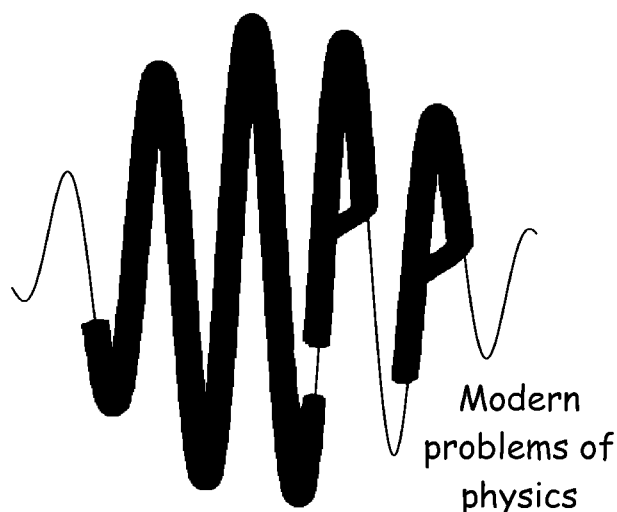


Национальная академия наук Беларуси
Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси
Белорусский республиканский фонд
фундаментальных исследований
Белорусское физическое общество



Современные проблемы физики

**Материалы школы-семинара
молодых ученых и специалистов**

Минск, 19-21 Мая, 2004

Под редакцией:

Ю.А. Курочкина

С.Ю. Михневич

В.П. Кутавичюса

Минск, 2004

УДК 621.373.826:57+61; 539.2; 621.373.826; 530; 535.25; 681.7

Материалы школы-семинара "Современные проблемы физики",
19-21 мая 2004 г., Минск, Беларусь.

Институт физики имени Б.И. Степанова Национальной
академии наук Беларуси, 2004 г., 298 стр.

Содержание

Предисловие.....	6
Лазеры в биологии и медицине:	
Н.И. Позняк, Г.В. Криштопенко, Н.М. Ковшель. <i>Применение низкоинтенсивного излучения в лечении рефракционной амблиопии.....</i>	7
Н. Крук, А. Короткий, М. Дробижев, А. Ребане, Г. Исаков, П. Петров. <i>Перспективы использования двухфотонного поглощения в фотодинамической терапии.....</i>	14
Д.М. Князев, <i>Кислотный гемолиз эритроцитов, влияние лектинов, оптический метод регистрации.....</i>	19
С.Б. Бушук, Н.С. Казак, А.Н. Рубинов, А.А. Рыжевич. <i>Новый лазерный метод транспортировки микрочастиц.....</i>	24
В.И. Кравченко, С.С. Есьман, С.А. Мамилов, Ю.С. Плаксий. <i>Неинвазивная диагностика изменений относительного объема крови.....</i>	28
Физика наноструктур:	
В. З. Зубелевич, Y. Dikme. <i>Люминесцентные свойства InGaN/GaN МКЯ гетероструктур, выращенных на подложках сапфира и кремния.....</i>	33
А.В. Буцень, Е.А. Невар. <i>Формирование наноразмерных частиц серебра при лазерной абляции в жидкостях.....</i>	38
И.В. Ивашкевич. <i>Структура полосы поглощения 730 см^{-1} в спектрах НПВО пленок ПЭТФ.....</i>	41
Д.Н. Унучек, С.К. Лазарук. <i>Исследование фотолюминесцентных характеристик пленок пористого кремния.....</i>	44
Я.Б. Сосковец, А.Я. Хайруллина. <i>Оптические свойства планарных металлсодержащих наноструктур на основе никеля.</i>	49
С. В. Жуковский. <i>Закономерности сохранения интегральной плотности состояний в слоистых наноструктурах.....</i>	54
М.Н. Коваленко, Д.Н. Унучек, А.А. Лешок, С.К. Лазарук. <i>Расчет коэффициентов ударной ионизации носителей заряда для лавинных светодиодов на пористом кремнии.....</i>	59
А.В. Кривошеева. <i>Индиевые квантовые шнуры на поверхности кремния (111).....</i>	64
К. А. Осипов, А. В. Данильчик, S. Hartmann, A. Janssen, C. Himcinschi, M. Schwamberra, and N. Meyer. <i>Влияние термического отжига на люминесцентные свойства органических светоизлучающих структур.....</i>	67
С. М. Лукашевич. <i>Спин – орбитальное взаимодействие и двумерная слабая локализация в углеродной матрице с нанокластерами кобальта.....</i>	72
А.П. Сазонов, И.О. Троянчук, V.V. Sikolenko, H. Szymczak, U. Zimmermann. <i>Кристаллическая структура и магнитные свойства перовскитов $La_{1-x}Sr_xCoO_3$ ($x = 0.15, 0.3$).....</i>	77
Лазерная физика:	
А.Г. Селиванов, П.В. Прокошин. <i>Программный продукт для анализа профиля излучения.....</i>	81
А. В. Данильчик, В. З. Зубелевич, А. В. Андриевский, Y. Dikme. <i>Определение коэффициента усиления в лазерной гетероструктуре InGaN/GaN со множественными квантовыми ямами, выращенной на кремниевой подложке.....</i>	84
А.Г. Войнилович, А.В. Данильчик, И.В. Седова, С.В. Сорокин, Н.П. Тарасюк. <i>Коэффициент усиления в лазере НА CdSe квантовых дисках В ZnSe матрице.....</i>	89

Н.П. Тарасюк. <i>Оптимизация волноводной структуры оптически накачиваемых лазеров на CdSe</i>	94
В. С. Кузьмин, В. М. Колесенко. <i>Динамика сигналов одноимпульсного эха в условиях зеемановского переключения</i>	99
С. Г. Русов. <i>Режимы переключений в ЛВР с анизотропным насыщающимся поглотителем в резонаторе</i>	104
А. В. Мандрик, А. С. Ясюкевич, В.Э.Кисель, В. Г. Щербицкий, Н. В. Кулешов. <i>Оценка перспективности кристаллов с ионами Yb^{3+} для применения в лазерных усилителях</i>	110
А.Е. Трошин, В.Э. Кисель, В.Г. Щербицкий, Н.В. Кулешов. <i>Генерация фемтосекундных импульсов в лазере на кристалле $Yb:KYW$</i>	114
А.М. Лемеза, А.А. Афанасьев, Р.А. Власов, С.Ю Михневич. <i>Учет диполь-дипольных взаимодействий в теории синхронизации мод с когерентным поглотителем</i>	118
Н. В. Карелин. <i>Сингулярное разложение функции Грина в дифракционной оптике — задача существования</i>	123

Теоретическая физика:

Е.А. Толкачев, А.Я. Трегубович, А.Э. Шалыт-Марголин. <i>Геометрическая фаза и квантовые вычисления</i>	128
Р.Г. Шуляковский. <i>Многофермионные функции Грина для инстантонных процессов и их вклад в глубоконеупругое рассеяние</i>	134
Я.Г. Грода, Р.Н. Ласовский. <i>Равновесные и диффузионные свойства двухуровневого решеточного газа</i>	139
П. В. Буйвидович, В. И. Кувшинов. <i>Системы с шумом и петля Вильсона в приближении гауссовой доминантности</i>	144
В.И. Кувшинов, В.А. Петров. <i>Исследование устойчивости системы пертурбативного и непертурбативного (анти-) самодуального вакуумного поля в присутствии поля Хиггса в рамках $su(2)$ теории</i>	149
Ю. А. Курочкин, Д. В.Шёлковый. <i>Эффекты кривизны в процессах рассеяния в пространстве Лобачевского</i>	154

Физическая и нелинейная оптика:

