-Гаусса и Лагерра-Гаусса [2]. В работе [3] было теоретически и экспериментально исследовано новое семейство световых полей, зависящее от дополнительного вещественного параметра α , частными случаями которого являются пучки Эрмита-Гаусса и Лагерра-Гаусса. Полученные пучки, названные пучками Эрмита-Лагерра-Гаусса, являются структурно устойчивыми при всех значениях параметра α и образуют ортогональный базис в пространстве квадратично-интегрируемых функций на плоскости.

Известно [4], что прохождение светового поля $F_{in}(\mathbf{r})$ через оптическую систему 1-го порядка задается интегральным преобразованием вида

$$F_{\text{out}}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2\pi i \sqrt{\det \mathbf{B}}} \iint_{\mathbf{R}^2} \exp\left(\frac{i}{2}[(\mathbf{r}', \mathbf{B}^{-1} \mathbf{A} \mathbf{r}') + (\mathbf{r}, \mathbf{D} \mathbf{B}^{-1} \mathbf{r}) - 2(\mathbf{r}, \mathbf{B}^{-1} \mathbf{r}')]\right) F_{\text{in}}(\mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (2)$$

где \mathbf{A} , \mathbf{B} , \mathbf{D} – вещественные 2×2 -матрицы. В частности, преобразование (2) описывает распространение светового поля в квадратичной среде, а также при прохождении сферических и цилиндрических линз.

Одним из важнейших свойств семейства ЭЛГ-пучков является инвариантность к преобразованию (2), а именно: для любых матриц \mathbf{A} , \mathbf{B} , \mathbf{D} ЭЛГ-пучок трансформируется в некоторый другой, но один (!) ЭЛГ-пучок с дополнительным чисто фазовым экспоненциальным множителем. Аргументы получившегося пучка связаны с аргументами исходного пучка аффинным преобразованием, матрица которого выражается через \mathbf{A} , \mathbf{B} и \mathbf{D} . Аргумент экспоненциальной функции выражается через параметры оптической системы и параметр исходного ЭЛГ-пучка с помощью оператора вращения в трехмерном пространстве.

Этот результат позволяет предложить быстрый способ вычисления преобразования произвольного параксиального светового поля $F(\mathbf{r})$ с конечной энергией после прохождения оптической системы первого порядка. Для этого достаточно разложить поле $F(\mathbf{r})$ по ортогональному базису ЭЛГ-пучков (найти коэффициенты разложения), вычислить параметры каждого ЭЛГ-пучка на выходе оптической системы и просуммировать получившиеся ЭЛГ-пучки с соответствующими коэффициентами. Несомненное преимущество такого подхода перед прямым вычислением двумерного несобственного интеграла (2) заключается в простоте компьютерной реализации, которая сводится к перемножению матриц третьего порядка (или кватернионов), а также в возможности распараллеливания необходимых вычислений.

Список литературы

1. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн, М.: Наука, 1979.
2. Kogelnik H., Li T. Laser beams and resonators, Proc. IEEE, v.54, 1966, p.1312-1329.
3. Abramochkin E.V., Volostnikov V.G. Generalized Gaussian beams, J. Opt. A: Pure and Appl. Optics, v.6, N5, 2004, p.S157-S161.
4. Ананьев Ю.А. Оптические резонаторы и гауссовы пучки, М.: Наука, 1990.

С.С. СТАФЕЕВ

Научный руководитель – В.В. КОТЛЯР¹

Самарский государственный аэрокосмический университет им. С.П. Королева

¹Институт систем обработки изображений РАН, Самара

МОДЕЛИРОВАНИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОСТРОЙ ФОКУСИРОВКИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ БИНАРНЫХ МИКРОАКСИКОНОВ

В работе промоделировано распространение света через бинарный микроаксикон. Подобраны параметры аксикона обеспечивающие оптимальную фокусировку. При моделировании прохождения радиально-поляризованного лазерного излучения через аксикон с периодом $T=1.48\text{мкм}$ получено фокальное пятно с диаметром по полуспаду $FWHM=0.39\lambda$, что меньше дифракционного предела. На основе проведенного моделирования изготовлены аксиконы с периодом 4мкм для экспериментальной проверки полученных данных. Полученные численные значения диаметров фокальных пятен на оптической оси в ближней зоне дифракции для аксикона с периодом $T=4\text{ мкм}$ согласуются с экспериментальными данными.

В настоящее время актуальной задачей является острая фокусировка света. Острая фокусировка света находит свое применение в оптических дисках памяти, фотолитографии, оптических ловушках [1], манипуляции микрообъектами [2], для ускорения частиц [3] и в микроскопии [4].

В нашей работе моделируется распространение радиально-поляризованного пучка через бинарный микроаксикон с целью получения минимального фокусного пятна. Для расчета прохождения света через объекты микрооптики в работе используется модификация метода FDTD для радиально-симметричных объектов [5,6], освещаемых радиально-поляризованным светом (R-FDTD). Было получено, что освещение бинарного аксикона с периодом $T=1.48\text{мкм}$ и высотой профиля $h=0.633\text{мкм}$ радиально-поляризованной модой R- TE_{m01} с длиной волны $\lambda=0.633\text{мкм}$ позволяет достичь размеров пятна с диаметром по полуспаду интенсивности равным $FWHM=0.39\lambda$.

По результатам моделирования был изготовлен методом плазмохимического травления бинарный аксикон из кварца ($n=1.46$) с периодом 4мкм и высотой профиля 578нм с целью экспериментальной проверки полученных данных. Получившийся аксикон освещался линейно-поляризованным плоским пучком с длиной волны $0,532\text{мкм}$.

Были получены изображения распределения интенсивности в плоскостях перпендикулярных оси симметрии аксикона.

Сравнение результатов эксперимента и численного моделирования показало их согласование по диаметру фокальных пятен на расстоянии до 40 мкм: от 3.5λ до 4.5λ (эксперимент) и от 2λ до 4.3λ (моделирование). Хотя продольный период изменения диаметра фокальных пятен для моделирования составил 3 мкм, а в эксперименте был меньше – 2 мкм.

Таким образом, была промоделирована фокусировка радиально-поляризованного пучка бинарным микроаксиконом, при моделировании было получено пятно с диаметром $FWHM=0.39\lambda$, что меньше дифракционного предела. Наблюдалось согласование результатов моделирования и эксперимента на расстояниях до 40 мкм.

Список литературы

1. Zhan Q. Trapping metallic Rayleigh particles with radial polarization, Optics Express, v.12, N15, 2004, p.3377-3382.
2. Mohanty S.K., Mohanty K.S., Berns M.W. Organization of microscale objects using a microfabricated optical fiber, Optics Letters, v.33, N.18, 2008, p.2155-2157.
3. Tidwell S.C., Kim G.H., Kimura W.D. Efficient radially polarized laser beam generation with a double interferometer, Applied Optics, v.32, N27, 1993, p.5222-5229.
4. Youngworth K.S., Brown T.G. Focusing of high numerical aperture cylindrical vector beams, Optics Express, v.7, N2, 2000, p.77-87.
5. Prather D.W., Shi S. Formulation and application of the finite-difference time-domain method for the analysis of axially symmetric diffractive optical elements, Journal of the Optical Society of America, v.16, N5, 1999, p.1131-1142.
6. Котляр В.В., Ковалев А.А., Стафеев С.С. Острая фокусировка света радиальной поляризации с помощью микролинз, Компьютерная оптика, т.32, №2, 2008, с.155-167.

А.В. КРАСНОВ, А.П. ЛАВРОВ

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет

СЖАТИЕ ЛЧМ РАДИОСИГНАЛОВ В АКУСТООПТИЧЕСКОМ ПРОЦЕССОРЕ. МОДЕЛИРОВАНИЕ РАБОТЫ ПРОЦЕССОРА С ПРИМЕНЕНИЕМ ПАКЕТА GLAD

В работе исследуется пространственно-временной отклик акустооптического фильтра на ЛЧМ радиосигнал. Численно в специализированном пакете GLAD рассчитаны амплитудно-фазовые распределения в выходной плоскости фильтра и временной отклик фотоприемника, установленного в точке самофокусировки света. Отмечаются большие возможности пакета GLAD.

Радиосигналы с линейной частотной модуляцией (ЛЧМ) относятся к сигналам с большой базой – большим произведением полосы частот сигнала на его длительность, и они имеют хорошие корреляционные свойства, которые проявляются при их обработке согласованными фильтрами. Возможна реализация фильтров средствами функциональной электроники, к которым относится и акустооптика. Акустооптический фильтр (АОФ) для ЛЧМ сигналов отличается внешней простотой [1].

Целью данной работы является исследование пространственно-временного отклика АОФ на ЛЧМ сигнал, при этом основное внимание уделено численному моделированию его работы с применением специализированного пакета GLAD.

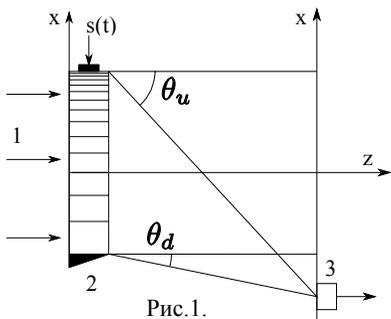


Схема АОФ сжатия ЛЧМ сигналов приведена на рис.1. Основными элементами фильтра являются: 1 – источник когерентного оптического излучения с длиной волны λ , 2 – акустооптический модулятор с апертурой D и скоростью распространения V акустической волны, 3 – фотоприемник со щелевой диафрагмой перед ним.

Обрабатываемый радиосигнал возбуждает в АОМ акустическую волну, на которой дифрагирует часть оптического излучения. Полагаем режим дифракции Рамана-Ната. При ЛЧМ сигнале, имеющем квадратичное изменение фазы внутри импульса, первый дифракционный порядок сходится в точке с координатами

($z_0, x(t)$), зависящими от параметров ЛЧМ сигнала внутри АОМ. Из-за движения дифракционного пятна вдоль оси x со скоростью V на выходе малого размера фотоприемника регистрируется импульс тока $i(t)$, соответствующий сжато му в базу B_c раз ЛЧМ сигналу [1, 2].

Для подробного исследования работы АОФ мы использовали пакет GLAD фирмы Applied Optics Research (США), предназначенный для детальных разнообразных расчетов сложных оптических систем, использующих лазерное излучение. GLAD позволяет задавать разнообразные амплитудно-фазовые распределения (АФР) на плоскости и пересчитывать их при распространении излучения, учитывая действие установленных различных оптических элементов и многое другое.

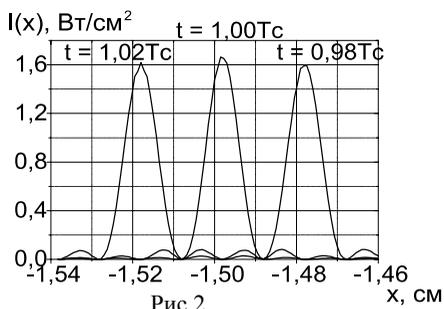


Рис.2.

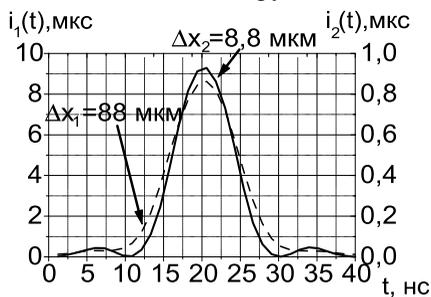


Рис.3.

Были рассчитаны АФР в плоскости Z_0 для разных моментов времени. На рис.2 приведены распределения интенсивности $I(x, t)$ в сечении $y=0$ для моментов времени $t=T_c$ (максимум), $1,02T_c$ и $0,98T_c$, где T_c – длительность ЛЧМ сигнала. Видно движение пятна, а также изменение его размеров и мощности. Форма пятна соответствует ожидаемой – $\text{sinc}^2(\dots)$, с шириной $\Delta x=88$ мкм по уровню 0,5. Отклик фотоприемника $i(t)$ представлен на рис.3 для 2-х размеров d диафрагмы: $d=\Delta x$ и $d=0,1\Delta x$.

Были проведены и другие расчеты: выделение сигнала из-под шума, влияние ошибок в установке фотоприемника и др. Они демонстрируют большие возможности, как АО фильтра, так и пакета GLAD при анализе преобразования оптических сигналов в оптоэлектронных процессорах.

Список литературы

1. Гериг, Монтаж Простой оптический фильтр для РЛС, использующей сигнал с линейной ЧМ, ТИИЭР, т.64, №12, 1964, с.1908.
2. VanderLugt A. Optical Signal Processing, New York, 1992.

Н.В. МАСАЛЬСКИЙ

Научно-исследовательский институт системных исследований РАН, Москва

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ВОЗДЕЙСТВИЙ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОЛНОВОДНОГО АКУСТООПТИЧЕСКОГО КОРРЕЛЯТОРА

Теоретически проанализированы и экспериментально исследованы характеристики функционирующего в реальном времени акустооптического коррелятора с временным интегрированием, выполненного на базе волноводного чипа, который сформирован на подложке Y-среза ниобата лития, в диапазоне окружающей температуры от -20°C до 150°C . Главный параметр коррелятора - максимальное время задержки не зависит от температуры. Влияние термовоздействий существенным образом отражается на амплитуде корреляционного пика, которая снижается по линейному закону с коэффициентом $0,01 \text{ град}^{-1}$ в температурном диапазоне от 15°C до 90°C .

Экспериментальный образец акустооптического (АО) коррелятора с временным интегрированием, функционирующий в реальном режиме времени, состоит из ограниченного набора компонент: лазер, объемные линзовые коллимирующие и фокусирующие системы, волноводный АО чип (ВАОЧ), выполненный на Y-срезе ниобата лития, и линейка фотоприемников. Центральная частота устройства составляет 396 МГц, максимальное время задержки 2 мкс.

Теоретически показано, что в анализируемом диапазоне температур от -20°C до 150°C , во-первых, наиболее термически нестабильным элементом является ВАОЧ в частности, клеевое соединение приз и волновода, и во-вторых, максимальное уменьшение скорости поверхностной акустической волны (ПАВ) с ростом температуры составляет менее 2%, что не приводит к существенным отклонениям в работе устройств. Для нивелирования первого фактора использовалось специальное приспособление, при помощи которого призмы механически прижимались к поверхности волновода.

Результаты измерения коэффициента пропускания оптического тракта прибора показывают, что в исследуемом диапазоне температур его величина остается практически постоянной. Напротив, как следует из результатов эксперимента (см. рис. 1), уровень амплитуды корреляционного сигнала снижается с повышением окружающей температуры. При этом данная зависимость имеет нелинейный характер. В основном это связано с температурными изменениями АО характеристик волновода, что

приводит к деградации степени перекрытия оптического и акустического полей. Это приводит к уменьшению величины АО интеграла перекрытия. В представленной зависимости можно выделить участок от 15°C до 90°C, где ее характер в первом приближении соответствует линейному закону. Крутизна данного участка в относительных единицах составляет ~ 0,01 град⁻¹. Вне температурного диапазона от 0°C до 100°C корреляционный сигнал неустойчивый, что может быть связано с влиянием внутренних шумов прибора.

Экспериментальные значения КСВН (согласования ВЧ-тракта с ВАОЧ) зависят от температуры также нелинейным образом. Так, от 0°C до 90°C они не превышают величину 1,6. Вне данного диапазона наблюдался резкий рост КСВН. Например, при 100°C он составлял 2,5.

Основные параметры прибора – максимальное время задержки и число анализируемых точек (база коррелятора) не зависят от температуры. Ряд других параметров, такие, как угол дифракции Брэгга, центральная частота, величина сепарации оптических пучков, диапазон времен задержек, относительная задержка в ходе экспериментов остаются неизменными.

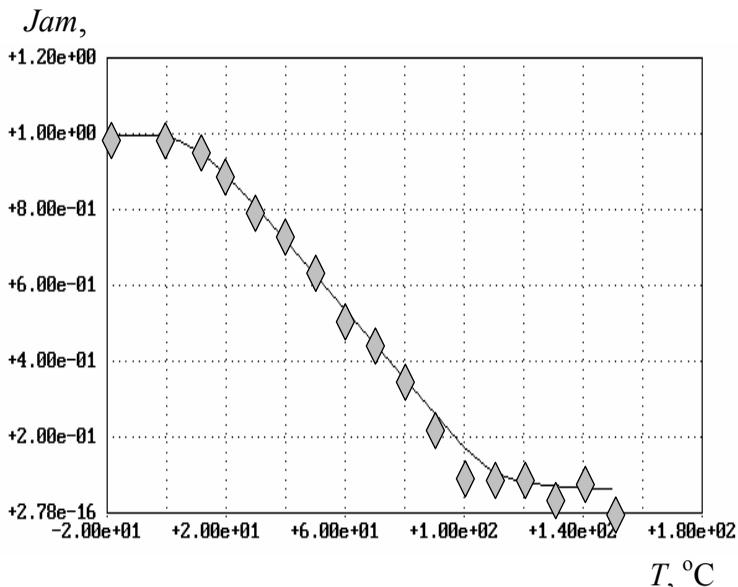


Рис. 1. Зависимость амплитуды корреляционного сигнала от температуры, где ромбиком отмечены экспериментальные данные

А.В. ЕРШОВА, Ю.Н. ЗАХАРОВ

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

ВОССТАНОВЛЕНИЕ РЕАЛЬНОЙ ДИНАМИКИ ПРОЦЕССОВ ПОСРЕДСТВОМ СКАНИРУЮЩЕЙ МИКРОСКОПИИ

При изучении функциональной активности клеток мозга методом флуоресцентной микроскопии актуальным является получение верных численных данных о динамике концентрации ионов кальция. При использовании ЛСКМ времена сканирования задаются и указываются программным обеспечением ПК, управляющим оборудованием. Однако без учета реального функционирования прибора можно неадекватно интерпретировать указанные параметры. Кроме того, характеристики из программного обеспечения нуждаются в калибровке для получения истинных значений. Было проведено изучение временных характеристик сканирования целых кадров, отдельных линий и точек кадра, установлено соотношение этих данных реальным. В полученном соотношении выделен линейный участок динамического диапазона и описаны нелинейные участки. Полученная информация позволяет делать верные выводы о результатах проводимых исследований.

В работе рассматривается проблема получения верных количественных данных экспериментов по исследованию процессов передачи сигналов в нейрон-глиальных сетях, проводимых на клетках гиппокампа мышей и крыс с использованием лазерного сканирующего конфокального микроскопа.

При изучении функциональной активности клеток мозга методом флуоресцентной микроскопии актуальным является получение информации о динамике концентрации ионов кальция, которые играют большую роль в жизнедеятельности клеток и передаче информации.

В данном случае преимущество конфокальной микроскопии в том, что она обеспечивает увеличение контраста изображения, которое приводит к возможности разрешения объектов, имеющих разницу в интенсивности флуоресценции до 256:1. Также в конфокальной микроскопии несколько улучшается разрешение в плоскости объекта (в 1.5 раза) и достигается высокое разрешение вдоль оптической оси [1].