А.Г. Шведко. <i>Энергетические характеристики нестационарного ВКР в сжатом водороде</i>	159
А.В.Коклюшкин. <i>Особенности использования дисперсионных соотношений для оценки эффективности четырехволнового смешения</i>	165
О. Ормачеа, А.Б. Старовыборнов, А.А. Казак. <i>Поляризационное многоволновое смешение в растворах красителей</i>	170
А.А. Турбан. <i>Сольватфлуорохромия и энергетика производных циклического β-трикетона в растворах</i>	175
Д.В. Горбач, О.Г. Романов. <i>Формирование и взаимодействие локализованных оптических структур в резонансных средах</i>	179
И.А. Капуцкая, О.П. Лукашевич. <i>Спектрально-поляризационные характеристики флуоресценции твердых растворов квантовых точек и органических красителей при переносе энергии электронного возбуждения</i>	184
А.Г. Шведко. <i>Макроскопические проявления квантовых шумов в статистике энергии импульсов стоксовых компонент нестационарного вкр в сжатых газах</i>	189
Е.В.Глазунова, Е.В.Глазунов, В.А.Юревич. <i>Автомодуляция излучения, прошедшего сквозь тонкопленочный резонатор</i>	194

О.Г. Романов. <i>Периодические, лабиринтные и локализованные структуры при двухволновом взаимодействии в нелинейном интерферометре</i>	199
А.Л. Зыков. <i>Модуляция света при помощи электрооптического эффекта слоисто-периодическими средами</i>	204
О.И. Проневич. <i>Коллинеарное акустооптическое взаимодействие бесселевых световых пучков</i>	209
И.Е. Ермолаев. <i>Расчет локализации микросфер силами светового давления в интерференционном поле лазерного излучения в приближении самосогласованного поля</i>	212
А.С. Горбачевич, С.Г. Бабичев. <i>Световое тушение флуоресценции в условиях сильного насыщения поглощения</i>	217
А.А.Рыжевич, Н.С.Казак, Е.Г.Катранжи, И.А.Уткин. <i>Самодифракция двух бесселевых световых пучков кратных частот</i>	222
В.Н.Белый, Н.А.Хило, Е.С.Петрова, Н.С.Казак, Е.Г.Катранжи, А.А.Рыжевич. <i>Метод увеличения эффективности генерации второй гармоники в кристалле ВВО</i> ..	227

Оптические приборы, материалы и технологии:

И.Л. Захаров. <i>Передаточные характеристики неизопланатических изображающих систем</i>	232
В.Н. Ковганко, Н.Н. Ковганко. <i>О получении новых жидкокристаллических соединений, содержащих дифункциональные группировки в боковой цепи</i>	237
Н.Н.Ковганко, В.Н.Ковганко. <i>Новые 2-изоксазолинсодержащие жидкокристаллические вещества: синтез и мезоморфные свойства</i>	242
Т. П. Янукович. <i>Сенсор температуры и деформации с использованием метода анализа бриллюэновского оптического частотного домена</i>	247
А.А. Мискевич, В.А. Лойко. <i>Фаза световой волны, рассеянной монослоем частиц</i> ..	252
Д.Я.Каранчук, М.В. Пудков., П.А. Скиба. <i>Лазерно-стимулированное формирование микрооптических элементов на основе стекловидных материалов</i>	257
Л.Ф.Бондарева, В.И.Покаташкин. <i>Оптический трассовый (DOAS) измеритель концентрации приземного озона</i>	263
С.П. Жвавий, Г.Л. Зыков. <i>Моделирование фазовых переходов, инициируемых в теллуриде кадмия наносекундным лазерным излучением</i>	268
В. К. Гончаров, К. В. Козадаев, М. И. Куницкий, М. В. Пузырев. <i>Контроль в реальном масштабе времени параметров наноразмерных частиц в стеклах методом лазерного зондирования</i>	273
А.В. Поляков. <i>Повышение достоверности приема данных в волоконно-оптических системах передачи, хранения и обработки информации</i>	278
А.А. Галкин, С.С. Есьман, В.И. Кравченко, С.А. Мамилов, Ю.С. Плаксий. <i>Оптическая система контроля гравировки флексоформ</i>	283
В.П. Кутаевичус, В.В. Филиппов. <i>Метод определения оптических постоянных и толщины тонких слабопоглощающих пленок по спектрам отражения и пропускания</i>	288
Авторский указатель.....	295

ПРИМЕНЕНИЕ НИЗКОИНТЕНСИВНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ЛЕЧЕНИИ РЕФРАКЦИОННОЙ АМБЛИОПИИ.

Н.И. Позняк, Г.В. Криштопенко, Н.М. Ковшель.

РДУП "МТЗМЕДСЕРВИС", г. Минск

Введение.

В настоящее время амблиопия является одной из наиболее серьезных причин снижения зрения у детей и подростков. По данным авторов частота амблиопии составляет от 1,9% до 12,9% причин снижения зрения [11, 12, 16, 21].

Согласно современным представлениям главная роль в формировании разных видов амблиопии принадлежит сенсорной депривации вследствие рефракционных нарушений (в том числе и анизометропии), снижения прозрачности оптических сред или косоглазия с нарушением бинокулярного зрения в период созревания зрительной системы и становления зрительного восприятия как сложного интегративного процесса [9, 13, 17, 18]. По результатам клинических исследований (нарушения показателей зрительных вызванных потенциалов, электроэнцефалограммы) можно судить, что изменения происходят в зрительных центрах мозга при амблиопии разного генеза [2, 6, 17, 18]. Также можно предположить, что снижение активности зрительных центров мозга у больных с амблиопией может сопровождаться нарушениями регионарной церебральной гемодинамики [5]. Кроме этого установлено, что при рефракционной амблиопии изменяются паттерновые зрительные вызванные потенциалы, отражающие нарушения пространственной контрастной чувствительности в низкочастотном диапазоне [8].

Целью настоящей работы явилось изучение влияния низкоинтенсивного излучения на клиничко-функциональные показатели у пациентов с рефракционной амблиопией.

Острота зрения формируется при участии центрального зрения. За центральное зрение отвечает участок сетчатки, в котором сосредоточена значительная часть колбочек - на 1 мм² их приходится 147 000-147 300 [7, 19]. Формирование изображения внешнего мира на фоторецепторах сетчатки осуществляется прежде всего на колбочках желтого пятна сетчатки. В колбочках сетчатки обезьяны и человека обнаружены три типа фотопигментов [10, 14, 15, 20], имеющих индивидуальные характеристики абсорбции. Таким образом, три типа колбочек содержат фотопигменты с максимумом спектрального коэффициента поглощения на длинах волн порядка 448, 528 и 567 нм [1] (рис.1.). Именно этот факт играет важную роль в механизме фоторецепции [4].

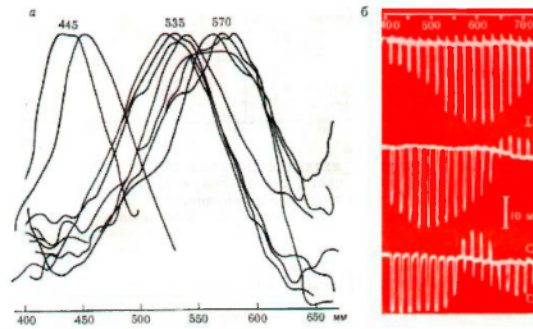


Рис.1. Кодирование информации о цвете на рецепторном (а) (Marks et al., 1964) и нейрональном (б) (Svaetichin, 1956) уровнях [1].

В конечном итоге световое возбуждение в максимуме поглощения колбочек приводит к гиперполяризации плазматической мембраны их наружного сегмента и к возникновению адекватного сигнала. Эти представления послужили побудительным мотивом к созданию прибора, стимулирующего рецепторные зоны фовеолярной области сетчатки с целью усиления зрительного потенциала.

В качестве излучателей в ретинальном стимуляторе были использованы узкополосные мощные светоизлучающие диоды, работающие на длинах волн 0.43, 0.53 и 0.57 микрометров, а в лазерном варианте стимулятора в зеленом канале 0.53 мкм светодиод заменялся на микрочип-лазер, излучающий на длине волны 0.531 мкм. Спектры излучения используемых светодиодов и микрочип-лазера представлены на рис.2. Мощность излучателей в непрерывном режиме работы не превышала 1-2 мВт.

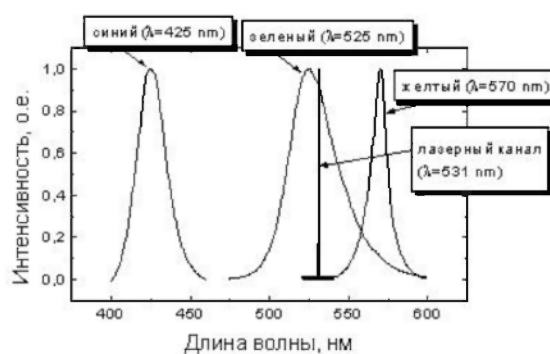


Рис.2. Спектры излучения излучателей, используемых в ретинальном стимуляторе.

Материалы и методы исследования.

Под наблюдением находилось две группы пациентов (таблица 1).

Таблица 1. Характеристика групп пациентов.

Группы	Кол-во пациентов	Возраст	Кол-во глаз	Степени амблиопии				
				очень слабая	слабая	средняя	сильная	очень сильная
1	159	19,36 ± 15,0	215	33	67	45	38	32
2	115	18,69 ± 14,0	195	33	61	38	32	31

Методы исследования включали: авторефрактометрию, визометрию, периметрию, биомикроскопию, прямую и обратную офтальмоскопию, осмотр глазного дна с фундуслинзой, лазерную доплерографию в области надблоковой артерии (лазерный доплер Peri Flux 4001 Master, Швеция), электрофизиологические исследования (электроретинограф MBN, Россия). Всем пациентам перед началом лечения была проведена коррекция аметропии с помощью очков или контактных линз. Первая группа проходила стимуляцию макулярной области лазерным ретинальным стимулятором с длиной волны на светодиодных каналах 425±15 нм, 570±15 нм, на лазерном канале 530±15 нм. Курс лечения составлял 10 процедур 1 раз в день в течение 4 минут на один глаз. Второй группе было проведено лечение рефракционной амблиопии путём воздействия гелий - неоновый (He-Ne) лазера с длиной волны - 633 нм.

Результаты и их обсуждение.

Нами установлено, что под воздействием низкоинтенсивного излучения у пациентов с рефракционной амблиопией происходит изменение объема и скорости кровотока в области надблоковой артерии (таблица 2).

Таблица 2. Изменение объема и скорости кровотока в области надблоковой артерии у пациентов с рефракционной амблиопией под воздействием лазерного ретинального стимулятора.

Показатели	Исходные данные (M±m)	Начало (M±m)	1 минута воздействия (M±m)	4 минута (M±m)	2 минута отдыха (M±m)	5 минута (M±m)
Объем кровотока, ПЕ	62,69 ±4,05*	61,55 ±4,05*	67,13 ±4,45*	65,01 ±4,52*	70,89 ±4,72*	68,10 ±4,47*
Скорость кровотока, ПЕ	111,29 ±4,92*	108,96 ±4,56*	115,89 ±5,57*	109,87 ±4,03*	122,58 ±5,03*	124,81 ±5,59*

* - здесь и далее p < 0,05.

Как видно из вышеприведенных данных у пациентов с рефракционной амблиопией под воздействием ретинальной стимуляции максимальное повышение объема и скорости кровотока происходит на 7,08% и 4,13% соответственно, после стимуляции максимальное повышение происходит на 13,08% и 12,15% от исходного уровня. Повышение объема и скорости кровотока не зависит от степени рефракционной амблиопии и возраста пациента.

Гелий-неоновая стимуляции у пациентов с рефракционной амблиопией также приводит к увеличению объема и скорости кровотока в области надблоковой артерии (таблица 3).

Таблица 3. Изменение объема и скорости кровотока в области надблоковой артерии у пациентов с рефракционной амблиопией под воздействием гелий-неонового лазера.

Показатели	Исходные данные (M±m)	Начало (M±m)	1 минута воздействия (M±m)	4 минута (M±m)	2 минута отдыха (M±m)	5 минута (M±m)
Объем кровотока, ПЕ	65,46 ±4,73*	75,37 ±5,14*	69,56 ±5,07*	71,54 ±5,61*	73,23 ±6,02*	70,50 ±6,08*
Скорость кровотока, ПЕ	108,27 ±6,59*	126,95 ±7,05*	121,17 ±7,81*	130,81 ±7,66*	124,21 ±7,57*	115,81 ±7,43*

Как видно из таблицы 3, при применении гелий-неоновой стимуляции максимальное увеличение объема и скорости кровотока происходит на 15,14% и 20,82% соответственно, после стимуляции эти показатели больше на 11,87% и 14,72% от исходного уровня.

Обращает на себя внимание изменение гемодинамики под влиянием селективной фотостимуляции и гелий-неонового лазера. Более выраженное изменение объема и скорости кровотока при гелий-неоновой стимуляции связано с максимумом спектрального коэффициента поглощения в области гемоглобина.

Данные ЭРГ после воздействия лазерного ретинального стимулятора свидетельствовали об увеличении амплитуды зрительных потенциалов (таблица 4).

Таблица 4. Изменение амплитуды зрительных потенциалов у пациентов с рефракционной амблиопией под воздействием лазерного ретинального стимулятора.

α-волна	До стимуляции (M±m)	Через 10 сеансов (M±m)	β-волна	До стимуляции (M±m)	Через 10 сеансов (M±m)
n	136,4 ±4,31*	153,2 ±7,21*	n	276,7 ±12,77*	281,9 ±11,91*

После 10 сеансов стимуляции амплитуда α -волны повышалась на 12,3%, а амплитуда β -волны на 1,8% от исходного уровня.

Данные ЭРГ после воздействия гелий-неонового лазера также свидетельствовали об изменении амплитуды зрительных потенциалов (таблица 5).

Таблица 5. Изменение амплитуды зрительных потенциалов у пациентов с рефракционной амблиопией под воздействием гелий-неонового лазера.

α -волна	До стимуляции (M \pm m)	Через 10 сеансов (M \pm m)	β -волна	До стимуляции (M \pm m)	Через 10 сеансов (M \pm m)
n	129,1 $\pm 5,67^*$	135,7 $\pm 5,83^*$	n	251,4 $\pm 10,29^*$	252,5 $\pm 9,64^*$

После 10 сеансов стимуляции амплитуда α -волны повышалась на 5,1%, а амплитуда β -волны повышалась на 0,3% от исходных данных.

При селективной фотостимуляции максимум спектрального коэффициента поглощения находится в области фотопигментов колбочек желтого пятна сетчатки, чем можно объяснить более выраженное изменение амплитуды зрительных потенциалов.

Проведенные нами исследования в 215 случаях позволили установить, что под влиянием селективной фотостимуляции скорректированная острота зрения эффективно повышается в 73,5% случаев (158 глаз). Повышение скорректированной остроты зрения происходит уже на десятый день терапии и остается стабильным в течение всего срока наблюдения (6-12 месяцев) (рис.3.).

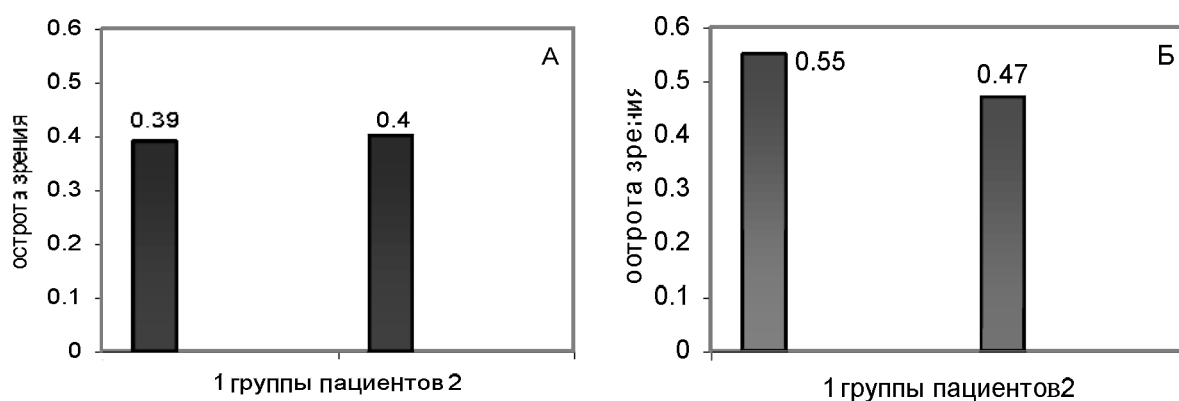


Рис. 3. Изменение скорректированной остроты зрения у пациентов под воздействием лазерного ретинального стимулятора (1 группа) и He-Ne лазера (2 группа). А- до лечения, Б- после лечения.