Управление всей системой, получение, обработка и хранение изображений осуществляется компьютером. Процесс получения сканируемых изображений складывается из следующих стадий: позиционирования сфокусированного лазерного пучка на определенной

точке объекта и перемещении его между отдельными точками строк раstra. Времена сканирования задаются и указываются программным обеспечением (ПО) LSM 510 DuoScan. Освещение осуществляется в импульсном режиме, который включает в себя стадию затемнения, приходящегося на перестройку оптической системы от точки к точке. Поэтому без учета реального функционирования прибора указываемые параметры можно неадекватно интерпретировать. Таким образом, характеристики из программного обеспечения нуждаются в калибровке для получения истинных значений, необходимых при обработке изображений с целью получения количественной информации в изучаемых процессах.

Изучение временных характеристик сканирования выявило различие в скажности освещения поля объекта сканирующей системой микроскопа при различных значениях разрешения и ширины поля зрения, а также в зависимости от скорости сканирования. В полученном соотношении выделен линейный участок динамического диапазона и описаны нелинейные участки. К сожалению, не удастся представить зависимость времени перестройки между отдельными строками от скорости сканирования, увеличения и дискретизации в виде простой функции, поэтому были составлены таблицы этих значений для случая построчного сканирования без изменения направления движения луча лазера и его возвратно-поступательного движения. Также измерено распределение времени облучения всего кадра и возврата к началу следующего кадра от устанавливаемых параметров сканирования. В результате установлено соотношение между реальными временными характеристиками сканирования и данными, приводимыми в окне интерфейса программного обеспечения, управляющего процессом сканирования.

Аналогичные проблемы возникают при попытке вычислить реальную мощность облучения объектов лазерами, так как приводимые в окне управления значения пропускания фильтра нелинейно связаны с выходной мощностью под объективом микроскопа. На самом деле нужно учитывать коэффициент пропускания всей оптической схемы, который зависит от длины волны и применяемого объектива. Также для этого было определено распределение мощности по отдельным линиям лазеров. Проведенные измерения позволяют определять реальные значения физических параметров микроскопа.

Список литературы

1. Webb R.H. Confocal optical microscopy, Rep. Prog. Phys., 59, 1996, p.427-471.

Н.В. ПЕТРОВ

Научный руководитель – В.Г. БЕСПАЛОВ

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики

МЕТОД ЦИФРОВОЙ СПЕКЛ-ФОТОГРАФИИ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СКОРОСТЕЙ ВОДНЫХ ТЕЧЕНИЙ

Представлены результаты экспериментов, нацеленных на определение величин и направлений скоростей внутриводных течений с использованием корреляционных методик. Алгоритм цифровой спекл-фотографии был адаптирован в соответствии с особенностями экспериментальной установки. Определены оптимальные требования к регистрирующей системе, разработано специализированное программное обеспечение. Для нескольких конкретных случаев построены векторные поля скоростей течений. Рассматривается возможность использования нескольких длин волн, таких как: стоксовы компоненты ВКР излучения второй гармоники импульсного Nd:YAG - лазера на кристалле нитрата бария.

Метод цифровой спекл-фотографии уже давно используется для определения величин деформаций, направлений движения и скоростей объектов, в том числе и в водной среде [1]. Координаты максимума корреляционных функций, вычисленные для двух последовательно полученных под-изображений спекл-структур, формируемых поверхностью наблюдаемого объекта, характеризуют смещения, которые произошли с объектом за время экспозиции [2]. Подбирая интервал между экспозициями можно определить скорости. Целью данной работы являлось применение метода цифровой спекл-фотографии для анализа параметров водных течений. Поскольку фазовые неоднородности в гидросфере имеют размер, отличный от параметра шероховатости твердых поверхностей, при использовании метода возникает ряд особенностей, а благодаря наличию различных естественных примесей, рассеивающих излучение в водной среде, данный метод становится схож с методами определения скоростей, основанных на регистрации изображений частиц (PIV - Particle Image Velocimetry).

При подготовке к эксперименту было написано специализированное программное обеспечение, позволяющее оперативно обрабатывать большое количество экспериментальных данных. Схема эксперимента представлена на рис. 1.

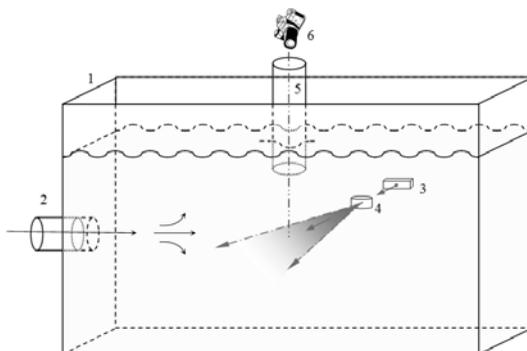


Рис. 1. Схема эксперимента. 1 – кювета гидростенда, 2 – сопло, 3 – импульсный Nd-YAG лазер, 4 – цилиндрическая линза, 5 – иллюминатор для наблюдения, 6 – цифровая фото/видео-камера.

Размеры резервуара с водой (дл.*ш.*выс.): $3 \times 1 \times 1,5$ м. Исследовался скоростной диапазон струи: 0; 0,05; 0,1; и 0,02 м/с. Лазерная система генерировала импульсно-периодическое излучение второй гармоники Nd:YAG лазера с максимальной средней мощностью 4 Вт и длиной волны 532 нм. Частота следования лазерных импульсов в различных реализациях эксперимента составляла 5, 6 и 10 Гц. Регистрация изображений производилась с помощью цифровых фотокамер: Nikon D50, Lumix Panasonic FZ30 в режиме видеосъемки. При съемке в формат JPEG на один пиксель ПЗС-матрицы приходилось 0,16 мм. Геометрия экспериментальной установки накладывала некоторые ограничения вследствие чего, векторные поля скоростей при обработке в автоматическом режиме удавалось построить лишь для течений с крайне небольшими скоростями (менее 5 мм/с), формировавшихся в моменты включения/выключения струи, при наличии примесей. В ходе работы сформулированы требования к регистрирующим системам для проведения дальнейших экспериментов.

Список литературы

1. Petrov N.V., Bepalov V.G., Zhevlyakov A.P., Soldatov Yu.I. Determining the velocity of an object in water, using digital speckle-photography, J. Opt. Technol., 74, 2007, p.779-782.
2. Synnergren P., Larsson L., Lundström T.S. Digital Speckle Photography: Visualization of Mesoflow through Clustered Fiber Networks, Appl. Opt., 41, 2002, p.1368-1373.

А.В. ПАВЛОВ

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики

ПОДХОД К РЕАЛИЗАЦИИ ПРАВДОПОДОБНЫХ РАССУЖДЕНИЙ МЕТОДОМ ГОЛОГРАФИИ ФУРЬЕ

В развитие ранее разработанного метода реализации нечетких логик, предложен подход к реализации правдоподобных рассуждений (абдуктивного и индуктивного выводов) на двуслойной оптической нейронной сети с матрицей двунаправленных связей, реализуемой методом голографии Фурье. Определены требования к характеристикам паттернов, представляющих обрабатываемую информацию, и фазосопрягающего зеркала. Приведены результаты численного моделирования.

Известен ряд глубоких аналогий между механизмами и эффектами работы мозга и оптической голографии, послуживших основанием для формирования голографической парадигмы в когнитивных науках и искусственном интеллекте[1]. На сегодня, наполнение этих аналогий конкретными моделями и схемами со стороны голографии в основном посвящено реализации принципа ассоциативной памяти [2]. Ряд работ посвящен реализации логик из класса нечетко-значимых и немонотонных.

Основной функцией интеллекта является рассуждение. Выделяют два типа рассуждений – достоверные, к которым относят дедуктивный вывод, и правдоподобные - индуктивный и абдуктивный выводы [3]. Известные работы посвящены реализации голографическими методами дедукции. В то же время, правдоподобный вывод является неотъемлемой частью процесса познания и его реализация представляет несомненный интерес. Поэтому в настоящей статье предложен подход к реализации методом голографии Фурье правдоподобных рассуждений - абдукции и индукции.

Классический пример классификации рассуждений по Ч.Пирсу [3]:

| | | | |
|-----------|---------------|--------------------|-----|
| Дедукция: | Правило | (Все люди смертны) | (1) |
| | Случай | (Сократ человек) | (2) |
| | Результат | (Сократ смертен) | (3) |
| Индукция: | (2) Случай | (Сократ человек) | |
| | (3) Результат | (Сократ смертен) | |
| | (1) Правило | (Все люди смертны) | |
| Абдукция: | (1) Правило | (Все люди смертны) | |
| | (3) Результат | (Сократ смертен) | |
| | (2) Случай | (Сократ человек) | |

Рассмотрена реализация этих примеров двуслойной нейронной сетью с двунаправленными связями, адекватной 4f схеме голографии Фурье с обращением волновых фронтов в плоскостях изображений и корреляций. Для шкалирования информации по шкале образ (сенсорный) – понятие (вербальное) предложено ввести шкалу общности признаков в пространстве Фурье как шкалу частот. Этот подход позволил представить результат (3), связывающий сенсорный образ с вербальным «скорее понятием», в одном слое и ограничить модель двумя слоями.

В рамках такого подхода сеть обучается предъявлением результата (3), т.е. записью голограммы, связывающей два паттерна, представляющие индивидуальные признаки, а задача индукции физически представляет собой задачу расширения спектра образа, представляющего индивидуальные признаки, в область низких частот. Эта задача решается организацией итерационной процедуры на нелинейной функции фазосопрягающего зеркала в корреляционной плоскости, подходящей для ведения произвольного паттерна в корреляционной плоскости к дельта-функции, т.е. реализации алгоритма «победитель забирает все».

Задача абдукции решается также посредством расширения спектра в область низких частот при обучении сети (правилом (1) и результатом (3)) методом записи наложенных голограмм.

Таким образом, в 4f схеме голографии Фурье возможна реализация как достоверного (дедуктивного), так и правдоподобных выводов – индукции и абдукции. Для реализации дедуктивного вывода достаточно однократного прохождения возбуждения через матрицу связей от слоя к слою, а активационная функция нейронов (характеристики сенсоров) может быть линейна. Для реализации правдоподобных выводов необходимы два условия - итерационная процедура и нелинейная экспозиционная характеристика фазосопрягающего зеркала (нелинейная активационная функция нейронов) в слое С. Эта итерационная процедура, реализующая идеологию «победитель забирает всё» имеет целью сведение паттерна в слое С к δ -функции.

Работа поддержана РФФИ, гранты 09-01-00165-а и 09-02-00223-а.

Список литературы

1. Кузнецов О.П., Марковский А.В., Шипилина Л.Б. Голографические механизмы обработки образной информации, Ин-т проблем управления им. В.А.Трапезникова РАН, 2007, 84с.
2. Owechko Y. Nonlinear holographic associative memories, IEEE Journal of Quantum Electronics, v.25, N3, 1989, p.619-634.
3. Вагин В.Н., Головина Е.Ю., Загорянская А.А., Фомина М.В. Достоверный и правдоподобный вывод в интеллектуальных системах, М.:Физматлит, 2004, 708с.

Н.Н. ЕВТИХИЕВ, Е.Ю. ЗЛОКАЗОВ, К.В. ЛАХМАН,
О.А. МИШУЛИНА, М.А. СЕВАЛЬНЕВ Р.С. СТАРИКОВ
Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

НЕЙРОСЕТЕВЕВАЯ КЛАССИФИКАЦИЯ КОНТУРНЫХ ОБЪЕКТОВ ПО СИГНАЛАМ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННОЙ СХЕМЫ ВЫДЕЛЕНИЯ ИНВАРИАНТНЫХ ПРИЗНАКОВ

Экспериментально исследована способность нейронной сети распознавать контурные объекты с произвольными положением, масштабом и углом поворота по вектору спектральных признаков, измеряемых в дифракционной оптической системе.

В работе решалась задача распознавания контурного объекта в условиях изменения его положения в поле изображения и масштаба. В качестве инвариантных признаков изображения, обрабатываемых нейронной сетью, используются кольцевые и секторные элементы пространственного спектра, измеряемые в дифракционной оптической системе [1,2].

Экспериментально исследована способность нейронной сети распознавать контурные объекты с произвольными положением, масштабом и углом поворота по векторам входных спектральных признаков указанного типа. Также в рамках исследования оценена точность нейросетевых классификаторов и был выделен класс архитектур, которые показывают наилучшие результаты в данной задаче распознавания.

Исследование показало, что наилучшие результаты достигаются при использовании трех- и четырехслойных сетей [3], в которых преобладают сигмоидальные активационные характеристики. Достаточно большой интервал рандомизации начальных значений предсказанный в ходе предварительного теоретического анализа, был подтвержден экспериментально.

Список литературы

1. Евтихийев Н.Н., Злоказов Е.Ю., Стариков Р.С., Шевчук А.В. Экспериментальное моделирование схемы прецизионного измерения кольцевых и секторных элементов пространственного спектра интенсивности изображений на базе массива фотодетекторов специальной топологии, Радиотехника и электроника, т.53, №11, 2008, с.1410-1416.
2. Applications of Optical Fourier Transforms, Edited by Stark H., NY: Academic Press, 1982.
3. Осовский С. Нейронные сети для обработки информации, М.: Финансы и статистика, 2002.

Е.С. ГРИЧУК, К.А. КРАСНОВА, М.Г. КУЗЬМИНА¹

Э.А. МАНЬКИН

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,
¹Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва*

ОБРАБОТКА ИЗОБРАЖЕНИЙ ОСЦИЛЛЯТОРНЫМИ МЕТОДАМИ

В работе построена осцилляторная сеть для яркостной сегментации изображений и выделения фрагментов зрительной сцены. Показано, что осцилляторная сеть успешно справляется с обработкой реальных полутоновых изображений. Развита метод выделения объектов в зрительной сцене.

Синхронизирующиеся колебательные системы широко распространены в различных областях естествознания. Изучение многих физических явлений (фазовые переходы, синхронизация оптически связанных лазеров, диссипативные структуры в плазменных средах и т.д.) связано с анализом явления синхронизация и других типов коллективного поведения осцилляторных систем.

Осцилляторные сети с управляемой системой связей давно используются и в теории искусственных нейронных сетей. Экспериментально было выяснено, что нейронные структуры мозга используют в своей работе колебания нейронной активности и явления синхронизации и резонанса. Это стимулировало построение моделей осцилляторных нейронных сетей, работа которых основана на синхронизации. Развитие теории нейронных сетей позволило создавать и технически воплощать так называемые нейроморфные системы — модели искусственных нейронных сетей, архитектура и дизайн которых основаны на особенностях структуры и принципах работы реальных нейробиологических систем. Помимо изучения принципов работы нейронных структур мозга разработки моделей нейронных сетей позволяют создавать гибкие адаптивные параллельные вычислительные алгоритмы. К числу таких моделей относится осцилляторная сеть с адаптивным взаимодействием, разработанная авторами для обработки изображений. Нейроморфные методы обработки изображений, основанные на имитации нейробиологических процессов в нейронных структурах мозга, представляют большой интерес, несмотря на то, что в области компьютерного зрения существует большое количество традиционных методов обработки изображений. Основные преимущества этих методов следующие: параллельный и распределенный способ

обработки информации, надежность и устойчивость к повреждениям, способность к самонастройке и подавлению шумов.

Основная цель настоящей работы — построение осцилляторного алгоритма яркостной сегментации изображений и выделения фрагментов статических и динамических зрительных сцен.

Сеть представляет собой квадратную решётку, в узлах которой расположены осцилляторы предельного цикла, находящиеся во взаимнооднозначном соответствии с пикселями обрабатываемого изображения. Два осциллятора сети связаны, если они соответствуют пикселям близкой яркости и расположены в сети на расстоянии, не превышающем заданный радиус пространственного взаимодействия. Процесс яркостной сегментации и выделения фрагментов зрительной сцены состоит из двух фаз: предварительной настройки сети (задание внутренних параметров каждого осциллятора, нелинейно зависящих от яркости и координат соответствующего пикселя изображения) и процесса релаксации сети в состояние кластерной синхронизации.

Компьютерные эксперименты показали, что описанный метод яркостной сегментации изображений позволяет обрабатывать реальные полутоновые изображения и выделять фрагменты простой формы. Первые компьютерные эксперименты показали, что сеть способна обрабатывать также и динамические изображения.

Основным направлением развития рассматриваемой модели является задача построения иных принципов сетевого связывания (возможно, используя методы вычислительной геометрии), которые позволили бы подойти к решению более сложной и практически важной задачи выделения объектов сложной формы и объектов с заранее заданными геометрическими, яркостными и текстурными характеристиками.

Список литературы

1. Chen K., Wang D. A dynamically coupled neural oscillator network for image segmentation, *Neural Networks*, v.3, 2002, p.423–439.
2. Grichuk E.S., Kuzmina M.G., Manykin E.A. Adaptive image processing via synchronization in self-organizing oscillatory network, *WSEAS on-line Proceedings of European Computing Conference (ECC 2007)*, 2007, p.11–20.
3. Гричук Е.С., Кузьмина М.Г., Маныкин Э.А. Выделение объектов в зрительной сцене осцилляторно-сетевым методом, *Труды XI всероссийской научно-технической конференции «Нейроинформатика-2009»*, 2009.

И.Н. КОМПАНЕЦ¹, Т.А. НЕЕВИНА

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,
¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва*

ОПТОЭЛЕКТРОННЫЙ $N \times N$ КОММУТАТОР ПАРАЛЛЕЛЬНОГО ТИПА

Проведено моделирование работы нового оптоэлектронного $N \times N$ коммутатора параллельного типа, использующего простую и максимально параллельную схему поразрядной коммутации оптических каналов. При наличии $N=2^K$ каналов их адресное соединение достигается за K этапов (т.е. за 7 этапов для 128-разрядного коммутатора). На каждом этапе коммутации каналов выполняются операции удвоения (разделяются каналы с 0 и 1 в данном разряде адресов) и последующего уплотнения (сборки) каналов. Для перевода сигналов из канала в канал при сборке предлагается использовать электрооптические призмы полного внутреннего отражения, управление которыми производится сигналами от фотодетекторов, регистрирующих наличие-отсутствие оптического сигнала в каждом канале.

В работе рассматривается оптоэлектронный $N \times N$ коммутатор, основанный на поразрядной коммутации оптических каналов. Предложенная схема коммутации является простой и максимально параллельной. Управление переключением каналов осуществляется автоматически, за счет сигналов обратной связи от фотодетекторов, регистрирующих наличие-отсутствие оптического сигнала в каждом канале.

Основным затруднением для реализации схемы оказался выбор оптических элементов для перевода светового потока из канала в канал. Показано, что наиболее подходящими для решения этой задачи являются призмы полного внутреннего отражения, выполненные из электрооптического материала с электрически управляемым коэффициентом преломления.

Был пошагово смоделирован и описан весь цикл коммутации оптических сигналов для 8-, 16-, 32-, 64- и 128- разрядного коммутаторов. При наличии $N=2^K$ каналов их адресное соединение достигается за K этапов. На рисунках для примера представлены исходное (верхний рисунок) и конечное состояния 8-разрядного ($K=3$) устройства. Цифрами на нижнем рисунке слева указаны адреса, согласно которым ожидается распределение световых каналов на выходе.