Как видно из приведенных данных, селективная фотостимуляция у пациентов с рефракционной амблиопией приводит к повышению остроты зрения у 73,5% пациентов в

среднем на $0,16 \pm 0,02$, превышая по своей эффективности воздействие гелий-неонового стимулятора (в 45,6% случаев улучшение в среднем на $0,07 \pm 0,009$).

Оценивая полученные нами результаты повышения остроты зрения под влиянием низкоинтенсивного излучения, мы полагаем, что световое воздействие может изменять пространственную структуру, прежде всего, мембран клеток и молекул белков-ферментов, ответственных за регуляцию биохимических процессов в сетчатой и сосудистой оболочках [3]. Это приводит к изменению их регуляторных функций. По-видимому, это и обеспечивает высокий терапевтический эффект.

Выводы.

1. Селективная фотостимуляция у пациентов с рефракционной амблиопией с применением длин волн, соответствующих максимумам поглощения колбочек ($\lambda=425 \pm 15$ нм, 570 ± 15 нм, 530 ± 15 нм) сетчатки приводит к повышению остроты зрения в 73,5% случаев (158 глаз) в среднем на $0,16 \pm 0,02$, превышая по своей эффективности воздействие гелий-неонового стимулятора (в 45,6% улучшение в среднем на $0,07 \pm 0,009$).
2. Воздействие низкоинтенсивного излучения сопровождается увеличением объема и скорости кровотока в области надблоковой артерии соответственно на 13,08% и 12,15% по сравнению с исходным уровнем.
3. Ретинальная стимуляция сетчатки с помощью низкоинтенсивного излучения у пациентов с рефракционной амблиопией сопровождается повышением активности зрительного потенциала (α -волны) на 12,3% от исходного уровня, превосходя по своей эффективности воздействие гелий-неонового стимулятора более, чем в 2 раза.

Литература:

1. Джадд Д., Вышецки Г. Цвет в науке и технике. Пер. с англ. Под ред. Л.Ф. Артюмова. М., 1978.
2. Зислина Н.Н. Нейрофизиологические механизмы нарушения зрительного восприятия у детей и подростков. – М.: Педагогика, 1987.
3. Мостовников В.А. Фотофизические механизмы и эффективность лечебного действия низкоинтенсивного лазерного излучения. Сборник статей. 23, Гродно, 2001.
4. Островский М.А. Клиническая физиология зрения. М., Русомед, 1993.
5. Слободяник С.Б., Пономарчук В.С., Лавренко А.Н. Особенности гемодинамики мозга у больных амблиопией и ее изменение под воздействием фосфен-электростимуляции //Офтальм. журнал – 1998. - № 6, с. 418-423.
6. Фильчикова Л.И., Новикова Л.А., Ковалевский Е.И., Дубовская Л.А., Татаринев С.А. Вызванные потенциалы при восстановлении зрения у детей с разной степенью амблиопии //Вестник офтальм. – 1989. - № 2, с. 51-54.
7. Цинн У., Соломон Г. Зрение, очки и контактные линзы. СПб: Питер Пресс, 1996.
8. Шпак А.А. Зрительные вызванные потенциалы у больных с рефракционной амблиопией при высокой близорукости //Вестник офтальм. – 1996. - № 5, с. 19-20.

9. Pediatric Ophthalmology and Strabismus. Basic and Clinical Science Course, Section 6, 1993-1994. – P. 227-229.
10. Brown P., Wald G. Visual pigments in single rods and of the human retina. *Science*, 1964, Vol. 144, №3614, P. 45-46.
11. Duke-Elder S., Wybar K. *Ocular Motility and Strabismus*, P. 294, St. Louis, CV Mosby, 1973.
12. He M, Zeng J, Liu Y, Xu J, Pokharel GP, Ellwein LB. Refractive error and visual impairment in urban children in southern china. *Invest Ophthalmol Vis Sci*. 2004 Mar;45(3):793-9.
13. Hubel D.H. Effects of deprivation on the cortex of cat and monkey, Harvey Lectures, Series 72, Academic Press. – New York, 1978. – P. 1-51.
14. Marks W., Dobelle W., Mac Nichol E. Visual pigments of single primate cones. *Science*, 1964, Vol. 143, №3611, P. 1181-1183.
15. Mollon J.D. Color vision. *Am. Res. Psychol.*, 1982, Vol. 33, P. 41-85.
16. Naidoo KS, Raghunandan A, Mashige KP, Govender P, Holden BA, Pokharel GP, Ellwein LB. Refractive error and visual impairment in African children in South Africa. *Invest Ophthalmol Vis Sci*. 2003 Sep;44(9):3764-70.
17. Noorden G.K. //*Brit. J. Ophthalmol.* – 1974. – 58. – 3. – P. 158-164.
18. Noorden G.K. //*Klin. Mbl. Augenheilk.* – 1978. – V. 173. – N 4. – P. 464-469.
19. Osterberg G. Topography of the layer of rods and cones in human retina. *Acta Ophthalmol.* (suppl.) 6:1, 1935.
20. Rushton W. The cone pigments of the human fovea in color blind and normal. *Visual problems of color*. London, 1957, Vol. 1, P. 71-78.
21. Saw SM, Husain R, Gazzard GM, Koh D, Widjaja D, Tan DT. Causes of low vision and blindness in rural Indonesia. *Br J Ophthalmol*. 2003 Sep;87(9):1075-8.

ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ДВУХФОТОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В ФОТОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕРАПИИ

Н. Крук¹, А. Короткий^{2,3}, М. Дробижев³, А. Ребане³, Г. Исаков⁴, П. Петров⁴

¹ Институт молекулярной и атомной физики НАН Беларуси, пр-т. Ф Скорины 70, 220072 Минск, Беларусь, kruk@imaph.bas-net.by

² Университет Торонто, Институт рака провинции Онтарио, Торонто, Канада

³ Университет штата Монтана, Бозмен, США

⁴ Научный фармацевтический центр, ОАО Белмедпрепараты, Минск, Беларусь

Фотодинамическая терапия является динамично развивающейся областью медицины и представляет собой метод разрушения злокачественных новообразований при их взаимодействии с синглетным молекулярным кислородом, который образуется при переносе на него энергии от молекулы активированного светом фотосенсибилизатора [1]. Используемые в настоящее время в медицинской практике лекарственные препараты-фотосенсибилизаторы принадлежат классу тетрапиррольных пигментов. Известно, что данные соединения обладают высокой способностью к сенсibilизации синглетного кислорода, являющегося ключевым агентом в клеточном фотоповреждении. С другой стороны, фотодинамическое действие *in vivo* напрямую зависит от эффективности фотовозбуждения молекулы сенсibilизатора. С этой целью длина волны света, используемого для фотовозбуждения сенсibilизатора, должна попадать в "окно прозрачности" тканей организма (~700-800 нм) [1,2]. К сожалению, многие порфириновые соединения обладают слабым поглощением в красной и ближней ИК-областях спектра и не могут быть эффективно использованы в качестве фотодинамических агентов. Следует добавить, что фотодинамическая терапия применяется только к ограниченному числу заболеваний из-за ограниченной глубины проникновения света в биологические ткани. Поэтому в настоящее время увеличение глубины фотодинамического воздействия рассматривается как один из важнейших факторов для увеличения эффективности метода в клинической практике.