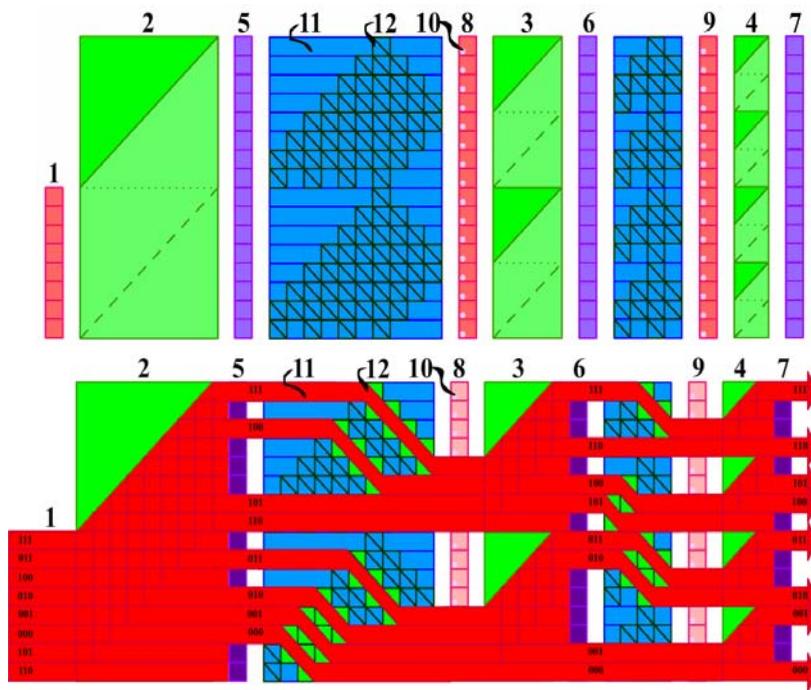


Схема 8-разрядного коммутатора в исходном (верхний рис.) и в конечном (нижний рис.) состоянии: 1-оптический затвор; 2,3,4- призмы удвоения; 5,6,7- линейки модуляторов; 8,9-линейки окошек; 10-фотодетекторы (в углах окошек); 11-волновод; 12-призмы ПВО.

На любом этапе соединения каналов, следуя адресам в данном разряде, включаются модуляторы 5, 6, 7, и выполняются операции удвоения (разделяются каналы с 0 и 1 в данном разряде адресов) и последующего уплотнения (сборки) каналов с удалением “лишних”. Если фотодетекторы фиксируют, что по соседству с волноводом, по которому распространяется световой луч, имеется «свободный» от луча волновод, то на соответствующую призму ПВО подаётся управляющий электрический сигнал, и световой луч отклоняется в соседний «свободный» волновод. В результате на выходе получаем заданный (в соответствии с адресами) порядок световых каналов.

Ч.Б.КАЙТУКОВ

ФГУП «Научно-технический центр «Атлас», Москва

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МНОГОУРОВНЕВОГО ФАЗОВОГО РЕЛЬЕФА ДЛЯ СОЗДАНИЯ ВИЗУАЛЬНЫХ ЭФФЕКТОВ В ЗАЩИТНОЙ ГОЛОГРАФИИ

В радужной голографии широко используются рельефы созданные аналоговыми методами с плавным изменением высоты рельефа и цифровые методы, создающие бинарные рельефы, состоящие из двух уровней глубины. Если, пользуясь цифровыми методами создавать рельеф, состоящий из определённого набора глубин (киноформа), то появляется возможность аппроксимировать аналоговый рельеф. Созданные таким образом защитные оптические элементы отличаются сложностью копирования и простотой идентификации. Технология создания киноформных рельефов позволяет делать защитные оптические элементы недифракционными. Такие элементы имеют большие преимущества для восприятия неподготовленным наблюдателем.

Развитие технологий создания защитных оптических элементов, требования к которым всё более ужесточаются идёт по нескольким направлениям. Прежде всего, это комбинированные технологии с использованием дополнительных физических эффектов, например таких как поляризация, или применением линзовых растров. Это приводит к использованию дополнительных слоёв при производстве защитных оптических элементов и, как следствие, происходит удорожание производственного процесса тиражирования.

Альтернативой служит создание и использование новых визуальных эффектов на основе радужной голографии или цифровой голографии. Может сложиться впечатление, что все возможные визуальные эффекты уже освоены и широко используются производителями. Однако, существуют ещё возможности создания защитных оптических голограмм на основе комбинирования цифровых и аналоговых методов. без удорожания процесса производства на стадии тиражирования, так как не происходит использование дополнительных слоёв голографической фольги, а весь визуальный эффект производится на стадии создания исходного рельефа.

К таким вариантам комбинирования можно отнести цифровой расчёт рельефа фазовой голограммы, применяя математическое моделирование оптической скамьи. При этом запись голограммы осуществить цифровым способом, используя луч электронно-лучевого литографа (ЭЛЛ),

аппроксимируя аналоговый рельеф несколькими уровнями глубины. Ступеней глубины достаточно четырех, чтобы с достаточным качеством передать все визуальные аспекты аналоговой голограммы. Из-за математической сложности задачи расчёта аналогового рельефа голограммы по всей поверхности, можно использовать разбиение на участки неразличимые невооружённым глазом до 50х50 микрон.

Многоуровневый рельеф можно также использовать для создания недифракционных оптических защитных элементов. Примером служит элемент названный «наногравюра». Для создания такого элемента используются исходные данные в виде матрицы $M \times N$ содержащей высоту поверхности. Положение на плоскости задаётся координатами m и n умноженными на длину шага. В обычном случае данные относятся к макроразмеру, то есть визуальный размер элемента и визуальная глубина «барельефа», например матрица, может описывать изображение 2х2 см и глубину в 1 мм. При этом надо понимать, что глубина рельефа, на который это всё должно отобразиться не превышает 0,001мм. Для того, чтобы провести такое отображение, применяется принцип построения плоской оптики. Математически заданная исходная поверхность делится на линии равной высоты с шагом, соответствующим глубине изготавливаемого фазового элемента. Обычная глубина равна половине длины волны, около 250 нм. Затем проходит процедура аппроксимации участков поверхности между двумя соседними линиями равной высоты выбранным количеством ступеней (достаточно четырёх).

На стадии расчёта возникают сложности из-за большого объема данных для фазовой поверхности. При размере электронного луча (или штампа) 0,2 мкм и размере защитного оптического элемента 2х2 см получается, что необходимо обработать 10^{10} точек. Исходные данные, соответственно, не содержат такого подробного описания поверхности. Для этого перехода используются методы построения промежуточных отсчётов с обязательным условием гладкости получаемой поверхности.

Изготовленный таким образом рельеф не является дифракционным. Визуально он воспринимается как выпуклое изображение аналогичное внешнему виду монеты или медали. Изображение не переливается разными цветами и для удобного восприятия изображения не требуется ограничений на угол освещения или обзора, что является преимуществом перед обычными радужными голограммами.

Создание защитных оптических элементов на основе многоуровневых рельефов позволяет значительно расширить спектр защитных знаков без внесения дополнительных материальных затрат на их тиражирование.

А.А. КЮБЕРИС, Ю.Н. ЗАХАРОВ

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

ЦВЕТОВЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ НАЛОЖЕНИИ ИЗОБРАЖЕНИЙ СОСТАВНЫХ ОБЪЕМНЫХ ГОЛОГРАММ

Следствием изменения угла наблюдения объемных голограмм является изменение цвета восстановленного изображения. Это дает возможность, изменяя условия записи, в частности, угловое расположение среды и объекта, при заданном угле восстановления получить в восстановленном изображении фрагменты, имеющие разные спектрально чистые цвета. При наложении двух или трех волн разной длины можно добиться зрительного восприятия цвета, соответствующего смешению исходных цветов. Таким образом, можно получить почти весь спектр видимого диапазона, даже если используемые длины волн лежат в пределах ограниченного участка оптического спектра. Эффект наложения делает возможным создание голограмм, записанных на одной длине волны всего при трех или двух разных конфигураций схемы, восстанавливающих произвольное количество цветовых оттенков.

Свойство спектральной селективности объемных голограмм представляет из себя избирательность голограммы по длине волны, то есть при освещении голограммы белым светом голограмма наблюдается в том цвете, для которого плоскости объемной дифракционной решетки периода d являются отражательными по условию Брэгга-Вульфа:

$$2d\sin\alpha = m\lambda,$$

где α - угол, который освещающий и дифрагированный пучки составляют с плоскостями объемной дифракционной решетки в светочувствительной среде, λ - длина волны в светочувствительной среде, m -целое число. Это позволяет путем изменения угла наблюдения изменять цвет восстановленного изображения [1]. Следовательно, при заданном угле восстановления можно получить в восстановленном изображении фрагменты, имеющие разные спектрально чистые цвета. Это возможно при изменении условий записи: углового расположения среды и объекта. Анализ этих условий приводит к связи длины восстановленной волны λ_i (цвета восстановленного изображения) с углом восстановления Θ_C и углом падения сигнальной и опорной волн (длины λ_0) на фотопластинку при экспозиции:

$$\sin^2 \Theta_i = n^2 - \frac{\lambda_0^2}{\lambda_i^2} (n^2 - \sin^2 \Theta_C)$$

где $\Theta_i = \Theta_R = \Theta_S$ – углы падения опорной и сигнальной волн на фотопластинку, n – показатель преломления фотоэмульсии. Выбрав угол наблюдения и количество цветовых оттенков в восстановленном изображении, мы можем рассчитать параметры схемы: угол схождения опорной и предметной волн и положение объекта относительно фотопластины. Отдельного внимания заслуживают эффекты, возникающие при наложении изображений, имеющих разные цветовые оттенки. Возможным результатом является зрительное восприятие цвета, соответствующего смещению исходных цветовых оттенков. Использование этого эффекта позволяет создавать многоцветный волновой фронт, используя для этого однодлинноволновый лазер и несколько разных конфигураций схемы. Следует учесть, что речь идет не о реальной цветопередаче, поэтому можно ограничиться не тремя (как в системе трехцветного зрения), а лишь двумя основными цветами, что влечет за собой значительное упрощение схемы записи, то есть для получения почти всего видимого диапазона хватит всего 2 конфигурации схемы. Использование данного эффекта требует выбора времени экспозиции (что также необходимо из соображения достижения максимальной дифракционной эффективности) так, чтобы при восстановлении элементы, формирующие общий фрагмент изображения заданного цвета, имели необходимые интенсивности – каждый фрагмент свою интенсивность, обеспечивая тем самым необходимую пропорцию для получения заданного цвета. Также нужно учесть положение элементов, формирующих общий фрагмент, чтобы совместить их по фронту и глубине. При несоблюдении этого условия в восстановленном изображении формирующие элементы могут быть сдвинуты друг относительно друга или же могут просвечивать друг через друга, тем самым не давая эффекта смешения цвета.

Использование возможностей цветовых эффектов, в частности эффекта смешения цвета, при наложении частей составных объемных голограмм делает возможным получение почти всего спектра видимого диапазона, даже если используемые длины волн лежат в пределах ограниченного участка оптического спектра, используя для записи всего один лазер с фиксированной длиной волны и минимальное количество различных конфигураций схемы записи.

Список литературы

1. Захаров Ю.Н. Восстановление псевдоцветных изображений при монохромной записи голограмм Денисюка, Оптический журнал, т.76, №7, 2009, с.96-99.

Т.А. ЕФИМОВ, Р.В. РОМАШКО¹

Дальневосточный государственный университет, Владивосток,

¹Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток

ОПТИМАЛЬНАЯ СИСТЕМА ФОРМИРОВАНИЯ ДИНАМИЧЕСКОЙ ГОЛОГРАММЫ С МИНИМАЛЬНЫМ ВРЕМЕНЕМ ОТКЛИКА

Разработана и реализована оптимальная схема фокусировки, позволяющая обеспечить формирование эффективной голограммы с малым временем отклика при использовании источников излучения малой мощности.

Применение динамических голограмм в интерферометрических измерительных системах наделяет последние адаптивными свойствами. Одним из основных параметров динамической голограммы является время ее записи, снижение которого позволяет повысить быстродействие системы. Время записи голограммы в фоторефрактивном кристалле обратно пропорционально интенсивности излучения. Увеличение интенсивности за счет увеличения мощности является очевидным, но не всегда оправданным. Альтернативой этому может служить сильная фокусировка световых пучков, которая, однако, может приводить к снижению эффективной длины взаимодействия пучков в кристалле.

В настоящей работе представлены результаты экспериментальной исследования времени записи голограммы Гауссовыми пучками, сформированными с помощью оптимальной фокусирующей системы, теоретический анализ которой был выполнен в работе [1], для двух образцов кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$.

Под оптимальной фокусировкой, при которой в кристалле формируется максимально эффективная и быстрая голограмма, понимают выполнение следующих условий: при заданных параметрах кристалла (показатель преломления, длина) пучки должны иметь минимальный поперечный размер, полностью перекрываться по всей длине кристалла и иметь при этом минимальное расхождение.

Исходя из параметров кристалла, были рассчитаны параметры фокусирующая система и построена экспериментальная установка. Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Для каждого образца определялась зависимость времени записи голограммы от интенсивности излучения.

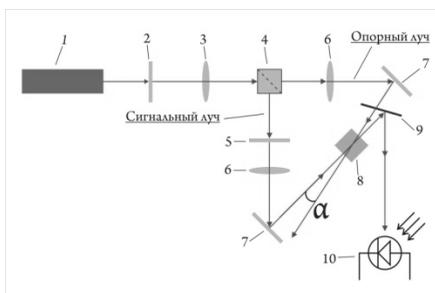


Рис. 1- Схема установки. 1 – лазер, 2 – плавно изменяющийся нейтральный светофильтр, 3 – первая линза, образующая перетяжку $\omega 0$, 4 – светоделительный куб, 5 – светофильтр, 6 – фокусирующие линзы, 7 – зеркала, 8 – фоторефрактивный кристалл, 9 – тонкое стекло, 10 – фотодетектор

Минимальное время записи голограммы при мощности лазерного пучка в 30 Вт/см^2 составила 5 с для образца №1 и 11 с для образца №2. Усиление сигнала для первого кристалла $1,2 \text{ см}^{-1}$, для второго $0,4 \text{ см}^{-1}$. Данная разница, помимо возможного отличия концентрации фоторефрактивных центров,

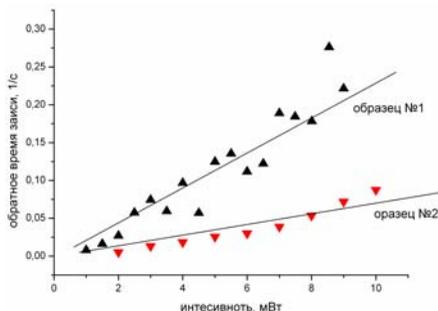


Рис. 2. Зависимость обратного времени записи от интенсивности источника.

может быть объяснена так же ухудшением условий взаимодействия, вызванным расхождением плоскостей поляризации вследствие оптической активности кристаллов.

Как видно, из рис. 2 зависимость времени записи голограммы от интенсивности излучения носит практически линейный характер, что позволяет заключить, что время

записи может быть дополнительно уменьшено при использовании более мощных источников излучения. Тем ни менее, достигнутое в данной работе время записи на порядок меньше, чем время, полученное в других работах при аналогичных условиях [2-3]. При этом коэффициент усиления удалось сохранить на том же уровне.

Список литературы

1. Romashko R.V., Kulchin Yu.N., Kamshilin A.A., et. al., Optimal geometry for fast and efficient hologram recording in photorefractive crystal, *Opt. Rev.*, v.14, N4, 2007, p.176–179.
2. Romashko R.V., Kulchin Yu.N., Shandarov S.M., Kargin Yu.F., Volkov V. Adaptive correlation filter based on dynamic reflection hologram formed in photorefractive $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{22}$ crystal, *Opt. Rev.*, v.12, N1, 2005, p. 59–60.
3. Brost G.A. Photorefractive integrators and correlators, 1992.

В.В. ЛОБЫНЦЕВА, Ю.Н. ЗАХАРОВ

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

ПРИМЕНЕНИЕ ЦИФРОВОЙ ГОЛОГРАФИИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ КЛЕТОЧНЫХ СТРУКТУР

Голограммы биологических образований, содержащих от одной до ста клеток, позволяют производить реконструкцию трехмерной структуры этих объектов с высоким поперечным и продольным разрешением. Современные микроскопы позволяют сохранять изображения в цифровом виде. Применение обычных схем цифровой голографии трудно реализуемо при использовании оборудования для поддержания жизнеспособности биологического объекта и без изменения конструкции микроскопа. Для формирования опорного пучка мы используем часть освещающего объект света, отраженную от полупрозрачной пластинки, помещенной непосредственно перед объектом. Пластика ориентируется под углом, обеспечивающим формирование заданной пространственной частоты полос голограммной структуры. Это позволяет получать внеосевую цифровую голограмму микрообъекта, используя стандартное оборудование биологической микроскопии.

Первоначально голография изобреталась как метод электронной микроскопии, с тем, чтобы формировать изображения малых объектов. Обычно микроскопы имеют большое поперечное увеличение при небольшой глубине поля зрения, которую стремятся еще более ограничить с целью повышения продольного увеличения. Сканируя по глубине, можно последовательно рассматривать каждый уровень в продольном направлении. Но для нестационарных микрообъектов и/или процессов, когда положение или форма объекта меняется во времени или происходят изменения внутренней фазовой структуры, это неприемлемо. Примером могут служить биологические объекты на уровне живых клеточных культур сердечных и нейрональных тканей. Для регистрации динамики объекта можно использовать голографический микроскоп для регистрации серии последовательных во времени голограмм, записывая всю информацию в объеме нестационарного объекта [1].

Для записи голограмм требуется когерентное освещение. Современные микроскопы используют в качестве осветителей лазеры, удовлетворяющие этому требованию. Также существенное преимущество состоит в возможности сохранять изображения в электронном виде, что одновременно позволяет отказаться от фотопроцесса и регистрировать

голограммы в цифровом формате. В отличие от метода конфокальной микроскопии, где используется послойное сканирование [2], запись голограммы не требует многократной последовательной регистрации сечений. А значит, существенно оптимизируется объем информации, необходимый для формирования восстановленного изображения с высоким разрешением и большой глубиной поля зрения. Для реализации голографической схемы нам необходимо иметь в канале регистрации опорный пучок, который невозможно ввести после микрообъектива без изменения конструкции микроскопа. К тому же при исследовании жизнедеятельности биологического объекта требуется оборудование для циркуляции физиологического раствора, обогащенного специальной газовой смесью с целью поддержания его жизнеспособности и для введения стимулирующих и блокирующих веществ. Поэтому использование обычных схем цифровой голографии [3] труднореализуемо. Для формирования опорного пучка мы используем часть освещающего объект света, отраженную от полупрозрачной пластинки, помещенной непосредственно перед объектом. Пластинка ориентируется под углом, обеспечивающим формирование заданной пространственной частоты полос голограммной структуры. Угол наклона плоскопараллельной пластинки зависит от ее положения относительно фокальной плоскости и оптической схемы построения изображения в микроскопе. Он выбирается с учетом того, что частота голограммной структуры должна быть как минимум втрое меньше разрешающей способности регистрирующей матрицы, но достаточно большой, чтобы на размере одного спекла умещалось не менее двух полос. В этом случае возможно восстановление трехмерного голографического изображения объекта. Данный подход реализует преимущества как оптических, так и цифровых методов и позволяет получать внеосевую цифровую голограмму микрообъекта, без существенного изменения конструкции промышленных оптических микроскопов.