Среди различных способов преодоления указанных ограничений одним из наиболее перспективных является использование двухфотонного возбуждения [3-7]. В этом случае длина волны используемого излучения равна удвоенной длине волны рабочего электронного перехода, а использование излучения, соответствующего диапазону прозрачности биологических тканей должно обеспечить увеличение глубины фотодинамического воздействия. Необходимо указать, что правила отбора для одно- и

двухфотонного поглощения в случае centrosymmetric молекул (сказанное верно и для квазисимметричных соединений [4,6-10]) являются альтернативными и заселяемые в результате фотовозбуждения электронные состояния будут различными. Однако независимо от способа фотовозбуждения в результате релаксационных процессов заселяется нижнее синглетное, а затем, в результате интеркомбинационной конверсии, нижнее триплетное состояние сенсibilизатора и происходит сенсibilизация электронно-возбужденного синглетного молекулярного кислорода (Рис.1).

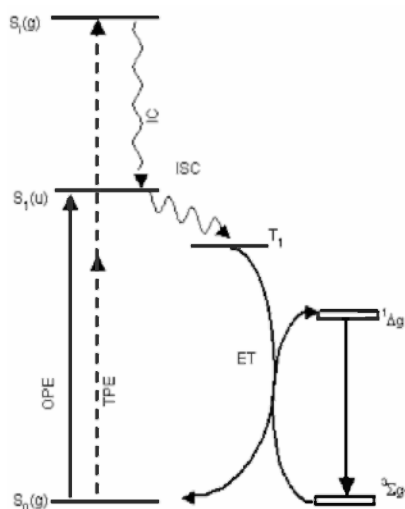


Рис.1. Схема сенсibilизированного образования синглетного кислорода при одно- (сплошная стрелка) и двухфотонном (пунктирная стрелка) фотовозбуждении молекулы сенсibilизатора. $S_0(g)$, $S_1(u)$, $S_i(g)$, и T_1 обозначают соответственно основное, первое и i -е возбужденные синглетные состояния, и нижнее триплетное состояние молекулы сенсibilизатора. Буквы в кавычках обозначают четную (g) либо нечетную (u) симметрию электронных состояний. ${}^3\Sigma_g^-$ и ${}^1\Delta_g$ - основное и первое возбужденное состояния молекулярного кислорода.

Поскольку для двухфотонного поглощения правилами отбора разрешены переходы между состояниями одинаковой четности, то для тетрапиррольных молекул эффективное двухфотонное возбуждение возможно для переходов в состояния четной симметрии (g→g переходы). Квантово-химические расчеты указывают, что нижние состояния четной симметрии (g-состояния) у тетрапиррольных пигментов находятся в области 25000-30000 см^{-1} , что подтверждается экспериментальными данными [11-13]. Таким образом, положение четных электронных состояний у тетрапиррольных молекул позволяет в полной мере использовать возможности для двухфотонного фотовозбуждения в окне прозрачности биологических тканей.

До недавнего времени практическое применение двухфотонного возбуждения считалось маловероятным по причине весьма малых значений сечения двухфотонного

поглощения σ_2 . Однако результаты наших исследований показывают, что сечение двухфотонного поглощения у тетрапиррольных молекул может достигать 1000 ГМ и более ($1 \text{ ГМ} = 1 \cdot 10^{-50} \text{ см}^4 \cdot \text{с} \cdot \text{фотон}^{-1}$) [4-9,12]. Поскольку эффективность двухфотонного поглощения пропорциональна квадрату мгновенной интенсивности фотовозбуждения, то использование в качестве источников света импульсных лазеров с пико- и субпикосекундной длительностью импульсов позволяет существенно усилить этот эффект [3]. При таких условиях оказывается возможным получить при той же мощности излучения сравнимые концентрации возбужденных молекул сенсibilизатора, что и в случае однофотонного возбуждения. Следует отметить, что хотя пиковая мощность при использовании коротких световых импульсов оказывается существенно выше, чем у используемых обычно лазеров с длительностью импульса 10-30 нс, порог разрушения биотканей в данном случае оказывается существенно выше [3], что позволяет широко применять такие лазерные источники в различных биологических экспериментах [3,14].

Дополнительным преимуществом двухфотонной схемы фотовозбуждения является то, что на длине волны источника света сенсibilизатор не поглощает, что позволяет избежать явления самоэкранирования. Соответствие длины волны возбуждения окну прозрачности биологических тканей снижает риск эффектов гипертермии из-за поглощения лазерного излучения тканями организма, а использование в качестве источников света импульсных лазеров с субпикосекундной длительностью импульсов предотвращает процессы столкновительной ионизации и другие лавинные процессы разрушения тканей, часто имеющие место при мощном импульсном фотовозбуждении [3]. Квадратичный характер зависимости величины двухфотонного поглощения от мощности фотовозбуждения позволяет, используя фокусировку, локализовать фотодинамическое воздействие в малом объеме (до 1 мкм^3 [15]), что принципиально невозможно в случае однофотонного возбуждения.

С точки зрения структуры потенциальных фотосенсibilизаторов для двухфотонного возбуждения нам представляется перспективной модификация тетрапиррольного макроцикла путем присоединения одного или нескольких заместителей, которые сами обладают большим сечением двухфотонного поглощения σ_2 [16]. В этом случае заместители работают как светособирающая антенна, затем осуществляется транспорт энергии фотовозбуждения на тетрапиррольный макроцикл. Наиболее обещающим в этом направлении является синтез дендримерных систем первого поколения G-0, у которых ядром является тетрапиррольный макроцикл, а дендроны

представляют собой молекулы с высоким сечением двухфотонного поглощения [16,17]. Дендримерная конфигурация позволяет осуществить перенос энергии электронного возбуждения с дендронов на ядро с эффективностью, близкой к 100%. Внедрение порфирина в дендримерную оболочку и модификация боковых заместителей (дендронов) также может решить проблему растворимости тетрапиррольного сенсibilизатора в водной среде и обеспечить его эффективный транспорт и накопление в опухолевых тканях [1,18,19]. В зависимости от типа дендронов и их количества сечение двухфотонного поглощения σ_2 у таких систем может достигать больших значений (~800 ГМ [16], ~8000 ГМ [17]), что позволяет осуществить эффективную сенсibilизацию синглетного кислорода.

К настоящему времени в мире прошли клинические испытания и широко применяются более 10 фотосенсibilизаторов [1,19]. Учитывая то, что клинические испытания занимают длительный срок, вызывает значительный интерес изучение способности к фотосенсibilизированному образованию синглетного молекулярного кислорода при двухфотонном возбуждении у промышленно выпускаемых препаратов. Нами проведены исследования двухфотонного поглощения отечественного фотосенсibilизатора Фотолон® и показана возможность фотосенсibilизированного образования синглетного молекулярного кислорода при двухфотонном возбуждении [10]. В литературе также описаны результаты изучения двухфотонного поглощения препаратов протопорфирина-IX [15], Al-фталоцианина [20], Verteporfin® (Visudyne™) [21,22]. Полученные значения сечения двухфотонного поглощения не превышают 100 ГМ и являются недостаточными для широкого применения такого способа фотовозбуждения. Вместе с тем, в ряде случаев, когда важны преимущества, обеспечиваемые двухфотонным способом фотовозбуждения, несомненно могут быть предприняты попытки его использования.

Необходимо отметить также еще одно применение двухфотонного возбуждения – в двухфотонной лазерной сканирующей микроскопии, новом динамично развивающемся научном направлении в исследовании свойств биологических объектов [23,24]. Двухфотонное возбуждение открывает возможности для использования новых спектральных диапазонов, ограничивает фоторазрушение тканей биообъекта фокальной плоскостью, а также обеспечивает формирование изображения с пространственным разрешением (3D-разрешением) и минимизирует фоновый сигнал.

Полученные к настоящему времени результаты в целом позволяют говорить о перспективности применения двухфотонного возбуждения в фотодинамической терапии.

Двухфотонное возбуждение не является альтернативой обычному способу фотовозбуждения и должно, по-видимому, рассматриваться как параллельный подход, который следует применять в тех случаях, когда невозможно обеспечить требуемый фотодинамический эффект из-за ограничений, налагаемых однофотонным возбуждением.

Литература

1. Bonnett R., Chemical Aspects of Photodynamic Therapy, Gordon and Breach Science Publishers, Amsterdam, 2000.
2. S. Wan, J.A. Parrish, R. Rox Anderson, M. Madden, Photochemistry and Photobiology **34**, 679 (1981).
3. E.A. Wachter, W.P. Partridge and W.G. Fisher, H.C. Dees and M.G. Petersen, Proc. SPIE-Int. Soc. Opt. Eng. **3269**, 68 (1998).
4. A. Karotki, M. Kruk, M. Drobizhev, A. Rebane, E. Nickel and C. W. Spangler, IEEE Journal on Selected Topics in Quant. Electr. **7**, 971 (2001).
5. M. Kruk, A. Karotki, M. Drobizhev and A. Rebane Technical Digest of LALS-IX Conference, 92, Vilnius, 2002.
6. A. Karotki, M. Drobizhev, M. Kruk, A. Rebane, E. Nickel, C. W. Spangler, Proc. SPIE-Int. Soc. Opt. Eng. **4612**, 143 (2002).
7. A. Karotki, M. Drobizhev, M. Kruk, C. W. Spangler, E. Nickel, N. Mamardashvili, A. Rebane, J. Opt. Soc. of America: B **20**, 321 (2003).
8. M. Drobizhev, Karotki A., Kruk M., Rebane A., Nickel E., Spangler C. W., N. Mamardashvili, Proc. SPIE-Int. Soc. Opt. Eng. **4797**, 152 (2003).
9. M. Drobizhev, A. Karotki, M. Kruk, A. Rebane, Chem. Phys. Letters **355**, 175 (2002).
10. M. Kruk, A. Karotki, M. Drobizhev, A. Rebane, G. Isakov, P. Petrov, Международная конференция "Лазерная физика и применения лазеров", 263, Минск, 2003.
11. В. Кузьмицкий, Журн. прикл. спектр. **68**, 758 (2001).
12. M. Drobizhev, A. Karotki, M. Kruk, N. Mamardashvili, A. Rebane, Chem. Phys. Letters **361** 504 (2002).
13. M. Kruk, A. Karotki, M. Drobizhev, V. Kuzmitsky, V. Gael, A. Rebane, Journal of Luminescence **105** 45 (2003).
14. L. Kelbaskas, Dietel W., Photochemistry and Photobiology **76**, 686 (2002).
15. R.L. Goyan, Gramb D.T. , Photochemistry and Photobiology **72**, 821 (2000).
16. F. Meng, E. Nickel, M. Drobizhev, M. Kruk, A. Karotki, Y. Dzenis, A. Rebane, C.W. Spangler, Polymeric Materials: Science & Engineering **89** 462 (2003).
17. W.R. Dichtel, J.S. Serin, C. Edder, J.M.L. Freshet, M. Matuszewski, L.-S. Tan, T.Y. Ohulchansky, P.N. Prasad, JACS **126**, 5380 (2004).
18. О.Н. Альбитская, И.Н. Журавкин, М.А. Каплан, Н.Д. Кочубеева, А.Л. Мещерякова, П.Т. Петров и др., Агент для фотодинамической диагностики и терапии онкологических заболеваний, Патент РФ №2152790 от 12.05.1999 г.
19. Петров П.Т., Царенков В.М., Мещерякова А.Л. и др., Средство для фотодинамической терапии злокачественных образований - Фотолон, Патент РБ №5651 от 08.04.1999 г.
20. Yu.P. Meshalkin, E.E. Alfimov, N.E. Vasil'ev, A.N. Denisov, V.K. Makukha, A.P. Ogirenko, Quant. Electron. **29**, 1066 (1999).
21. D.T. Gramb, R.L. Goyan, Proc. SPIE-Int. Soc. Opt. Eng. **4262**, 41 (2001).
22. A. Karotki, Ph.D. Dissertation, Montana State University, Bozeman, 2003.
23. W.Denk, J.H. Strickler, W.W. Webb, Science, **248**, 73 (1990).
24. W.R. Zipfel, R.M. Williams, W.W. Webb, Nature biotechnology, **21**, 1369 (2003).

КИСЛОТНЫЙ ГЕМОЛИЗ ЭРИТРОЦИТОВ, ВЛИЯНИЕ ЛЕКТИНОВ, ОПТИЧЕСКИЙ МЕТОД РЕГИСТРАЦИИ

Д.М. Князев

*Белорусский государственный университет, пр. Ф. Скорины 4, 220050 Минск,
Беларусь, esminets@mail.ru*

Стойкость эритроцитов к гемолизу является важным показателем проницаемости и белок–липидных взаимодействий эритроцитарных мембран.

Для кислотного гемолиза эритроцитов характерно несколько стадий. В начале гемолитик проникает в клетку. Мембрана живой клетки непроницаема для ионов H^+ . Понижение значения рН с внешней стороны мембраны приводит к денатурации некоторых ее протеинов. Эти белки начинают образовывать агрегаты в основном за счет создания межмолекулярных дисульфидных мостиков [1]. Участвовать в гемолиз-индуцированной агрегации могут протеины, содержащие большое количество тиольных групп (белок полосы 3, полипептид полосы 4,5, гликофорин). Роль спектрина в этом процессе до конца не установлена, хотя денатурация спектриновой сети мембраны вызывает увеличение коэффициента латеральной диффузии интегральных белков в 30 раз, что благоприятствует их агрегации. Появление макромолекулярных агрегатов и сшивание интегральных белков клеточной мембраны является серьезным нарушением ее нативной структуры и влечет за собой изменение механических и барьерных свойств.

Проникшие протоны инициируют геманитизацию гемоглобина, т.е. разрыв связей гема с глобином. В результате молекулярная концентрация гемоглобина увеличивается в 5 раз. Повышение осмотической концентрации внутри клетки вызывает осмос воды через мембрану и рост объема клетки. Одновременно наблюдается выход наружу мелких ионов и молекул, например, ионов K^+ . В результате происходит разрыв оболочки и выход всего содержимого клетки во внешнюю среду [2].

Лектины – это белки, обратимо и избирательно связывающие углеводы и углеводные компоненты гликоконъюгатов различной природы [3]. Благодаря этому свойству они широко применяются в медицине и биотехнологии. К настоящему времени механизмы взаимодействия лектинов с клетками до конца не изучены. В данной работе исследовано влияние лектинов на кислотный гемолиз эритроцитов.

Свежую донорскую кровь группы O (I) Rh⁺, стабилизированную раствором «Глюгицир», получали на Республиканской станции переливания крови. Отмытые согласно [4] от плазмы крови эритроциты разбавляли в 20 раз 0,155 М раствором

NaCl для получения начальной суспензии. Затем разбавляли суспензию эритроцитов до значения светопропускания 39–43%, что соответствовало концентрации $(4,0–4,8) \cdot 10^7$ кл/мл. Использовались следующие лектины: con A в концентрации 125–375 мкг/мл, WGA в концентрации 0,20–1,25 мкг/мл, SNA в концентрации 6,0–12,5 мкг/мл. Кинетика гемолиза исследовалась методом светопропускания с помощью компьютеризированного агрегометра Solar AP-2110. В кювету агрегометра вносили 400 мкл суспензии, инкубировали при 37 С° и постоянном перемешивании в течение 3 мин с лектином и без лектина, а затем добавляли HCl в концентрации 1,4 мМ. На рис. 1 показан общий вид изменения светопропускания суспензии эритроцитов после введения гемолизирующего реагента.