Список литературы

1. Кокс М. Микроскопия, в кн. Оптическая голография, М.:Мир, 1982, с.619-632.
2. Штейн Г.И.. Руководство по конфокальной микроскопии, СПб: Изд-во Политехн. ун-та, 2007, 77с.
3. Редкоречев В.И., Кулагин И.А., Гуревич В.С., Гусев М.Е., Захаров Ю.Н.. Цифровая пикосекундная трехцветная голографическая интерферометрия, Оптика и спектроскопия, т.107, №3, 2009, с.433-437.

П.А. ЧЕРЁМХИН, А.А. РОПЯНОЙ, С.Н. СТАРИКОВ
Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

ЗАПИСЬ И ВОССТАНОВЛЕНИЕ ЦИФРОВЫХ ГОЛОГРАММ ФРЕНЕЛЯ

Рассмотрены методы записи цифровых голограмм Френеля и их численного восстановления, получены ограничения на параметры голографируемых объемных сцен, обусловленные характеристиками регистратора голограммы. Для численного восстановления цифровых и синтеза компьютерных голограмм реализованы методы преобразования Френеля, распространения углового спектра и расчёта дифракции Френеля через фрактальное преобразование Фурье. Этими методами выполнен синтез и восстановление цифровых голограмм.

При записи цифровых голограмм важны различные параметры (характеристики цифрового регистратора голограммы и излучения, параметры голографируемой объёмной сцены). В работе получены зависимости максимального размера и числа отсчётов в объекте от числа отсчётов и разрешения цифровой голограммы. Определена связь этих параметров, позволяющая находить взаимное расположение голограммы и объекта для получения минимального расстояния между ними z_{\min} .

Для цифровой видеокамеры Pixelink PL-B781F получено, что линейный участок регистрации составляет $96 \pm 1\%$ от всего диапазона. Найдены зависимости уровня чёрного от времени экспозиции и температуры. Измерены величины неоднородности фоточувствительности и неоднородности темнового сигнала. К достоинствам камеры при записи цифровых голограмм относятся малые размеры пикселей - 3,5 мкм и достаточно большое их количество - 6,6 Мпикс; недостатками являются малые времена экспозиции (до 2 с), невысокие максимальные значения временного (≈ 100) и пространственного отношения сигнал/шум (≈ 150).

Проведена экспериментальная оценка параметров камеры Megaplus II ES11000. Тестированием режимов работы камеры установлены недокументированные возможности, позволяющие увеличить максимальное время экспозиции в режиме без внешнего запуска с 0,4 с до 10 с и с 10 с до 600 с - с внешним запуском. К достоинствам камеры при её применении для записи цифровых голограмм относятся: большое количество пикселей 10,7 Мпикс, высокие значения максимального пространственного (≈ 190) и временного отношения сигнал/шум (≈ 210),

возможность получения большого времени экспозиции (до 600 с); недостатком является большой размер пикселей – 9 мкм.

Для численного восстановления цифровых голограмм Френеля и возможности их компьютерного синтеза были реализованы и применены три метода расчёта светового поля: метод преобразования Френеля (ПФ) (дальняя зона дифракции Френеля), метод распространения углового спектра (РУС) (ближняя зона дифракции Френеля) и метод расчёта дифракции Френеля через фрактальное Фурье-преобразование (ФФРФТ).

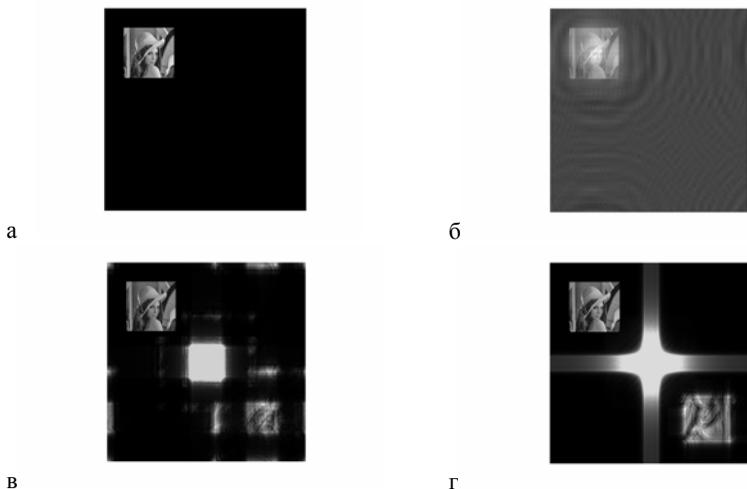


Рис. 1. а) исходное изображение на поле 512x512 отсчётов; б) восстановленное изображение методом РУС ($3 \cdot z_{\min}$); в) восстановленное изображение методом ПФ ($3 \cdot z_{\min}$); г) восстановленное изображение методом ФФРФТ ($3 \cdot z_{\min}$).

Реализации методов численного восстановления проверены на цифровой голограмме, записанной в экспериментальных условиях в дальней зоне дифракции Френеля. Исходное изображение (рис.1а) методом РУС (рис.1б) восстановилось с искажениями, так как условия записи голограммы не согласуются с границей применимости этого метода. Методами ПФ (рис.1в) и ФФРФТ (рис.1г) получены правильные восстановленные изображения объекта, записанного на цифровую голограмму, что согласуется с условиями применимости методов.

Работа выполнена при поддержке Федеральной целевой программы "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" на 2009-2013 годы.

В.В. КРАСНОВ, М.В. КОННИК, С.Н. СТАРИКОВ
Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ МЕТОДА ОПТИЧЕСКОГО КОДИРОВАНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ С ВРЕМЕННЫМ ИНТЕГРИРОВАНИЕМ

Приводится описание и экспериментальная реализация метода оптического кодирования изображений с временным интегрированием. Метод позволяет определить достижимые характеристики дифракционного оптического кодирования с идеальным дифракционным оптическим элементом. Кроме того, он может рассматриваться как самостоятельный метод оптического кодирования. Приводятся экспериментальные результаты кодирования и восстановления изображений, а также характеристики созданной экспериментальной установки.

В задачах дифракционного оптического кодирования существует проблема, связанная с низким качеством дифракционных оптических элементов (ДОЭ). Для определения достижимых характеристик дифракционного оптического кодирования предлагается реализация метода оптического кодирования с временным интегрированием.

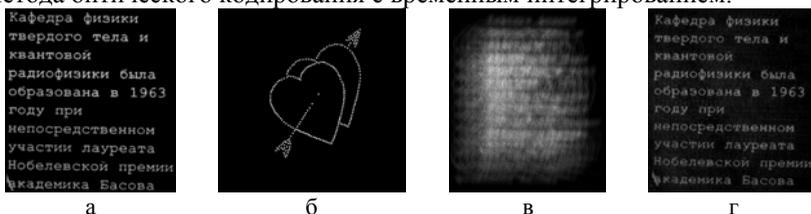


Рис. 1. Процесс оптического кодирования и цифрового восстановления: а) кодируемое изображение; б) кодирующая ФРТ; в) изображение, закодированное оптическим методом с временным интегрированием; г) изображение, восстановленное из закодированного методом Тихонова.

Процесс оптического кодирования с временным интегрированием реализуется свёрткой кодируемого изображения (рис. 1а) и кодирующей функции рассеяния точки (ФРТ) (рис. 1б). В данной экспериментальной реализации метода свертка осуществляется путем регистрации на цифровую камеру кодируемого изображения, перемещающегося по траектории кодирующей ФРТ на экране монитора. Перемещение осуществляется путем воспроизведения на компьютере видеоряда, состоящего из кадров с кодируемым изображением, расположенным в

различных положениях на экране, соответствующих координатам различных точек кодирующей ФРТ. Далее, закодированное изображение (рис. 1в) может быть восстановлено (рис. 1г) методами деконволюции.

Качество восстановления изображений в схеме оптического кодирования с временным интегрированием зависит от множества факторов: особенностей кодируемого изображения, шумов, динамического диапазона и разрешающей способности фотосенсора, контрастности и разрешения монитора. Оценка качества восстановленных изображений производилась при помощи расчета нормированного среднеквадратичного отклонения (СКО) от оригинала. Характерная зависимость СКО от параметра регуляризации при восстановлении методом Тихонова приведена на рис. 2а. Минимальное значение СКО было достигнуто при кодировании полутонового изображения текста и составило 0,36.

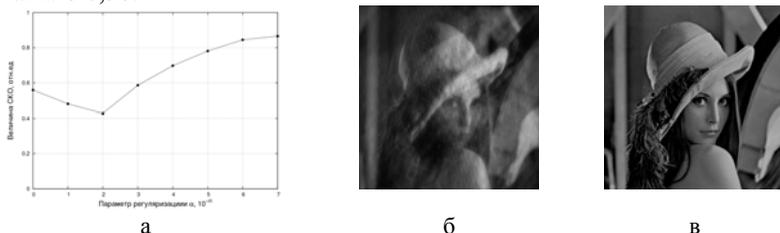


Рис. 2. Пример восстановления полутонового изображения, закодированного методом оптического кодирования с временным интегрированием: а) зависимость СКО от значения параметра регуляризации; б) восстановленное изображение с минимальным СКО 0,42, отвечающее параметру регуляризации $\alpha = 10^{-2}$; в) оригинальное изображение.

Созданная экспериментальная установка оптического кодирования с временным интегрированием обладает следующими характеристиками: число отсчетов в кодируемых полутоновых и бинарных изображениях - до 1200×750 ; динамически меняющаяся кодирующая ФРТ; время кодирования - 67 мс на один ненулевой отсчет кодирующей ФРТ; количество отсчетов в кодируемых изображениях - до 1903×1301 ; СКО восстановленных изображений от 0,36. Показано, что восстановленные изображения характеризуются удовлетворительным визуальным качеством при потере до 50% отсчетов закодированных изображений.

Работа выполнена при поддержке Федеральной целевой программы "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" на 2009-2013 годы.

А.Н. БОРОДИН¹, А.Б. ВАЖЕНИН¹, А.А. ВАЙЧАС²,

А.Н. МАЛОВ, А.В. НЕУПОКОЕВА

¹Иркутский государственный университет

²ООО «Иннова», Иркутск

³Московский государственный университет гражданской авиации

(иркутский филиал)

ВЛИЯНИЕ ТРЕХМЕРНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ФИЛЬТРОВ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

Проблемой оптических инструментов для наблюдения объектов на фоне яркого мешающего источника является низкая разрешающая способность и её изменение по полю зрения из-за неравномерного виньетирования. Кроме этого высокий уровень рассеянного света от яркого источника уменьшает отношение сигнал-шум и контрастность информативных деталей изображения. В работе проведено исследование влияния трехмерных экранирующих элементов на разрешение идеальной оптической системы. Для улучшения качества изображения без потери светосилы предложен способ управления информационными характеристиками изображающих систем за счет формы краёв диафрагм и затемняющих экранов. Экспериментально определено изменение соотношения сигнал-шум при уменьшении влияния яркого мешающего источника при наблюдении объектов рядом с ним.

На изображение объекта наблюдения существенное влияние оказывают шумы, возникающие в оптической системе при наличии яркого мешающего «источника помех», и увеличивающийся динамический диапазон яркости объектов в поле зрения до значений больших, чем может разрешить приемная часть оптической системы [1,2]. Фильтрация осуществляется расположенной перед объективом системой экранов, формирующей заданную функцию пропускания по углу поля зрения.

Эффективность системы фильтрации можно оценить по уменьшению шумов при фильтрации этого яркого неинформативного излучения. Экспериментально был сформирован тестовый объект с участками различной яркости и получено несколько его изображений через макетную оптическую систему. Предполагая, что общие шумы оптической системы и матричного фотоприемника близки к гауссову шуму, из нескольких изображений было получено одно усредненное с уровнем шума в N ($N=10$ количество изображений для усреднения) раз меньшим, чем у одного изображения. Усреднение проводилось по каждой

точке изображения. Средне квадратичная величина шумов для всего изображения при этом составляла 15 усл. ед. Затем это усредненное изображение использовалось для оценки эффективности фильтрующей системы. Было получено изображение тестового объекта без фильтрующей системы при наличии паразитной засветки (величина шумов увеличилась более чем вдвое), и с фильтрующей системой, полностью убирающей источник помех (рис. 1).

Если принять всё поле зрения оптической системы за 100%, то площадь засветки составляет 0.095%, а площадь поля зрения скрытого системой фильтрации составляет 1,956%. При засветке контрастность изображения уменьшается от 3.00 до значений 2.00 ± 1.75 и менее у нефильтрованного изображения. Контрастность изображения, шумы и разрешение оптической системы вне области виньетирования при подавлении помехи не изменилась.

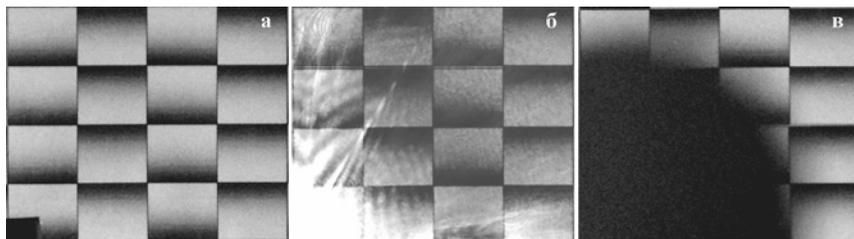


Рис. 1. Изображение небольшого фрагмента тестового поля зрения – а, с засветкой – б, с отфильтрованной помехой – в

Из рисунка видно, что изображение существенно улучшается системой фильтрации за счет потери небольшой площади поля зрения. Используя оптимизированные варианты трехмерной системы экранов можно уменьшить область завиньетированного поля зрения до размеров, эквивалентных области яркого источника помех, и достичь более существенного уменьшения шумов при снижении величины дифрагировавшего рассеянного света от неинформативного излучения.

Список литературы

1. Бородин А.Н., Малов А.Н., Маркин В.А. Улучшение изображения, формируемого при яркой внешней засветке, Научная сессия МИФИ-2008, Сборн. науч. тр., т.2, М.: МИФИ, 2008, с.137-138.
2. Бородин А.Н., Малов А.Н. Использование трехмерных фильтрующих элементов в обработке изображений, Известия ВУЗов. Физика, т.48, № 6, 2005. с.41-43.

Н.Н. ЕВТИХИЕВ, Е.Ю. ЗЛОКАЗОВ, Р.С. СТАРИКОВ,
С.Н. СТАРИКОВ, Д.В. ШАУЛЬСКИЙ
Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

РЕАЛИЗАЦИЯ ИНВАРИАНТНЫХ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ФИЛЬТРОВ С ЛИНЕЙНЫМ ФАЗОВЫМ КОЭФФИЦИЕНТОМ В СХЕМЕ КОРРЕЛЯТОРА ВАНДЕР ЛЮГТА: ВЛИЯНИЕ БИНАРИЗАЦИИ

Представлены результаты исследований по сравнению влияния основных методов бинаризации и их параметров на распознавательные характеристики корреляционного фильтра с линейным фазовым коэффициентом, реализованного в виде амплитудной Фурье-голограммы в схеме коррелятора Вандер Люгта.

Реализация корреляционных методов распознавания объектов в схеме когерентного коррелятора Вандер Люгта дает возможность классификации и различия объектов в режиме реального времени. Применение инвариантных корреляционных фильтров позволяет добиться инвариантности распознавания к таким искажениям входного объекта, как поворот, масштабирование и т.д. Одним из наиболее перспективных корреляционных фильтров является корреляционный фильтр с линейным фазовым коэффициентом (ЛФК КФ). ЛФК КФ может быть реализован в схеме коррелятора Вандер Люгта в виде синтезированной амплитудной голограммы.

Практически интересным случаем является использование для реализации фильтра бинарных голографических носителей. При этом голограмму необходимо адекватно бинаризовать. Бинаризация голографического фильтра влечет за собой потерю информации, заложенной в фильтр, что в свою очередь может привести к потере распознавательных способностей фильтра.

В результате исследований было установлено, что применение стандартных локальных методов не удовлетворяет требованиям инвариантного распознавания. В случае глобального метода бинаризации Отсу получены удовлетворительные результаты распознавания, однако вид дискриминационной характеристики голографического фильтра существенно отличается от дискриминационной характеристики самого инвариантного фильтра. Весьма перспективным представляется также применение специальных методов бинаризации голограмм.

З.С. БЕКЯШЕВА, А.В. ПАВЛОВ

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики

ГОЛОГРАФИЧЕСКИЙ ПРЕДСКАЗАТЕЛЬ СЛУЧАЙНЫХ ПРОЦЕССОВ: ВЛИЯНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ОБРАБАТЫВАЕМОЙ РЕАЛИЗАЦИИ НА ТОЧНОСТЬ ПРЕДСКАЗАНИЯ

Применительно к реализации модели линейного предсказателя методом голографии Фурье исследовано влияние длины реализации, а также искажений корреляционной функции, используемых при восстановлении инверсной голограммы, на точность предсказания.

В теории случайных процессов известна модель линейного предсказателя, позволяющая предсказать дальнейшее поведение наблюдаемой реализации случайного процесса. В работах [1, 2] теоретически показана и экспериментально подтверждена возможность реализации этой модели в 4-f схеме Фурье – голографии с обращением волнового фронта в плоскости корреляций. На этапе прямого прохождения света от плоскости изображений к плоскости корреляций схема работает как классический коррелятор Ван дер Люгта – голограмма согласована с эталонным изображением. На этапе обратного прохождения света от корреляционной плоскости к плоскости изображений используется инверсная голограмма. Предсказание в этом случае формируется в виде ореола вокруг восстановленного в обратном ходе лучей изображения эталона.

Модель предполагает построение предсказания на основе использования корреляционной функции процесса, однако в реальности строится и используется корреляционная функция ограниченной реализации. В данной работе методом численного моделирования исследовано влияние ограниченности длины реализации, на точность предсказания.

В качестве эталонного и объектного изображений используется ограниченная реализация случайного процесса длины L , функция автокорреляции которой формируется в корреляционной плоскости. На этапе обратного прохождения света корреляционная функция восстанавливает инверсную голограмму Фурье, записанную с реализации того же процесса длины N , $N < L$. (При восстановлении голограммы,

записанной с реализации такой же длины в плоскости предсказания, формируется лишь эталонное изображение). В плоскости предсказания в точках $0..N$ формируется эталонная реализация (искаженная), а в точках $N+1..L$ – линейное предсказание.

Следствием ограниченности реализации является спад корреляционной функции – линейное уменьшение амплитуды боковых максимумов по сравнению с корреляционной функцией бесконечной реализации. Для анализа влияния спада корреляционной функции была исследована методом численного моделирования зависимость ошибки предсказания от отношения длин реализаций. Минимальная ошибка предсказания была получена при восстановлении реализации корреляционной функцией эталонной реализации, отношение которой к восстановленной реализации равно 8.