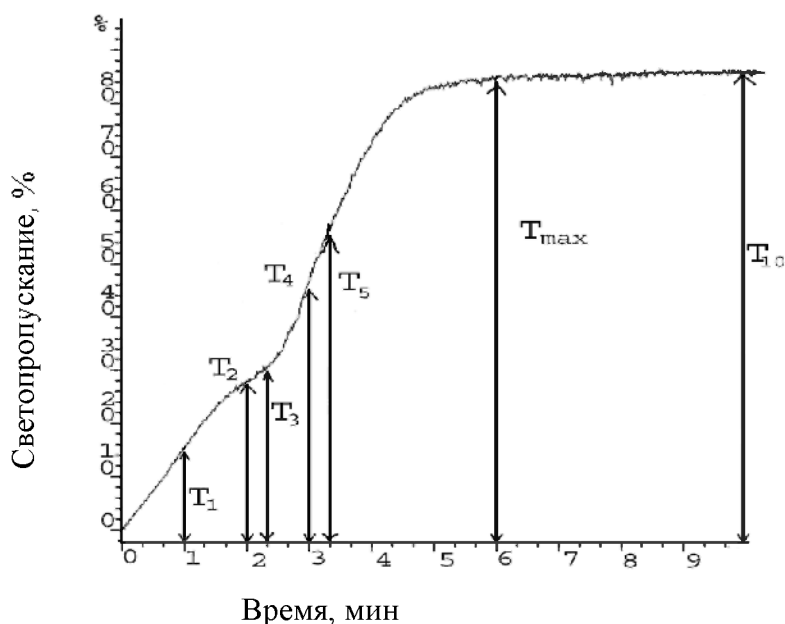


Рис. 1. Изменение светопропускания суспензии эритроцитов под действием HCl (1,4 мМ).

В рабочей программе используемого прибора AP-2110 не предусмотрена возможность мониторинга параметров, характеризующих кривую гемолиза. Поэтому параметры были введены следующим образом. На рис. 1 видно, что через 6 мин. после введения HCl кривая кинетики выходит на плато. Значение светопропускания в этот момент принималось за максимальное (T_{\max}). Затем определяли значения светопропускания через 60, 120, 140, 180 и 200 с после введения кислоты в кювету и проводили нормировку этих данных на T_{\max} , которые обозначали как T_1 , T_2 , T_3 , T_4 и T_5 . Выбор таких временных точек обусловлен наличием трех участков на кривой гемолиза,

характерных для различного состояния исследуемой системы. При обработке результатов вычисляли отношения $T_i/T_{i,0}$ для каждой концентрации лектина, где T_i – один из вышеуказанных параметров, а $T_{i,0}$ – тот же параметр для контрольной кривой.

В приборе используется светофильтр, пропускающий свет в диапазоне 500–700 нм, в котором лежат все полосы поглощения гемоглобина. На начальном этапе требовалось проверить возможность ”вклада гемоглобина” в регистрируемое светопропускание суспензии эритроцитов. С этой целью сравнительное исследование гемолиза эритроцитов, инициированного HCl в различных концентрациях, было проведено с применением собственного светофильтра прибора и светофильтра с максимумом поглощения 620 нм и полушириной 11 нм. Светопропускание измеряли через 10 мин после введения HCl. Полученные зависимости светопропускания суспензии эритроцитов от концентрации гемолитика показаны на рис. 2.

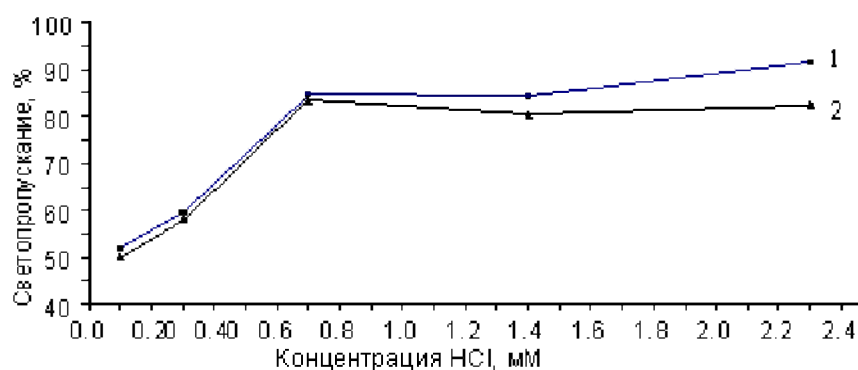


Рис. 2. Зависимость светопропускания суспензии эритроцитов от концентрации кислоты при использовании светофильтра 500–700 нм (1), 620 нм (2).

Видно, что различия в светопропускании составляли 2-9 %. При концентрации HCl 1,4 мМ различие составляло 4%, что совпадает с допустимой ошибкой прибора. Полученные данные свидетельствуют о том, что вклад гемоглобина является незначительным. Следовательно, данный метод регистрации гемолизных кривых применим для тестирования повреждения мембран эритроцитов. В дальнейших экспериментах с использованием собственного светофильтра прибора было исследовано влияние лектинов на кислотный гемолиз эритроцитов. При этом использовали концентрации лектинов значительно меньшие, чем минимальные концентрации, вызывающие агглютинацию.

Анализ результатов показал значительное различие в информативной ценности введенных параметров кривой кислотного гемолиза эритроцитов. Параметры гемолизных кривых эритроцитов, подвергнутых действию различных концентраций con A, показаны на рис. 3.

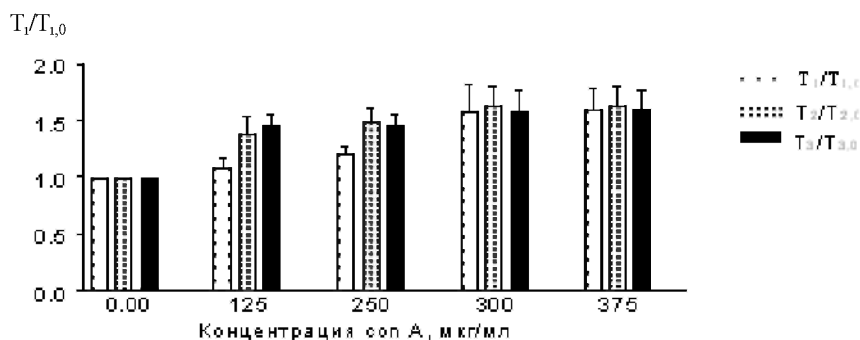


Рис. 3. Параметры гемолитических кривых эритроцитов, подвергнутых действию различных концентраций con A.

При действии con A на эритроциты изменение параметров $T_2/T_{2,0}$ и $T_3/T_{3,0}$ с изменением концентрации лектина оказалось практически идентичным. Повышение их значения наблюдалось уже для малой концентрации con A. При повышении концентрации лектина происходило увеличение значений указанных параметров, хотя и не столь значительное, чем для низких концентраций. Параметр $T_1/T_{1,0}$ практически не изменялся при действии низких концентраций con A. Значительный скачок значений параметров гемолита имел место при концентрациях от 250 до 300 мкг/мл. Видимо, это указывает на основной диапазон, в котором наблюдается действие con A на эритроциты.

Поведение параметров гемолитических кривых эритроцитов, подвергнутых действию различных концентраций SNA, показано на рис. 4. Изменение величины $T_2/T_{2,0}$ и $T_4/T_{4,0}$ во всем диапазоне используемых концентраций лектина SNA указывает на его деструктивное влияние на эритроциты. Эффект лектина проявляется при концентрациях, меньших 6 мкг/мл. Несколько меньшие значения $T_4/T_{4,0}$ по сравнению с $T_2/T_{2,0}$ можно объяснить ростом числа разрушенных эритроцитов по сравнению с контролем. Лектин WGA тоже оказывал деструктивное влияние на эритроциты при действии HCl. В исследуемом диапазоне концентраций зависимость $T_2/T_{2,0}$ от концентрации лектина практически была линейной. Параметр $T_2/T_{2,0}$ оказался информативным для описания кривых гемолита эритроцитов, подвергнутых действию всех использованных лектинов. Момент времени T_2 соответствует началу лизиса основной "массы" эритроцитов [4]. В зависимости от возраста эритроциты проявляют различную резистентность к гемолиту. В связи с этим на кривой кислотного лизиса выделяют 3 диапазона. На первом происходит разрушение самых старых эритроцитов. Второй – это лизис молодых и средних по возрасту эритроцитов. Учитывая литературные данные,

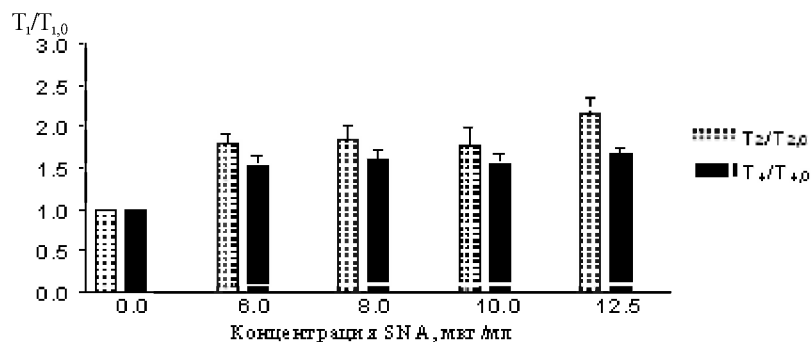


Рис. 4. Параметры гемолизных кривых эритроцитов, подвергнутых действию различных концентраций SNA.