При увеличении этого отношения начинает играть роль другой эффект, обусловленный уширением спектрального максимума и искажением его формы относительно формы максимума для большей длины реализации. Влияние этого эффекта зависит от величины нормированной частоты T/N , где T – период, N – длина реализации. При значениях этого параметра, близких к 1, на точность предсказания влияет искажение формы спектральных максимумов. Если $T/N \ll 1$, то ошибка незначительна. Приводятся результаты численного моделирования, иллюстрирующие этот эффект.

Таким образом, показано, что ошибка предсказания, обусловленная конечностью реализации, может быть минимизирована соответствующим выбором отношения длин реализаций, используемых для вычисления корреляционной функции и непосредственно предсказания.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранты 09-01-00165-а и 09-02-00223-а.

Список литературы

1. Павлов А.В. Реализация регрессионных моделей обработки информации методом фурье-голографии, Известия академии наук, серия: теория и системы управления, №2, 2005, с.29-36.
2. Павлов А.В. Реализация модели линейного предсказателя методом Фурье-голографии, Оптический журнал, т. 72, №2, 2005.

С.Б. ОДИНОКОВ, М.С. КОВАЛЁВ, А.Б. СОЛОМАШЕНКО
Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

ГОЛОГРАФИЧЕСКИЙ ПРИЦЕЛ

В докладе рассматривается голографический прицел, формирующий в пространстве прицеливания мнимые многокомпонентные изображения прицельных марок различных цветов, наблюдаемых одновременно или по отдельности. Для повышения точности прицеливания обеспечивается смещение мнимого изображения прицельной марки вдоль линии прицеливания путем осевого смещения коллимирующего объектива.

Голографический коллиматорный прицел (ГКП) обеспечивает процесс прицеливания в «динамике», так как глаз стрелка не надо устанавливать вплотную к прицелу, а можно смотреть через него на любом расстоянии, как в «окно». Таким образом, реализуется значительное преимущество ГКП - легкость процесса прицеливания.

Существенным недостатком этих прицелов является наличие единственного изображения прицельной марки (ПМ). Абсолютная точность прицеливания из-за возникающего параллакса будет достигаться лишь на той дистанции, на которой восстанавливается изображение.

Для решения этой проблемы предлагается использовать голографический прицел, формирующий в пространстве прицеливания многокомпонентное мнимое изображение с компонентами, расположенными на различных расстояниях от изображающей голограммы. Прицел включает несколько полупроводниковых источников излучения с отличающимися длинами волн в максимумах спектральных полос излучения; голограмму с изображением прицельной марки; ахроматизирующую голографическую дифракционную решетку для компенсации углового смещения наблюдаемого изображения прицельной марки из-за температурного ухода длины волны источника излучения.

Использование отличающихся цветом излучения источников обеспечивает формирование соответствующих цветовых изображений ПМ на различных расстояниях вдоль линии прицеливания, наблюдаемых одновременно или по отдельности. Для повышения точности прицеливания обеспечивается смещение мнимого изображения ПМ вдоль линии прицеливания. Для этого в прицеле предусмотрено устройство смещения источника излучения по оси относительно передней фокальной

плоскости коллимирующего объектива, при этом величина смещения $\Delta_{изл}$ определяется как:

$$\Delta_{изл} = -\frac{f_1^2}{L(1 + \frac{L}{\Delta L})}$$

где ΔL - необходимое смещение мнимого изображения ПМ, f_1 - фокусное расстояние коллимирующего объектива, L - исходное расстояние до мнимого изображения ПМ по линии прицеливания.

В устройстве записи изображающей голограммы для получения многокомпонентного мнимого изображения марки в канале, формирующем предметный пучок, вблизи фокальной плоскости объектива размещается транспарант. При этом в каждой из последовательных экспозиций для записи одиночного компонента изображения марки транспарант находится на различных расстояниях относительно фокальной плоскости объектива. Это расстояние Δ_{mp} определяется как:

$$\Delta_{mp} = -\frac{f_3^2}{\mu L}$$

где f_3 - фокусное расстояние объектива, формирующего предметный пучок, L - расстояние до мнимого изображения ПМ, μ - отношение длин волн λ_2 , на которой производится восстановление изображения ПМ, и λ_1 , на которой выполняется запись изображающей голограммы.

Результатом использования предложенных технических решений является создание ГКП, имеющего существенные функциональные преимущества по сравнению с имеющимися аналогами. Эти преимущества выражаются в получении многокомпонентного изображения прицельной марки, с компонентами, отличающимися цветом и положением в пространстве прицеливания при наличии возможности оперативного смещения цветовых компонентов изображения ПМ по линии прицеливания, а также в возможности формирования нескольких ПМ с различными конфигурациями.

На данный вариант голографического коллиматорного прицела было получено два патента RU 67698, RU 2352890.

Список литературы

1. Tai A.M., Upatnieks J., Siczka E.J. Compact holographic sight, Patent US, N5, 483, 362, 1996.
2. Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография, М.: Мир, 1973.
3. Милер М. Голография, Л.: Машиностроение, 1979.

Н.Н. ЕВТИХИЕВ, Е.Ю. ЗЛОКАЗОВ,
Р.С. СТАРИКОВ, Д.В. ШАУЛЬСКИЙ

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

ИНВАРИАНТНЫЕ КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ФИЛЬТРЫ С ЛИНЕЙНЫМ ФАЗОВЫМ КОЭФФИЦИЕНТОМ: ВЛИЯНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ОБРАБАТЫВАЕМЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

В настоящей работе представлены результаты исследований по оценке влияния характеристик обрабатываемых изображений (характеристики контура и степень зашумления) на качество распознавания с использованием инвариантных корреляционных фильтров.

Корреляционный метод является одним из возможных инструментов при решении задачи распознавания изображений. Применение инвариантных корреляционных фильтров позволяет добиться инвариантности распознавания при наличии таких искажений во входном образе как поворот, масштабирование и т.д. Одним из наиболее перспективных типов инвариантных корреляционных фильтров является фильтр с линейным фазовым коэффициентом (ЛФК КФ, LPCCF - Linear Phase Coefficient Composite Filter). ЛФК КФ могут успешно применяться для распознавания контурных объектов. ЛФК КФ синтезируется на основании тренировочного набора контурных бинарных изображений эталонного объекта, подвергнутого заранее известному типу искажений.

Исследования показали положительные результаты распознавания при использовании порядка 20 тренировочных изображений для синтеза фильтра. От качеств контура объектов (определяемых применяемым алгоритмом оконтуривания и толщиной) зависит распознавательная способность фильтра. Чем больше толщина контура, тем фильтр менее чувствителен к мелким искажениям, что может привести к потере способности фильтра к межклассовому различению. С другой стороны, слишком тонкий контур может привести к потере способности фильтра к адекватной обработке эталонного изображения, не вошедшего в тренировочный набор. Особый интерес также вызывает влияние бинарного шума во входной плоскости коррелятора на распознавательные характеристики фильтра. Были получены результаты исследования распознавательных характеристик ЛФК КФ для различной толщины контура при зашумлении распознаваемых изображений бинарным шумом.

В.Г. РОДИН, С.Н. СТАРИКОВ

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

РАЗРАБОТКА ИТЕРАЦИОННОГО МЕТОДА БИНАРИЗАЦИИ СИНТЕЗИРОВАННЫХ ГОЛОГРАММ С ПРИМЕНЕНИЕМ МЕТОДА ДИФФУЗИИ ОШИБКИ

Разработан итерационный метод пошаговой бинаризации с диффузией ошибки, представляющий собой комбинацию итерационного метода и метода диффузии ошибки. Проведены компьютерные эксперименты по бинаризации синтезированных голограмм.

Недостатком всех методов бинаризации синтезированных голограмм, в основе которых лежит диффузия ошибки, является тот факт, что интенсивность полезного сигнала в восстановленном изображении значительно меньше интенсивности шума, вынесенного за границы восстановленного изображения. При использовании итеративных методов происходит значительное подавление шумов, но при этом теряются и мелкие детали изображения.

Разработанный итерационный метод пошаговой бинаризации с диффузией ошибки представляет собой комбинацию итерационного метода и метода диффузии ошибки. В предложенном методе сначала выполняется итерационная процедура пошаговой бинаризации, при этом можно использовать любой из итерационных методов. На последнем итерационном шаге вместо бинаризации по порогу выполняется бинаризация процедура диффузии ошибки. Это позволяет сохранить мелкие детали в восстановленном изображении при значительном повышении уровня интенсивности полезного сигнала относительно пространственных шумов, вынесенных за границу изображения.

В проведенных численных экспериментах количество итераций при бинаризации определялось заданной величиной нормированной среднеквадратической ошибки, которая устанавливалась программно от 0,01 до 0,001. При этом типичное количество итераций было около 60.

На рис. 1 приведено изображение объекта, восстановленное с синтезированной полутоновой голограммы, на рис. 2 – восстановленное изображение с той же голограммы, после ее бинаризации одношаговым методом диффузии ошибки, на рис. 3 – восстановленное изображение с той же голограммы, после ее бинаризации итерационным методом с контролем среднеквадратической ошибки, на рис. 4 – восстановленное

изображение с той же голограммы, после ее бинаризации разработанным итерационным методом с диффузией ошибки. Как видно из рис. 4, интенсивность шума, вынесенного за границы восстановленного изображения не превышает интенсивность полезного сигнала в восстановленном изображении. Полученный результат (рис. 4) является наилучшим для данного объекта по качеству восстановленного изображения. Этот факт позволяет применять синтезированные голограммы, бинаризованные этим методом, в задачах распознавания изображений в оптико-цифровых системах.

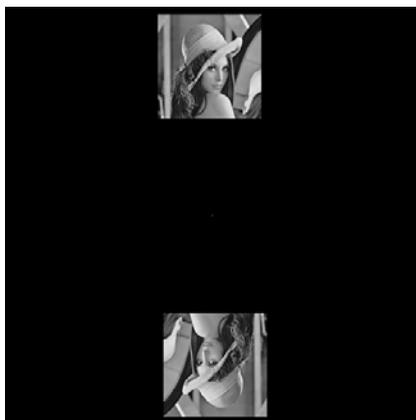


Рис. 1

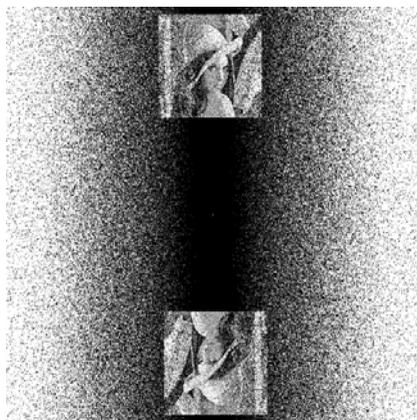


Рис. 2

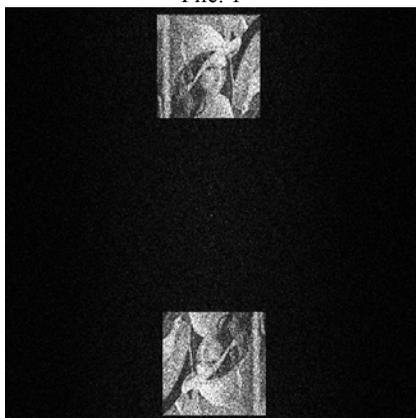


Рис. 3

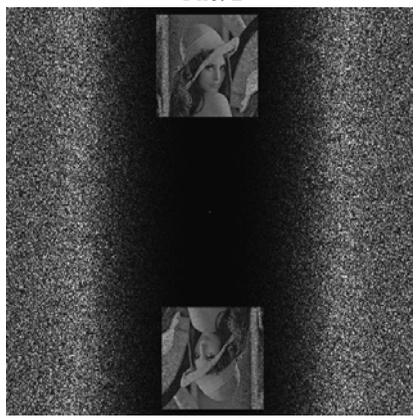


Рис. 4

А.П. МЕЛЕХОВ, Д.В. ЛАВРУХИН

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

ПРИМЕНЕНИЕ АКУСТООПТИЧЕСКОГО МЕТОДА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЛИЯНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА СВОЙСТВА ВОДЫ И ВОДНЫХ РАСТВОРОВ

В настоящей работе речь идет о возможности применения акустооптического метода для определения влияния магнитного поля величиной 0.1-1 Тл на некоторые свойства воды и ее растворов.

Известно, что некоторые свойства воды и водных растворов изменяются в сильном магнитном поле. Так масштабы изменений коэффициента преломления n и вязкости η воды зависят от величины магнитного поля и времени воздействия ($\Delta n/n < 10^{-3}$ для полей $B < 10$ Тл и $\Delta \eta/\eta < 10^{-3}$ для полей $B \leq 1$ Тл), и связываются со стабилизацией структуры сетки водородных связей [1,2]. Для изучения влияния магнитного поля на свойства воды и водных растворов $MgSO_4$ (макс. концентрация 25%) использовалась установка, в основе которой лежит схема акустооптической регистрации звуковых колебаний [3]. Так в кювете с образцом возбуждаются акустические колебания (с дискретной перестройкой по частоте), которые детектируются лазерным лучом. В итоге мы получаем характерный фурье-спектр вещества (далее спектр). При необходимости к кювете вплотную подводится магнит из Fe-Nd-B- керамики. Величина поля в области регистрации 0.3-0.35 Тл.

Во время эксперимента параметры среды и установки несколько “плывут”, и спектры одного и того же образца могут заметно отличаться. В нашей работе измерения проводились в температурном диапазоне 18-20⁰С при дрейфе температуры ≤ 0.25 градуса. Для определения ошибки измерения набирается статистика для каждого образца, т.е. пишется несколько спектров без магнитного поля. Далее подводится магнит и с интервалом 4 минуты прописываются еще несколько сигналов. Полученные результаты обрабатываются следующим образом: например, W_i , $W1_i$ - спектры воды без поля и WM_i – с полем, тогда искомое относительное изменение спектра без поля $dW_i = ABS(W_i - WM_i) / W_i$
и с полем $dWM_i = ABS(W_i - WM_i) / W_i$, (1)
где ABS – модуль. Тогда dW_i дает экспериментальный разброс, а dWM_i – изменение спектра в магнитном поле. Вид полученных по формуле (1) сигналов показан на рисунке 1.

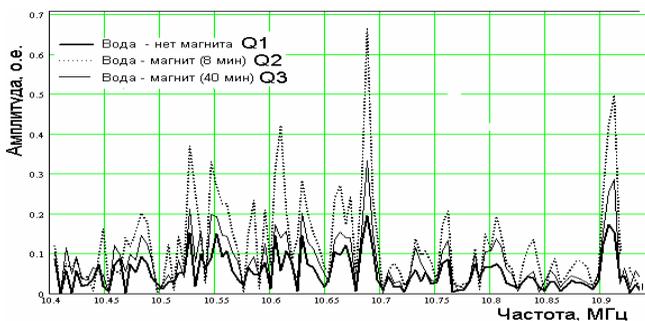


Рис.1. Спектры акустического сигнала в воде.

Для оценки вклада магнитного поля найдем среднюю величину изменения спектров с магнитом и без магнита:

$$S_a = \sum_{10.4}^{10.82} Q_f^a, \text{ где } Q_f^a - \text{один из трех спектров на рис.1 (} a=1..3 \text{) и } f - \text{индекс}$$

суммирования по частоте. Параметр $S_1/2$ определяет ошибку измерения. На рисунке 2 показаны величины S_a для различных концентраций раствора $MgSO_4$ и воды.

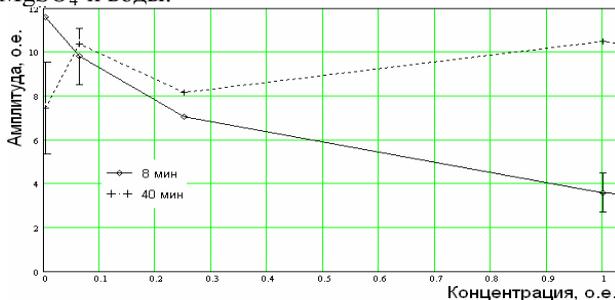


Рис.2. Средние значения изменений акустических спектров в магнитном поле.

Предварительный анализ полученных результатов показывает, что при малых концентрациях примесей в воде влияние поля более существенно, но и большая нестабильность результата.

Список литературы

1. Hosoda H., et.al., J. Phys. Chem. A, v.108, 2004, p.1461.
2. Ghauria S.A., Ansari M.S., J.Appl.Phys., v.100, 2006.
3. Лаврухин Д.В., Мелехов А.П., Ошурко В.Б. Применение метода фотодефлекции для измерения параметров ультразвуковых волн проходящих вдоль границы жидкое/твердое тело, Научн. сессия МИФИ-2006, Сб.науч.тр., т.4, М.: МИФИ, 2006, с.228-230.

С.И. ИВАНОВ, А.П. ЛАВРОВ, С.А. МОЛОДЯКОВ, И.И. САЕНКО
Санкт-Петербургский государственный политехнический университет

ДВУМЕРНЫЙ ОПТОЭЛЕКТРОННЫЙ ПРОЦЕССОР ДЛЯ ОБРАБОТКИ ИМПУЛЬСОВ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ПУЛЬСАРОВ

В докладе рассматривается новый двумерный оптоэлектронный процессор, реализующий схему совместного пространственного Фурье-преобразования двух радиосигналов в двухканальном акустооптическом интерферометре. Движущаяся интерференционная картина регистрируется матричным ФПЗС в ВЗН режиме.

В СПбГПУ разработан одномерный оптоэлектронный (ОЭ) процессор, выполненный на основе акустооптического (АО) анализатора спектра, линейного фотоприемника на приборе с зарядовой связью (ФПЗС) со специальным режимом работы временной задержки и накопления (ВЗН) и цифрового сигнального процессора. Он успешно применяется в наблюдениях на радиотелескопе РТ-64 в г. Калязин для регистрации импульсов радиоизлучения космических источников – пульсаров, имеющих специфическую частотно-временную связь излучения из-за дисперсии при его распространения в межзвездной среде [1].

В настоящее время нами разрабатывается новый двумерный оптоэлектронный процессор, позволяющий регистрировать также и поляризационные характеристики радиоизлучение пульсаров. ОЭ процессор реализует схему совместного пространственного Фурье-преобразования двух радиосигналов в двухканальном АО интерферометре. На выходе АО части процессора формируется двумерная интерференционная картина, определяемая частотой сигналов и соотношением фаз между ними, зависящими от поляризационных характеристик радиоизлучения. Из-за частотно-временной связи в принимаемом радиоизлучении интерференционная картина перемещается по частотной оси. Ее регистрация (и накопление) выполняется матричным ФПЗС с кадровой организацией, используемым в ВЗН режиме. Проведены теоретические и экспериментальные исследования работы двумерного ОЭ процессора и определены его предельные характеристики.

Список литературы

1. Есепкина Н.А., Лавров А.П., Молодяков С.А. Акустооптический компенсатор дисперсии для наблюдения радиоизлучения пульсаров, Антенны, №7, 2006, с.69-76.

Н.Н. МАНОВА, Ю.П. КОРНЕЕВА, А.А. КОРНЕЕВ,
Г.Н. ГОЛЬЦМАН

Московский педагогический государственный университет

СВЕРХПРОВОДЯЩИЙ ОДНОФОТОННЫЙ ДЕТЕКТОР, ИНТЕГРИРОВАННЫЙ С ОПТИЧЕСКИМ РЕЗОНАТОРОМ

Мы представляем усовершенствование сверхпроводникового однофотонного детектора (SSPD), специально разработанного для использования в квантовой криптографии, линиях дальней связи. SSPD представляет собой полосу NbN толщиной 3-5 нм, шириной порядка 100 нм, изогнутую в форме меандра и заполняющую площадь $10 \times 10 \text{ мкм}^2$. Рабочая температура SSPD 4,2 К. SSPD в спектральном диапазоне от видимого до ближнего ИК демонстрирует гигагерцовую скорость счета, нестабильность переднего фронта 18 пс и низкий уровень темновых срабатываний (менее 10^{-3} Гц). В ближнем ИК диапазоне ($\lambda=1,55 \text{ мкм}$) квантовая эффективность (QE) SSPD составляет 10% и может быть увеличена до 30% при понижении рабочей температуры до 2 К. Для дальнейшего повышения QE на телекоммуникационной длине волны 1,55 мкм мы интегрировали наш детектор с оптическим резонатором с целью повысить эффективное взаимодействие фотонов и сверхпроводникового меандра. Нами были изготовлены SSPD интегрированные с оптическим резонатором. Первичное тестирование обнаружило изменение спектральной зависимости QE детектора с резонатором, в сравнении с детектором без резонатора.

Маршрут изготовления SSPD основан на прямой электронной литографии и плазмо-химическом травлении. Электронная литография осуществлялась с помощью электронного литографа на основе электронного микроскопа JEOL JSM 6380. Оптический резонатор, состоящий из слоя диэлектрика толщиной $\lambda/4$ и металлического зеркала, изготавливался поверх готового SSPD. В качестве диэлектрика использовался слой двуоксида кремния SiO_2 , осаждаемого методом электронно-лучевого испарения в установке evatec ВАК501. Данная установка снабжена датчиками измерения толщины, позволяющими контролировать толщину напыляемой пленки с точностью до 1 нм.

Металлическое зеркало изготавливалось из тонкой пленки золота, которое также наносилось методом электронно-лучевого испарения. Скорость нанесения пленки SiO_2 - 10 нм/с, скорость нанесения золота - 0,5 нм/с. Толщина SiO_2 270 нм подбиралась из расчета максимума поглощения пленкой NbN излучения с λ 1,55 мкм, с учетом показателя преломления SiO_2 $n=1.46$, измеренного на установке плазмо-химического

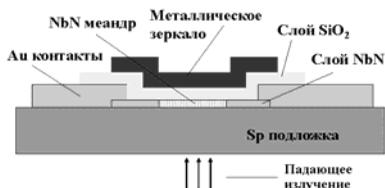


Рис. 1. Топология SSPD, интегрированного с оптическим резонатором.

спектрометр СДЛ-1. Образец устанавливался в гелиевый криостат, окно которого совмещалось с выходной щелью спектрометра. На рис. 2 представлены спектральные зависимости QE SSPD с резонатором и SSPD без резонатора. Вследствие того, что калибровка источника является трудной физической задачей, QE измерена в условных единицах. Характер спектральной зависимости QE детектора с резонатором определяется толщинами и зависимостями показателей преломления от длины волны слоев системы детектор + резонатор. Отсутствие увеличения QE на длине волны 1,55 мкм у образца с резонатором, в сравнении с образцом без резонатора, можно объяснить тем, что сравниваются два разных детектора. У SSPD с резонатором QE до нанесения резонатора не измерялась и возможно изначально имела меньшее значение, чем QE образца без резонатора. На вставке рис. 2 приведено отношение QE детектора с резонатором к QE детектора без резонатора, виден резкий резонансный минимум, обусловленный деструктивной интерференцией.

Дальнейшая работа будет направлена на изготовление слоя диэлектрика нужной оптической толщины.

травления Соigal. Толщина золота 60нм выбиралась большей глубины скин-слоя золота. Оба составляющих слоя резонатора формировались методом обратной электронной литографии. Топология структуры представлена на рис. 1.

Для получения излучения длин волн от 0,6 до 2мкм использовался

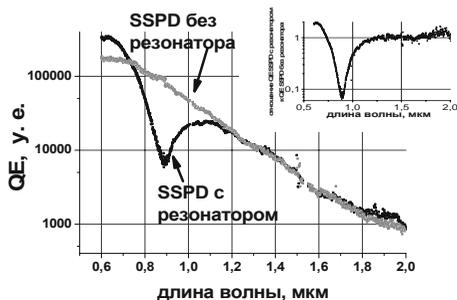


Рис. 2. Спектральная зависимость QE SSPD без резонатора, SSPD с резонатором. На вставке отношение QE SSPD с резонатором к SSPD без резонатора.

Список литературы

1. Milostnaya I, Korneev A, et al., Journal of Physics Conference, Series 43, 2006.

М.С. ЕЛЕЗОВ, М.А. ТАРХОВ, А.В. ДИВОЧИЙ,
Ю.Б. ВАХТОМИН, Г.Н. ГОЛЬЦМАН
Московский педагогический государственный университет

СИСТЕМА РЕГИСТРАЦИИ ОДИНОЧНЫХ ФОТОНОВ В ВИДИМОМ И БЛИЖНЕМ ИНФРАКРАСНОМ ДИАПАЗОНАХ

Мы представляем систему регистрации одиночных фотонов в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах на основе сверхпроводящего однофотонного детектора (SSPDs). Система специально спроектирована как криогенная вставка для стандартного сосуда Дьюара, что позволяет избавиться от необходимости использовать дорогостоящее криогенное оборудование. Система регистрации может использоваться для измерений временных характеристик оптического сигнала при низкой световой мощности, например, в дальних оптических коммуникациях, флуоресцентной спектроскопии, корреляционных измерениях.

Системы регистрации одиночных фотонов на основе ультратонких сверхпроводящих пленок обладают высоким значением квантовой эффективности свыше 10% и 5% на длинах волн 1.26 мкм и 1.55 мкм соответственно, при низком уровне темнового счета 10 Гц, высоким быстродействием порядка 70 МГц и низкой временной нестабильностью переднего фронта импульса напряжения (<40 пс). Для эффективной работы детекторов необходимо их согласование с одномодовым волокном, а также охлаждение до температуры 1.7 К. Однофотонный сверхпроводящий детектор представляет собой сапфировую подложку 3.5 мм × 3.5 мм и

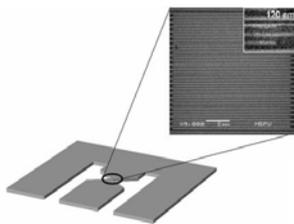


Рис. 1

толщиной 300 мкм, на которую нанесены золотые контакты (рис. 1). Между золотыми контактами располагается активный элемент детектора, изготовленный из ультратонкой сверхпроводящей пленки NbN толщиной 3 нм. Активный элемент детектора представляет собой узкую полоску, имеющую форму меандра и покрывающую площадку размером 10 мкм × 10 мкм. Типичная ширина полоски составляет 100–120 нм, а фактор заполнения (отношение площади, занятой сверхпроводником, ко

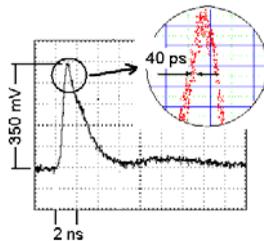


Рис. 2

всей площади устройства) достигает 0.6-0.7. Принцип действия детектора основан на возникновении в узкой сверхпроводящей полоске в локальной резистивной области результате воздействия поглощенного фотона [1].

На основе представленных однофотонных детекторов разработана система для регистрации одиночных фотонов в оптическом и ближнем инфракрасном диапазонах. Модификации системы имеют от одного до четырех независимых приемных каналов. Оптическое согласование в приемных системах осуществляется посредством совмещения кора оптоволоконного диаметром 9 мкм с активной площадкой детектора размером 10 мкм × 10 мкм. После юстировки полученный оптический узел размещается в детекторном блоке, где посредством компланарной линии снимается сигнал с детектора. Таким образом, устройство детекторного блока позволяет добиться качественного съема сигнала с детектора, высокой скорости счета фотонов более 70 МГц и малым джиттером (<40 пс) (см. рис. 2). Затем детекторный блок помещают в откачную вставку.



Рис. 3.

На рис. 3 показана принципиальная схема охлаждения системы регистрации фотонов в видимом и инфракрасном диапазонах с использованием транспортного сосуда Дьюара. Система представляет собой откачную вставку с детекторным блоком. Вставка помещается в сосуд Дьюара с жидким гелием. Рабочая температура 1.7K детекторного блока достигается путем откачки паров жидкого гелия из объема криогенной вставки, который соединяется с сосудом Дьюара через капилляр. Через оптоволокну излучение заводится с исследуемого объекта на детектор. При регистрации излучения сигнал с детектора усиливается с помощью каскада усилителей и подается на вход счетчика. Система регистрации может использоваться для измерений временных характеристик оптического сигнала при низкой световой мощности, например, в дальних оптических коммуникациях [2], флуоресцентной спектроскопии, а также при исследовании однофотонных источников излучения.

Список литературы

1. Semenov A.D., Gol'tsman G.N., Korneev A.A., *Physica C*, 351, 2001, p.349.
2. Zinoni C., Alloing B., Li L.H., Marsili F., Fiore A., Lughli L., Gerardino A., Vakhomin Yu.B., Smirnov K.V, Gol'tsman G.N., *Appl. Phys. Lett.*, 91(3), 2007.

Е.А. АНТОНЫЧЕВА, Н.М. КИРЕЕВА, А.В. СЮЙ,
Н.В. СИДОРОВ¹, П.Г. ЧУФЫРЕВ¹, А.А. ЯНЫЧЕВ¹

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск,

¹Институт химии и технологии редких элементов и минерального сырья

им. И.В. Тананаева Кольского научного центра РАН, Апатиты, Мурманская обл.

СРАВНИТЕЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ФОТОРЕФРАКТИВНОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА В КРИСТАЛЛАХ НИОБАТА ЛИТИЯ

Показано, что в монокристалле LiNbO_3 стехиометрического состава в присутствии флюса K_2O при большей мощности возбуждающего излучения фоторефрактивный эффект выше, чем в монокристалле LiNbO_3 стехиометрического состава.

Нелинейно-оптический фоторефрактивный монокристалл LiNbO_3 является одним из наиболее интересных материалов для исследования фоторефрактивного рассеяния света (ФРРС). Кристалл имеет широкую область гомогенности на фазовой диаграмме и является фазой переменного состава, что позволяет выращивать номинально чистые и легированные монокристаллы с разным отношением $R=\text{Li}/\text{Nb}$ [1]. Они перспективны в качестве материалов для активных лазерных сред, сочетающих в себе лазерные и нелинейные свойства, когда в кристалле возникают лазерная генерация на определенной частоте и нелинейное преобразование частоты этого излучения [1]. При этом монокристаллы стехиометрического состава имеют существенные преимущества для создания активно-нелинейных лазерных сред с периодически поляризованной структурой, по сравнению с конгруэнтными кристаллами, вследствие наличия у них более низкого (в пять и более раз) коэрцитивного поля [2].

Для исследований стехиометрический кристалл LiNbO_3 , выращенный методом Чохральского из расплава с 58,6 моль.% Li_2O (LiNbO_3 стех.), имел размеры $\approx 8 \times 6 \times 4$ мм³ с ребрами, параллельными кристаллографическим осям. Кристалл LiNbO_3 , стехиометрического состава, выращенный модифицированным методом Чохральского из расплава с добавлением 6 моль.% K_2O (LiNbO_3 стех. K_2O) имел форму куба с размерами $10 \times 10 \times 10$ мм³. Ось z совпадала по направлению с полярной осью кристалла P_s . ФРРС наблюдалось на полупрозрачном экране, размещенном за кристаллом и фиксировалась цифровой

видеокамерой. При помощи специальной программы вырезались кадры ФРПС с определенным интервалом времени и определялся угол рассеяния.

При облучении кристалла LiNbO_3 стех. на экране появляется трехслойная спекл-структура. Центральный слой представляет собой самое яркое по интенсивности пятно, второй-имеет меньшую интенсивность свечения, и крайний по периметру-точечную спекл-структуру. Центральное пятно в виде окружности с малым углом раскрытия индикатрисы за нескольких секунд (в зависимости от мощности излучения) принимает форму овала, ориентированного в направлении полярной оси кристалла, а через минуту центральное пятно исчезает. В стационарном состоянии форма спекл-структуры ФРПС имеет вид асимметричной восьмерки относительно нормали к главному сечению кристалла.

При пропускании лазерного излучения через кристалл LiNbO_3 стех. K_2O , на экране в первые секунды ФРПС появляется трехслойная спекл-структура в виде окружности с малым углом раскрытия индикатрисы рассеяния. Сначала центральное пятно уменьшается в размерах, оставив светящую точку от лазерного пучка, а затем второй слой вытягивается в овал асимметричной формы относительно лазерного пучка и в дальнейшем не меняет своих форм и размеров. Максимальный угол раскрытия индикатрисы ФРПС зависит от мощности излучения (рис. 1).

Судя по зависимости угла фоторефрактивного рассеяния света от времени (рис. 1), при больших мощностях возбуждающего излучения фоторефрактивный эффект в монокристалле LiNbO_3 стех. K_2O больше, чем в монокристалле в LiNbO_3 стех. Также симметричность индикатрисы ФРПС в кристалле LiNbO_3 стех. K_2O существенно больше, чем в кристалле LiNbO_3 стех., что может свидетельствовать о большей неоднородности показателя преломления вдоль полярной оси кристалла, выращенного в присутствии K_2O . При этом асимметричность индикатрисы ФРПС практически линейно зависит от мощности излучения. Обнаруженные результаты могут быть обусловлены различием особенностей дефектов монокристаллов с локализованными на них электронами, определяющих величину фоторефрактивного эффекта, а также различием значения R , определяющего характер упорядочения структурных единиц и дефекты катионной подрешетки ниобата лития [1].

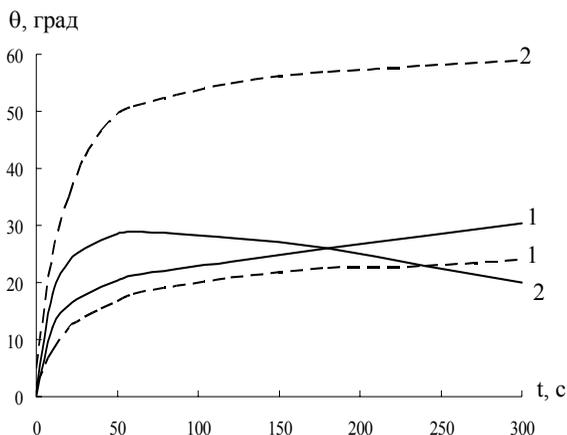


Рис. 1. Зависимость угла ФРРС в монокристаллах LiNbO₃стех. (сплошные кривые) и LiNbO₃стех.K₂O (пунктирные кривые) от времени при возбуждении излучением лазера на Y:Al гранате MLL-100 ($\lambda_0=530,0$ нм) мощностью 35 мВт (1) и 160 мВт (2)

В заключение следует отметить, что в номинально чистых кристаллах LiNbO₃ при облучении излучением на длине волны $\lambda=0,53$ мкм не проявляется фоторефрактивный эффект, и потому нет ФРРС. А в стехиометрических кристаллах LiNbO₃ при этих же условиях ФРРС достаточно ярко протекает. Стехиометрический кристалл LiNbO₃ стех.K₂O является наиболее фотоактивным по сравнению с кристаллом LiNbO₃ стех.

Список литературы

1. Сидоров Н.В., Волк Т.Р., Маврин Б.Н., Калинин В.Т. Ниобат лития: дефекты, фоторефракция, колебательный спектр, поляритоны, М.: Наука, 2003, 255с.
2. Palatnikov M., Shcherbina O., Biryukova I., Sidorov N. Ferroelectrics, v.374, 2008, p.[185]/41-193/49.
3. Palatnikov M.N., Biryukova I.V., Sidorov N.V., Denisov A.V., Kalinnikov V.T., Smith P.G.R., Shur V.Ya., J.Crystal Growth., v.291, 2006, p.390-397.

М.Н. ЛИТВИНОВА, В.И. СТРОГАНОВ, И.А. ГАРАНЬКОВА
Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ РАСХОДЯЩИХСЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЛУЧЕЙ В ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОМ КРИСТАЛЛЕ LiNbO_3

В работе рассчитаны коноскопические фигуры для кристалла ниобата лития, находящегося во внешнем электрическом поле, приложенном перпендикулярно оптической оси кристалла z .

При прохождении расходящегося поляризованного света через одноосный кристалл ниобата лития, находящийся между поляризатором и анализатором, на экране наблюдаются коноскопические фигуры, которые являются результатом интерференции обыкновенного и необыкновенного лучей. Общий вид и свойства коноскопических картин определяются, строением, оптическими свойствами и ориентацией кристалла.

Оптические свойства кристалла описываются оптической индикатрисой. Каждый радиус-вектор оптической индикатрисы равен показателю преломления для тех лучей, колебания электрического вектора которых совершаются в направлении этого радиус-вектора.

Во внешнем электрическом поле, приложенном перпендикулярно оптической оси, кристалл ниобата лития становится двусосным. Уравнение оптической индикатрисы в этом случае имеет вид:

$$(a_{10} - r_{22}E_y)x^2 + (a_{10} + r_{22}E_y)y^2 + a_{30}z^2 + 2r_{42}E_y yz + 2r_{42}E_x zx - 2r_{22}E_x yx = 1. \quad (1)$$

где $a_{10} = a_{20} = 1/n_o^2$, $a_{30} = 1/n_e^2$ – поляризационные константы соответствующие главным осям (n_o – показатель преломления обыкновенного, n_e – необыкновенного луча).

Сечение оптической индикатрисы плоскостью $z=0$ представляет собой эллипс, главные оси которого повернуты на угол β . Уравнение оптической индикатрисы в новых осях примет вид:

$$a_{11} x_1^2 + a_{22} y_1^2 + a_{30} z^2 = 1. \quad (2)$$

Поляризационные константы в уравнении (2) определяются выражениями: $a_{11}=1/n_{x1}^2 = a \cos^2 \beta + b \sin^2 \beta - 2c \cos \beta \sin \beta$, (3)

$$a_{22}=1/n_{y1}^2 = a \sin^2 \beta + b \cos^2 \beta + 2c \cos \beta \sin \beta,$$

где a, b, c – коэффициенты: $a = a_{10} - r_{22}E_y$; $b = a_{10} + r_{22}E_y$; $c = -r_{22}E_x$.

Разность фаз между ортогонально поляризованными компонентами, возникающая на выходе из кристалла, определяется различием показателей преломления и углов преломления. Новые значения показателей преломления определяются из выражений (3).

Интенсивность излучения, прошедшего через систему поляризатор–кристалл–анализатор, при скрещенных поляризаторе и анализаторе, и поляризации падающего излучения направленной под углом 45° к оси x кристалла, определяется разностью фаз $\Delta\varphi$ между двумя ортогонально поляризованными компонентами [1]:

$$I = I_0 \sin^2 \frac{\Delta\varphi}{2}. \quad (4)$$

Расчет зависимости интенсивности излучения, прошедшего через поляризационную систему, от направления распространения лучей относительно оптической оси кристалла позволяет получить распределение интенсивности в коноскопической картине, наблюдаемой для расходящегося пучка (рис.1).

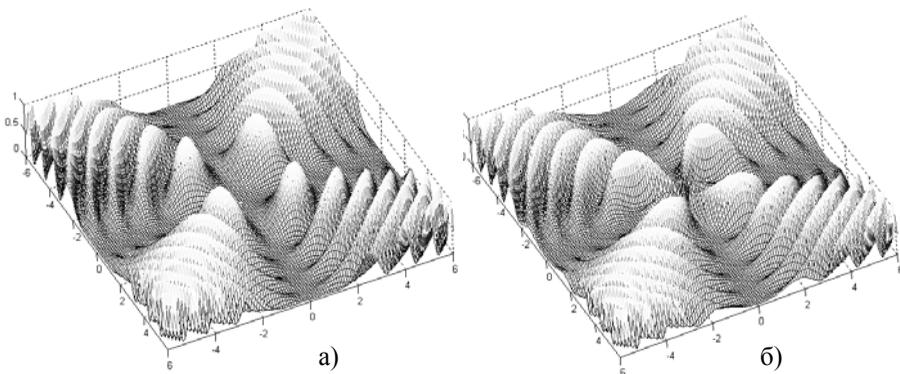


Рис. 1. Рассчитанные коноскопические фигуры: а) для одноосного кристалла; б) кристалл находится во внешнем электрическом поле.

Список литературы

1. Мустель Е.Р., Парыгин В.Н. Методы модуляции и сканирования света, М: Наука, 1970.

А.Н. МАЛОВ, А.В. НЕУПОКОЕВА, А.Н. БОРОДИН

Иркутский государственный университет

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ МИКРОСТРУКТУРЫ ЖИДКОСТИ ПРИ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

Предложен метод определения структуры жидкости на примере бензина путем регистрации спекл-картины, образованной лазерным излучением, рассеянным жидкостью. Экспериментально показано, что воздействие лазерного излучения на бензин вызывает изменение его структуры, что приводит к осциллирующему поведению функции автокорреляции. При прекращении воздействия структура жидкости возвращается к первоначальной конфигурации не мгновенно, а через цепь промежуточных структурных изменений, что объясняется существованием в многокомпонентных жидкостях клатратов, которые разрушаются под действием лазерного излучения. Выявлено, что эффективность структурных изменений зависит от мощности лазерного излучения и инициируется при мощностях не менее 5 Вт/см².

Различные взаимодействия в жидкостях – полярные, гидрофобные – приводят к возникновению неоднородностей, которые по своим макроскопическим параметрам (плотности, теплоемкости и т.п.) могут существенно отличаться от жидкости в целом. Центрами образования таких неоднородностей – клатратов – являются заряженные частицы [1]. Причина образования клатратной оболочки из ассоциированных молекул – кулоновское поле вокруг иона. Размер клатрата может быть довольно большим и включать в себя макроскопическое количество молекул. Наличие неоднородностей часто снижает потребительские качества жидкостей. Так в случае бензина наличие неоднородностей приводит к неполному сгоранию топлива в двигателе, образованию нагара.

С другой стороны известно [1], что теплоемкость клатрата ниже теплоемкости «свободной» жидкости, так что при воздействии излучением, оно поглощается в первую очередь клатратными комплексами, вследствие чего последние разрушаются.

Цель работы – провести мониторинг структуры бензина и выявить изменения, происходящие под действием лазерного излучения.

Клатраты могут включать в себя тысячи молекул и иметь макроскопические размеры. Поэтому многокомпонентные системы типа бензина можно рассматривать как однородную жидкость, в которой «плавают» клатраты. Такая неоднородная структура должна вызывать соответственно неоднородное рассеяние лазерного излучения. В этом

случае пространственное распределение поля излучения, прошедшего через раствор будет иметь вид спекл-картины, причем величина спеклов будет взаимосвязана с величиной неоднородностей в растворе. Тогда изменение размеров неоднородностей, например вследствие воздействия лазерным излучением, будет приводить к изменению спекл-картины прошедшего излучения.

В эксперименте спекл-картины, полученные при прохождении излучения от зондирующего лазера ($I=0,8 \text{ мВт/см}^2$) через кювету с бензином, фиксировали с помощью цифрового фотоаппарата. Воздействующий лазер ($I=5 \text{ Вт/см}^2$) был включен в течение 5 минут, одновременно с помощью зондирующего лазера фиксировались спекл-картины. Затем воздействующий лазер отключали и спекл-картины фиксировали еще в течение 5 минут (релаксация). Для каждой спекл-картины рассчитывался коэффициент автокорреляции. Результаты сравнивались по положению вершины функции автокорреляции (рис. 1).



Рис. 1. Изменение положения вершины функции автокорреляции при воздействии на бензин лазерным излучением с интенсивностью 15 Вт/см^2

Из приведенных данных видно, что лазерное излучение в значительной степени влияет на структуру бензина, причем изменения структуры имеют осцеллирующий характер. При отключении воздействия структура жидкости возвращается к исходному состоянию не скачком, а постепенно, проходя через некоторую последовательность структурных изменений. Эксперименты также показали, что модификация структуры бензина лазерным излучением чувствительна к мощности воздействия и происходит при интенсивностях не менее 5 Вт/см^2 .

Список литературы

1. Ошурко В.Б., Манькин Э.А. Самоорганизация воды под действием лазерного излучения, Материалы XXVI школы по когерентной оптике и голографии, Иркутск, 2008.

М.С. ПАВЛОВ, А.Ю. СЕТЕЙКИН

Амурский государственный университет, Благовещенск

ТРЕХМЕРНАЯ МОДЕЛЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В БИОЛОГИЧЕСКИХ ТКАНЯХ С ВНУТРЕННИМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ

В последние годы современная медицина более широко начинает использовать лазерное излучение для лечения и диагностики. Однако, проведение экспериментов с использованием лазерного оборудования вызывает затруднения, поэтому востребованными становятся модели, достоверно описывающие распространение света в биологических тканях. Один из подходов построения такой модели основан на теории переноса излучения. Но аналитическое решение задачи распространения света в биологических тканях трудно получить, даже для простых случаев. Поэтому для решения данных задач часто используют численные методы. Метод Монте-Карло является одним из универсальных численных методов. В данной работе рассмотрена модификация метода Монте-Карло для моделирования процессов распространения света в биологических тканях применительно к трехмерной задаче.

Несмотря на длительную историю развития методов оптики светорассеивающих сред, сегодня практически нет моделей, пригодных для аналитического решения многомерных задач. Аналитическое решение задачи распространения света в многокомпонентных биологических тканях является довольно сложным, даже для простых случаев. Одним из наиболее распространенных теоретических описаний распространения света в мутных средах, является теория переноса излучения. Если же рассматриваемая ткань неоднородна или имеет сложную геометрию получить аналитическое решение практически невозможно. В таких случаях решение можно получить с использованием численных методов. Метод Монте-Карло является одним из численных методов, применяемых в различных областях науки. Он довольно прост в реализации, гибок и дает результаты с нужной точностью за приемлемое время.

Биологическая среда является неоднородной, и ее оптические параметры представляют собой сложные функции от пространственных координат. Однако среду можно разбить на достаточно малые подобласти, в пределах которых оптические свойства среды, можно задать приближенно. Для моделирования методом Монте – Карло в трехмерном пространстве очень важным фактором является то, каким

образом выполняется такое разбиение и каким образом аппроксимируются параметры. Наиболее интересными являются приближения постоянными и линейными функциями.

Применение метода Монте–Карло для моделирования распространения фотонов в мутных средах дает довольно гибкий подход к решению. Этот метод моделирует "случайный ход" фотонов в среде. Метод основан на наборе законов, которые управляют движением фотонов в ткани. Есть три величины, определяющих траекторию движения фотона: длина свободного пробега до взаимодействия со средой, угол отклонения и азимутальный угол [1].

Длину свободного пробега фотона удобно задавать в безразмерных величинах длины. Для каждого пробега он задается как $\ln(1 - \xi)$, где ξ – случайная величина. Безразмерная величина длины представляет собой произведение длины на коэффициент полного ослабления $ds \cdot \mu_t$. [2] Тогда расстояние, пройденное внутри элемента, определяется, как

$$s = \int_{(x_1, y_1, z_1)}^{(x_2, y_2, z_2)} \mu(x, y, z) ds$$

Для случаев задания оптических параметров среды постоянными или линейными функциями интеграл вычисляется, как

$$s = \mu_t \cdot \sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2}$$

$$\text{и } s = \frac{\mu_t(x_2, y_2, z_2) + \mu_t(x_1, y_1, z_1)}{2} \cdot \sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2}$$

соответственно.

В ходе работы произведено построение модели распространения света в биологических тканях, основанной на методе Монте–Карло, созданы алгоритмы решения поставленной задачи. В качестве оценки точности метода использовалась выборочная дисперсия. Решен ряд тестовых задач с произвольной геометрией среды. На основе полученных результатов была проведена оценка эффективности метода. При запуске 100 000 пакетов фотонов погрешность составляет в среднем 10% от величины. Полученные результаты хорошо согласуются с исследованиями других авторов. Предлагаемый метод является очень гибким и позволяет моделировать процессы для сред, имеющих сложную геометрию.

Список литературы

1. Сетейкин А.Ю. Анализ методом Монте–Карло процессов распространения лазерного излучения в многослойных биоматериалах, Известия Вузов. Физика, №3, 2005, с.53–57.
2. Welch A.J. Optical–thermal response of laser–irradiated tissue, Plenum Publish. Corp., 1995.

В.Н. МОЙСЕЕНКО, М.П. ДЕРГАЧЁВ, В.Г. ШВАЧИЧ, А.В. ЕВЧИК
Днепропетровский национальный университет им. О. Гончара

УСИЛЕННОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЙЯНИЕ СВЕТА В СИНТЕТИЧЕСКИХ ОПАЛАХ, ИНФИЛЬТРОВАННЫХ ДИЭЛЕКТРИКАМИ, ПРИ ШИРОКОПОЛОСНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

В спектрах свечения нанокompозитов синтетический опал – $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$, LiIO_3 и CuCl_2 вблизи линий возбуждения ($\lambda = 400$ нм, 515 нм) выявлена интенсивная слабо структурированная полоса шириной около 25 нм. Наблюдаемая полоса связывается со спектром комбинационного рассеяния света, усиленного в объеме синтетических опалов за счет диффузного движения фотонов.

В работах [1, 2] свечение номинально чистых глобулярных фотонных кристаллов на основе синтетических опалов вблизи линии возбуждения интерпретировано в терминах комбинационной опалесценции. В работе [3] не исключается, что свечение есть люминесценция примесных центров, входящих в состав опалов в ходе роста.

С целью выяснения природы данного свечения исследовались спектры вторичного излучения синтетических опалов как номинально чистых (в порах – воздух), так и инфильтрованных активными диэлектриками.

Введение диэлектриков производилось путем пропитки исходных образцов опалов пересыщенными водными растворами соответствующих соединений с последующим испарением растворителя при нагревании. Возбуждение образцов осуществлялось излучением диодов с $\lambda = 400$ нм и 515 нм, $\Delta\lambda_{1/2} = 30$ нм и мощностью ~ 30 мВт. Анализ спектрального состава излучения производился с использованием модернизированного спектрометра ДФС-12 в диапазоне 400 – 650 нм. Регистрация оптического сигнала осуществлялась охлаждаемым ФЭУ-79 в режиме счета фотонов.

Во всех случаях вблизи линии возбуждения наблюдалась интенсивная слабо структурированная полоса шириной около 25 нм. Для номинально чистых образцов с разными параметрами фотонной стоп-зоны положение полосы свечения относительно возбуждающей линии и характер её спектрального распределения не изменялись. В спектрах образцов, инфильтрованных диэлектриками, характеристики полосы свечения претерпевали изменения в зависимости от вещества, введенного в поры опалов. Учитывая эти факты, а также расположение полосы в области, характерной для спектров комбинационного рассеяния света (КРС),

распределение интенсивности излучения нанокomпозитов при возбуждении с $\lambda = 400$ нм было дополнительно исследовано в спектрально корректных условиях в интервале $0 - 3200$ см^{-1} со спектральным разрешением не более 2 см^{-1} (рис.1).

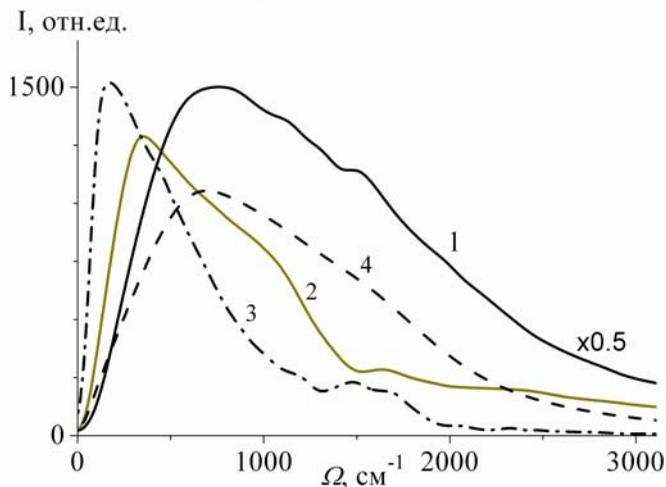


Рис. 1. Спектры вторичного излучения опалов с разными наполнителями (1 – LiIO_3 , 2 – CuCl_2 , 3 – $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$, 4 – воздух) при возбуждении $\lambda = 400$ нм.

Установленные закономерности позволяют полагать, что наблюдаемое излучение обусловлено явлением КРС, которое усилено в результате многократного упругого рассеяния фотонов в структуре опала. Медленное диффузное движение фотонов приводит к усилению поля излучения внутри образца и к увеличению вероятности взаимодействия излучения с веществом. Значительная ширина спектра КРС может быть обусловлена двумя причинами: значительной шириной полосы возбуждения и возможным аморфным состоянием вещества в составе нанокomпозита. Во втором случае, из полученных спектров, согласно методике, предложенной в [4], могут быть рассчитаны функции плотности колебательных состояний соответствующих веществ.

Список литературы

1. Горелик В.С., Квантовая электроника, 37, 2007, с.409-432.
2. Горелик В.С., Есаков А.А., Фадюшин А.Б., КСФ ФИАН 10, 2006, с.13.
3. Emelchenko G.A., et al., Proceedings of Metamaterials'2007, 2007, с.346.
4. Рассеяние света в твердых телах, под ред. Кардона М., М.: Мир, 1979, 392с.

В.Н. МОЙСЕЕНКО, М.П. ДЕРГАЧЁВ, Т.В. ШВЕЦ, О.Ф. РОЩЕНКО
Днепропетровский национальный университет им. О. Гончара

СПЕКТРЫ ФЛЮОРЕСЦЕНЦИИ ЛАЗЕРНЫХ КРАСИТЕЛЕЙ В СИНТЕТИЧЕСКИХ ОПАЛАХ В УСЛОВИЯХ НИЗКОГО ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО КОНТРАСТА

Изучены спектры флюоресценции (ФЛ) родамина 6G (R6G) и пиронина G (PG) в порых опалов с низким диэлектрическим контрастом. Установлено, что характер изменений в спектре флюоресценции определяется положением полосы излучения в исходном опале по отношению к центру фотонной стоп-зоны.

Управление характеристиками спонтанного излучения можно осуществить, помещая источник излучения внутри фотонного кристалла – периодической структуры с фотонной запрещенной зоной [1]. К 3D фотонным кристаллам относят синтетические опалы, в фотонной структуре которых имеется щель или стоп-зона (СЗ) в направлении $\langle 111 \rangle$. Положение центра λ_c и ширина $\Delta\lambda_g$ СЗ задаются оптическим (диэлектрическим) контрастом η – отношением показателя преломления n_G глобул SiO_2 к показателю преломления n_P вещества в порых опала [2]:

$$\lambda_c(\theta) = 2d\sqrt{n_P^2[f(\eta^2 - 1) + 1] - \sin^2\theta}, \quad \Delta\lambda_g \approx \frac{2}{\pi}\lambda_c|\eta - 1|/\sqrt{f(\eta^2 - 1) + 1}, \quad (1)$$

где d – расстояние между плоскостями (111), f – степень заполнения, $f = 0.74$ – в случае плотной упаковки глобул [3]. Цель данной работы состояла в изучении влияния оптического контраста η на спектр ФЛ R6G и PG в порых опалов при возбуждении с $\lambda_{ex} = 520$ нм.

Параметры СЗ (λ_c и $\Delta\lambda_g$) исходных опалов ($\eta = 1.47$) определялись из спектров пропускания ($\theta = 0^0$) в области 400 – 650 нм. Инфильтрация R6G и PG производилась путем пропитки опалов в этаноле с малой концентрацией красителя ($\sim 10^{-4}$ М), которая не изменяла η . Изменение контраста η осуществлялось путем дополнительной пропитки образцов в водных растворах глицерина ($n_P = 1.392 \div 1.474$). Для учета эффекта окружения измерялись спектры ФЛ R6G и PG в растворах в оптической кювете. Модификация спектров ФЛ красителей в опалах (рис. 1) определяется, в соответствии с “золотым правилом” Ферми, поведением функции $g(\omega)$ плотности фотонных состояний [1]. В области СЗ, где теоретически $g(\omega) = 0$, должно иметь место подавление излучения, а вблизи границ СЗ, где поведение $g(\omega)$ сингулярно, – усиление.

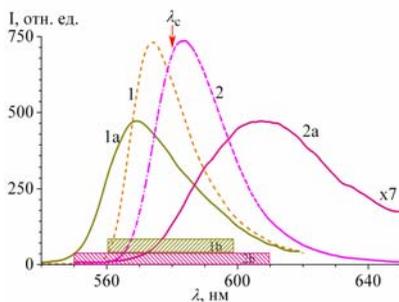


Рис. 1

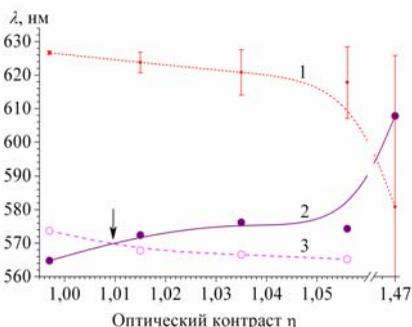


Рис. 2

Рис.1. Спектры ФЛ красителей в этиловом спирте (R6G – 1, PG – 2) и в порах опала (R6G – 1a, PG – 2a) с $\eta = 1.47$ и $\Delta\lambda_g$ (1b и 2b).

Рис. 2. Рассчитанные положения λ_c (1) с $\Delta\lambda_g$ (интервалы), максимумы λ_m ФЛ PG в опалах (2) и в соответствующих растворах глицерина (3).

Наряду с этим, важным является соотношение между длиной волны излучения λ_{em} и λ_c [4]. Вследствие (1), излучение с $\lambda_{em} < \lambda_c$ испытывает брэгговское отражение от системы плоскостей (111) при больших углах падения ($\theta > 0^0$) и в результате диффузного движения фотонов выходит в направлении $\langle 111 \rangle$. Это ведет к усилению коротковолнового излучения, как в случае с R6G (рис. 1, кривая 1a). Для излучения с $\lambda_{em} > \lambda_c$ все направления эквивалентны, и дополнительного усиления не происходит.

При уменьшении η спектр ФЛ R6G смещался по шкале длин волн в ту же сторону, что и СЗ, причем величина сдвига λ_c , рассчитанная по (1), точно совпадает со сдвигом максимума λ_m ФЛ R6G и равна 6 нм. Иной характер зависимости λ_m от величины η имеет место для PG (рис. 2). В опале с $\eta = 1.47$ для спектра ФЛ PG выполнялось условие $\lambda_{em} > \lambda_c$. При уменьшении η часть излучения, которое усиливается как в результате диффузного движения фотонов, так и сдвига максимума $g(\omega)$, возрастает, что и приводит к сдвигу λ_m в коротковолновую сторону. В точке инверсии фотонной СЗ ($n_G \approx n_P$) положения максимумов спектров ФЛ PG в опале и оптической кювете в водно-глицериновом растворе совпадают.

Список литературы

1. Yablonovitch E., J. Opt. Soc. Am. B, 10, 1993, p.283-295.
2. Ярив А., Юх П. Оптические волны в кристаллах, М.: Мир, 1987, с.188.
3. Sinitskii A., Knot'ko A., Tretyakov Yu., Solid State Ionics, 172, 2004, p.477-479.
4. Bechger L., Lodahl P., Vos W.L., J. Phys. Chem. B., 109, 2005, p.9980-9988.

М.С. ВЕДЕРНИКОВ¹, Т.Д. ДУДКИНА

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,

¹Средняя школа № 978, Москва

ФОТОПРОВОДИМОСТЬ КРИСТАЛЛОВ ТИТАНАТА ВИСМУТА

Изучены концентрационные зависимости фототока кристаллов титаната висмута ($\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$) разного состава в видимом спектральном диапазоне. Показано преимущество кристаллов титаната висмута, выращенных из шихты с максимальным содержанием TiO_2 перед кристаллами титаната висмута с меньшим содержанием TiO_2 и другими монокристаллами со структурой типа силленита.

Фоторефрактивные кристаллы со структурой типа силленита $\text{Bi}_{12}\text{M}_x\text{O}_{20\pm 8}$ (M - элементы II-VIII групп или их комбинации) находят широкое применение в голографии, устройствах записи, хранения и обработки оптической информации. Кристаллы титаната висмута $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ в видимой области спектра обладают наиболее высокой фотопроводимостью, высокими значениями электрооптического модуля и показателя преломления по сравнению силикатом $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, германатом $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$, цинкатом $\text{Bi}_{38}\text{ZnO}_{58}$ и галлатом висмута $\text{Bi}_{25}\text{TiO}_{39}$. В связи с этим, в данной работе представлены зависимости фототока кристаллов титаната висмута $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$, выращенных из шихты разного состава (от 5 до 10 моль.% TiO_2), в видимом спектральном диапазоне.

Спектральные зависимости фототока изучались на образцах толщиной $\sim 1,0$ мм, полученных из монокристаллов титаната висмута, выращенных по методу Чохральского в Институте общей и неорганической химии РАН Волковым В.В. и Егорышевой А.В.

Результаты изучения спектров фототока показали, что фотопроводимость кристаллов титаната висмута оказалась очень чувствительна к составу шихты. Так, в кристалле, выращенном из шихты с наибольшим содержанием TiO_2 (10 моль.%) - ее величина максимальная и на порядок превышает аналогичную величину для кристалла титаната висмута, выращенного из 5 моль.% TiO_2 . Кроме этого, для кристалла с максимальным содержанием TiO_2 характерна минимальная величина коэффициента поглощения. Такое сочетание физических свойств делает кристалл титаната висмута, выращенный из шихты с максимальным содержанием TiO_2 , наиболее перспективным для дальнейшего применения по сравнению с другими силленитами.

Ч.Б.КАЙТУКОВ

ФГУП «Научно-технический центр «Атлас», Москва

ВЛИЯНИЕ ДЛИНЫ РЕЗОНАТОРА И МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ОРИЕНТАЦИЮ ПОЛЯРИЗАЦИИ НЕПОЛЯРИЗОВАННОГО ЛАЗЕРА (He – Ne)

В неполяризованном He–Ne лазере ориентация плоскости поляризации зависит от расстояния между зеркалами. При плавном изменении расстояния между зеркалами происходит смена ориентации поляризации с вертикальной на горизонтальную. Это сопровождается колебаниями интенсивности разведённых лучей с вертикальной и горизонтальной поляризацией в противофазе, таким образом, что суммарная интенсивность излучения лазера остаётся постоянной. Частота таких колебаний изменяется при изменении длины резонатора и в высокой степени зависит от ориентации и напряжённости внешнего магнитного поля окружающего рабочее тело лазера.

Исследования влияния длины резонатора и магнитного поля на ориентацию поляризации проводились на неполяризованном He–Ne лазере ЛГН–208, заднее зеркало резонатора в котором является сферическим, а переднее плоским. То, что лазер не имеет выделенного направления поляризации из-за симметрии установленных зеркал, совсем не значит, что излучение не будет поляризовано, просто положение поляризации будет устанавливаться в зависимости от незначительных геометрических особенностей конструкции. Так как в данном лазере не предусмотрена стабилизация по температуре рабочего тела, а зеркала закреплены на рабочем теле, то длина резонатора практически никогда не является стабильной величиной, и даже после выхода в стационарный режим после прогрева всегда присутствуют, хоть и незначительные, изменения длины резонатора. Это приводит к тому, что при длинах резонатора кратных половине длины волны происходит смена ориентации поляризации лазера с вертикально на горизонтальную и наоборот.

Экспериментальная установка представляла собой He–Ne лазер, поляризатор, фотодиод и осциллограф. На стадии разогрева лазера можно наблюдать переключения поляризации, скорость этих переключений зависит от скорости изменения длины резонатора. После нагрева лазера и выхода в стационарный температурный режим, тем не менее остаются флуктуации длины резонатора, но происходят они достаточно медленно, и появляется возможность исследовать процесс смены направления

плоскости поляризации более детально. Наблюдения показали, что смена поляризации происходит не плавно и не скачком. При приближении длины резонатора к величине, кратной половине длины волны, наблюдаются биения между ортогональными направлениями поляризации. Возникают они на частоте приблизительно 10кГц и по мере протекания процесса перехода доходят до 100кГц. Столь низкая частота колебаний интенсивности поляризованного излучения лазера не может быть объяснена биениями между модами с ортогональной поляризацией, так как для длины резонатора 30 см и длины волны лазера 632 нм междумодовое расстояние по частоте составляет приблизительно 1,5 ГГц. Следует отметить, что колебаний мощности лазера при этом не происходит. Колебания связаны исключительно с изменением плоскости поляризации.

При использовании частотно-стабилизированных гелий - неоновых лазеров с внутренними зеркалами в прецизионной аппаратуре, например в интерферометрах, часто возникают проблемы устойчивости лазеров к обратным отражениям. Это связано с тем, что в лазерах рассматриваемого типа генерируются две ортогонально-поляризованные моды, которые при обратном отражении имеют склонность к скачкам поляризации.

В ходе экспериментов с неполяризованным лазером было замечено, что в состоянии смены плоскости поляризации, когда возникает вращение поляризации, система оказывается очень чувствительной к внешнему магнитному полю. В экспериментах для создания и изменения магнитного поля были использованы постоянные магниты и катушки индуктивности с протекающим постоянным электрическим током. Система реагирует на изменение напряжённости и ориентации магнитного поля изменением частоты вращения поляризации. Продольное, по отношению к рабочему телу лазера, наложение магнитного поля увеличивает частоту колебаний вне зависимости от направления, а поперечное уменьшает, приводя к полному прекращению. Изменения напряженности, поддающиеся регистрации, намного меньше напряженности магнитного поля Земли (0,5 э или 50 мкТл). Например, при появлении колебаний при продольном расположении лазера относительно магнитного поля Земли они могут быть прерваны поворотом лазера на 90 градусов в вертикальной или горизонтальной плоскости.

Если дооснастить данный лазер блоком термостабилизации, то система может быть использована в качестве магнитометра.

А.В. НЕЧАЕВ, Ю.Н. САМАРИН

Московский государственный университет печати

ПРИМЕНЕНИЕ СПЕЦИАЛЬНЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ ЖЁСТКОСТИ ТОЧКИ В СИСТЕМАХ ДОПЕЧАТНОЙ ПОДГОТОВКИ

Представлены результаты исследования толстых волоконных световодов. Даны рекомендации по применению этих световодов в устройствах записи печатных форм.

Лазерное излучение широко применяется для нужд полиграфии: сканерах, фотонаборных автоматах, фото- и формовыводных устройствах. В частности, в устройствах записи печатных форм основным элементом является лазер. Традиционно для записи печатных форм у устройствах СТР (Computer-to-Plate – «компьютер – печатная форма») используются лазеры ИК диапазона (длины волн 830, 1064 и 1560 нм.) и фиолетовые лазеры (длина волны 405 нм).

Размер пятна лазера в основном определяет минимальный и максимальный процент растровой точки на печатной форме и, соответственно, доступный тоновый диапазон печати. Условием качественной печати является тоновый диапазон не хуже 2–98%. В большей степени это относится к тёмным участкам изображения, где чувствительность человеческого глаза более высока.

Большое значение имеет качество растровой точки на форме. Чтобы быть чётко напечатанной, растровая точка должна быть жёсткой, т. е. иметь минимальную неравномерность оптической плотности внутри и «крутые» края. Жёсткость растровой точки в значительной степени зависит от формы и размеров пятна лазера. Имеются различные способы корректировки пятна лазера для повышения жёсткости точки [1]. Также перспективным является применение волоконно-оптических систем в устройствах записи печатных форм.

В работе на основе проведённых исследований даны рекомендации по использованию в устройствах СТР толстых волоконных световодов, позволяющих улучшить профиль пространственного распределения лазерного излучения и, как следствие, повысить жёсткость точки.

Список литературы

1. Классификация СТР Creo http://www.amos.ru/products/ctp/ctp_creo/

В.Е. БАБИЧЕВА, Ю.Е. ЛОЗОВИК¹

*Московский физико-технический институт (государственный университет),
¹Институт спектроскопии РАН, Троицк, Московская обл.*

УСИЛЕННОЕ ПРОХОЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ ЧЕРЕЗ МЕТАЛЛИЧЕСКУЮ ПЛЕНКУ С СУБВОЛНОВЫМИ ОТВЕРСТИЯМИ

С помощью численного моделирования исследован эффект аномально большого прохождения электромагнитной волны через массив субволновых щелей в металлической пленке.

В рамках одномодового приближения построена теоретическая модель, учитывающая поверхностные свойства реальных металлов как на верхней и нижней поверхностях рассматриваемой структуры, так и в щелях. Эта модель допускает сведение коэффициентов прохождения во всех дифракционных порядках к феноменологическому описанию в виде формулы Фабри-Перо. Проведено первопринципное численное моделирование аномального прохождения через пленку из серебра, а также коэффициентов прохождения и отражения для полубесконечных структур. На основании полученных результатов сделан вывод о корректности использования одномодового приближения, описываемого формулой Фабри-Перо. Проведено сравнение теоретического и полуаналитического расчетов аномального прохождения через пленку из серебра и получено качественное согласие результатов. Количественные расхождения результатов связаны с некорректностью импедансного приближения для расчета коэффициентов. Проанализирован профиль поля собственной моды в щели, соответствующей проходящей моде, и с помощью численного моделирования найдено волновое число проходящей моды в щели.

Согласно одномодовому приближению положение пика в области длин волн, близких к периоду структуры, определяется следующим условием. Набег фазы при прохождении волноводной моды по щели в прямом и обратном направлении с двумя отражениями и изменение фазы при отражении от границ отверстия должен быть кратен 2π . Если пик в области длин волн близких к периоду структуры вызван связыванием поверхностных плазмонов, то необходимо совпадение частоты падающей волны и частоты плазмонного резонанса, и это никак не связано с изменением фаз при прохождении волноводной моды по щели. Поэтому

нельзя утверждать, что связывание поверхностных плазмонов описывается в рамках одномодового приближения. При связывании поверхностных плазмонов взаимодействие должно осуществляться некоторым эванесцентным полем, и, следовательно, не той проходящей собственной модой в щели, которая входит в одномодовое приближение.

Характерной особенностью аномального прохождения является обращение в ноль коэффициента прохождения для длин волн близких к периоду структуры. Можно с высокой степенью уверенности это обращение в ноль коэффициента прохождения связать с наличием плазмонных резонансов и утверждать, что возбуждение поверхностных плазмонов играет отрицательную роль в прохождении.

Мы провели серию расчетов для структур с различными толщинами пленки и установили, что при увеличении толщины пленки пик перемещается в сторону больших длин волн и для определенной длины волны амплитуда пика падает практически до нуля (пик исчезает), а затем вновь начинает расти. Эта длина волны примерно соответствует возбуждению поверхностных плазмонов на полубесконечной почти плоской поверхности [1]. Возможна ситуация, при которой возникает два пика аномального прохождения в области быстрого изменения фазы, со свойствами, приписываемыми плазмонной природе, а именно резкой зависимостью от угла падения [2].

Численное моделирование обнаружило пики аномального прохождения в идеально проводящем металле, в котором не существует поверхностных плазмонов. Скорее всего, проходящая собственная мода в щели является возбуждением плазмона, локализованного на вертикальных стенках щели, так как для реального металла волновое число проходящей собственной моды в щели комплексное, что приводит к затуханию моды при больших толщинах пленки. Сравнение результатов численного моделирования и аналитических расчетов для рассмотренных структур не выявило значительного влияния эванесцентных полей, которыми могло бы осуществляться непосредственное связывание плазмонов на верхней и нижней границах пленки. Связывание поверхностных плазмонов с проходящей собственной модой в щели приводит к равенству нулю коэффициента прохождения на определенной длине волны, то есть играет отрицательную роль в явлении аномального прохождения.

Список литературы

1. Cao Q., Lalanne Ph., Phys. Rev. Lett., v.88, 2002, p.057403-057406.
2. Porto J.A., Garcia-Vidal F.J., Pendry J.B., Phys. Rev. Lett., v.83, 1999, p.2845-2847.

ИМЕННОЙ УКАЗАТЕЛЬ АВТОРОВ

-А-

Абрамочкин Е.Г., 48
Антонычева Е.А., 96
Астапович М.С., 44
Андреев А.Л., 15
Архангельский А.Н., 44

-Б-

Бабичева В.Е., 113
Басистый Е.В., 40
Бекяшева З.С., 82
Беспалов В.Г., 22, 30, 42
Бородин А.Н., 79, 101

-В-

Важенин А.Б., 79
Вайчас А.А., 79
Васильев В.В., 28
Вахтомин Ю.Б., 94
Ведерников М.С., 109
Веллчанский В.Л., 28
Виноградов А.В., 32
Витрик О.Б., 34, 36
Володин В.Д., 26
Волостников В.Г., 48

-Г-

Гаранькова И.А., 99
Гольцман Г.Н., 46, 92, 94
Гричук Е.С., 63
Гурбатов С.О., 36

-Д-

Дергачёв М.П., 24, 105, 107
Дивочий А.В., 94
Дудкина Т.Д., 26, 109
Дышлюк А.В., 34, 36

-Е-

Евтихийев Н.Н., 62, 81, 86
Евчик А.В., 24, 105
Егорышева А.В., 26
Елезов М.С., 94
Ершова А.В., 56
Ефимов Т.А., 71

-З-

Захаров Ю.Н., 56, 69, 73
Зибров С.А., 28
Злоказов Е.Ю., 62, 81, 86

-И-

Иванов Д.В., 28
Иванов С.И., 91

-К-

Казанцева Е.В., 20
Кайтуков Ч.Б., 67, 110
Киреева Н.М., 96
Ковалёв М.С., 84
Комоцкий В.А., 40
Компанец И.Н., 65
Конник М.В., 77
Корнеев А.А., 46, 92
Корнеева Ю.П., 46, 92
Косолапов А.Ф., 44
Котляр В.В., 50
Краснов А.В., 52
Краснов В.В., 77
Краснова К.А., 63
Криштон В.В., 9
Кудрявцева А.Д., 11
Кузьмина М.Г., 63
Кульчин Ю.Н., 34, 36
Куля М.С., 30
Кучмижак А.А., 34
Кюберис А.А., 69

-Л-

Лаеров А.П., 52, 91
Лаверухин Д.В., 89
Лахман К.В., 62
Литвинова М.Н., 99
Лобынцева В.В., 73
Лозовик Ю.Е., 113
Лопатина П.С., 9

-М-

Маймистов А.И., 20
Макаревич Т.В., 13
Макаров Е.А., 22
Макашов М.Д., 26
Максименко В.А., 7
Малов А.Н., 79, 101
Манова Н.Н., 92
Манькин Э.А., 63
Масальский Н.В., 54
Мелехов А.П., 89
Мишина Е.Д., 13
Мишулина О.А., 62
Моисеенко В.Н., 24, 105, 107
Молодяков С.А., 91

-Н-

Неевина Т.А., 65
Неупокоева А.В., 79, 101
Нечаев А.В., 112
Новоселов Е.В., 42

-О-

Одинокоев С.Б., 84
Оженко С.С., 20

-П-

Павлов А.В., 60, 82
Павлов М.С., 103
Петров Н.В., 58
Плотниченко В.Г., 44

-Р-

Разуева Е.В., 48
Ромашко Р.В., 71
Ропяной А.А., 75
Роценко О.Ф., 107

-С-

Садьков Н.Р., 17
Саенко И.И., 91
Самарин Ю.Н., 112
Севальнев М.А., 62
Сетейкин А.Ю., 103
Сивак А.В., 28

Сидоров Н.В., 96
Ситников Н.Н., 38
Соколов Ю.М., 40
Соломашенко А.Б., 84
Старииков Р.С., 62, 81, 86
Старииков С.Н., 75, 77, 81, 87
Стафеев С.С., 50
Строганов В.И., 9, 99
Сюй А.В., 96

-Т-

Тархов М.А., 94

-У-

Успенский Ю.А., 32

-Ф-

Федин М.А., 32
Флоря И.Н., 46

-Х-

-Ц-

-Ч-

Черёмхин П.А., 75
Чернега Н.В., 11
Чуфыреву П.Г., 96

-Ш-

Шаульский Д.В., 81, 86
Швачич В.Г., 24, 105
Швец Т.В., 107
Шевчук А.С., 11
Шеляков А.В., 38

-Щ-

Щегловитов И.А., 15

-Э-

-Ю-

-Я-

Яничев А.А., 96