результаты настоящей работы позволяют заключить, что лектины как бы "увеличивают долю старых эритроцитов в суспензии", делая мембрану менее устойчивой к действию гемолитика. Con A в отличие от остальных использованных лектинов оказывал влияние на первую стадию гемолиза суспензии эритроцитов. Он имеет очень малое количество мест связывания на мембране эритроцита по сравнению с WGA [5]. Наблюдаемое воздействие можно объяснить проявлением эффекта агглютинации. Это подтверждается характером зависимости $T_1/T_{1,0}$ от концентрации. Используемые в опытах концентрации WGA находятся в диапазоне увеличения жесткости мембраны эритроцита человека, что, скорее всего, объясняет наблюдаемое действие [6]. SNA может взаимодействовать с Neu5Ac α (2-6)Gal и GalNAc, которые локализованы на гликофоре [7]. Предполагается, что SNA, как и WGA, способен модифицировать липидное окружение возле гликофорина, понижая тем самым резистентность эритроцитов к гемолизу.

Литература

1. И. Т. Иванов, Л. Ц. Бенов, Биофизика **36**, вып. 5, 839 (1991).
2. И. И. Гительзон, И. А. Терский, Вопросы биофизики, биохимии и патологии эритроцитов, Москва, 1967.
3. А. В. Тимошенко, Вестн. Белорус. ун – та. Сер. 2. №2 38(1997).
4. Т. Ф. Морозова, О. В. Липино, М. Н. Шрага, Л. П. Бредихина, Кробиология, № 4, 14(1990).
5. VA. Zinsmeister, GA Ackerman, Tissue Cell **15(5)**, 673 (1983).
6. E. Evans, A. Leung, The Journal of Cell Biology **98**, 1201(1984).
7. B. Krotkiewska, M. Pasek, H. Krotkiewski, Acta Biochimica Polonica **49**, No 2, 481(2002).

НОВЫЙ ЛАЗЕРНЫЙ МЕТОД ТРАНСПОРТИРОВКИ МИКРОЧАСТИЦ

С.Б.Бушук, Н.С.Казак, А.Н.Рубинов, А.А.Рыжевич

*Институт физики им. Б.И.Степанова, пр. Ф.Скорины 68, Минск, 220072, Беларусь
тел.: +375-017-2841616, факс: +375-017-2840879, a.ryzhevich@dragon.bas-net.by*

Предложен и экспериментально реализован новый лазерный метод сбора, фильтрации и высокоточного контролируемого перемещения частиц микронных размеров в жидких средах с использованием бесселевых световых пучков нулевого и первого порядков, перспективный для применения в биотехнологиях и медицине.

Введение

На частицу, помещенную в световое электромагнитное поле, помимо сил рассеяния, действуют также градиентные силы, благодаря чему можно осуществить захват и удержание частицы сфокусированным лазерным пучком. Созданные на основе этого эффекта оптические пинцеты в настоящее время применяются для локализации и контролируемого перемещения микрочастиц в биологических и медицинских исследованиях [1-3], в частности, даже в клеточной хирургии [4]. Помимо обычных гауссовых пучков используются также бесселевы световые пучки (БСП) нулевого порядка, обладающие весьма протяженным максимумом интенсивности и обеспечивающие тем самым возможность транспортировки частиц вдоль пучка на гораздо большее расстояние [5, 6].

В настоящей работе предложен и экспериментально реализован новый метод локализации и транспортировки микрочастиц с использованием БСП нулевого и первого порядков, перспективный для применения в биотехнологиях и медицине.

Реализация метода

Идея метода основана на том, что в центральной области поперечного распределения интенсивности расположение кольцевых максимумов интенсивности БСП нулевого порядка (БСП₀) (рис. 1(а)) совпадает с расположением минимумов интенсивности БСП первого порядка (БСП₁) (рис. 1(б)) с таким же параметром конусности, и наоборот – расположение минимумов БСП₀ совпадает с расположением максимумов БСП₁ (рис. 2). Если наложить электромагнитное поле БСП₀ на слой суспензии с микроскопическими частицами, происходит локализация частиц в

концентрических максимумах интенсивности БСП₀. При переключении порядка БСП с нулевого на первый без изменения расположения оси пучка частицы, локализовавшиеся в кольцевых максимумах интенсивности БСП₀, оказываются в момент переключения в минимуме интенсивности БСП₁ и начинают втягиваться в те соседние кольцевые максимумы, которые расположены ближе к центральной оси БСП. После того, как частицы выстраиваются вдоль максимумов интенсивности БСП₁, порядок БСП переключается обратно с первого на нулевой, и частицы вновь сдвигаются ближе к оси БСП. Переключая порядок БСП необходимое количество раз, можно добиться того, что все частицы, находящиеся в пределах 6-7 кольцевых максимумов БСП, переместятся в область центрального максимума БСП₀. Поскольку значение интенсивности в данном максимуме существенно выше, чем во всех остальных максимумах, можно осуществить и продольное перемещение вдоль этого максимума попавших в него частиц под действием сил рассеяния. В совокупности действие данного метода напоминает явление вихря или воронки: частицы с большой площади втягиваются в узкую центральную область и начинают двигаться в продольном направлении.

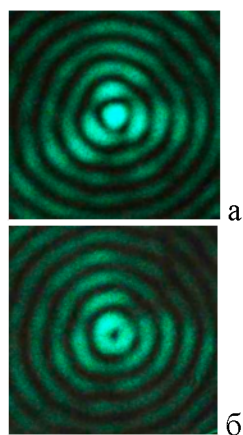


Рис. 1. Бесселев световой пучок:
а – нулевого порядка;
б – первого порядка

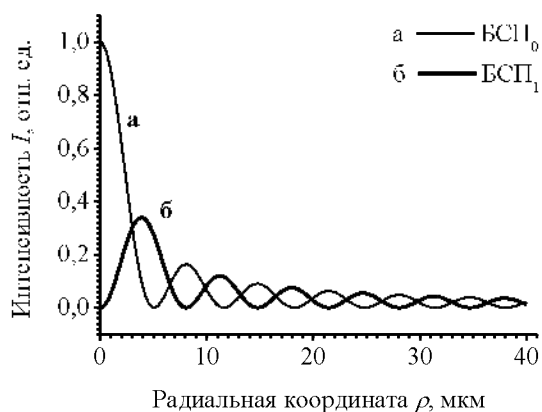


Рис. 2. Радиальное распределение интенсивности в бесселевых световых пучках нулевого и первого порядков

Метод реализован с помощью экспериментальной схемы, показанной на рис. 3. В схеме использован разработанный авторами преобразователь волнового фронта на основе двуосного кристалла для переключаемого преобразования гауссова светового пучка в пучок с винтовой дислокацией волнового фронта первого порядка или без таковой [7]. Из пучка с дислокацией волнового фронта коническая линза б (рис. 3) формирует БСП₁, а из пучка без дислокации – БСП₀. Квазипериод максимумов в эксперименте (6.6 мкм) был

немногим больше размера микроглобул (около 6 мкм). Перемещение частицы показано на рис. 4.

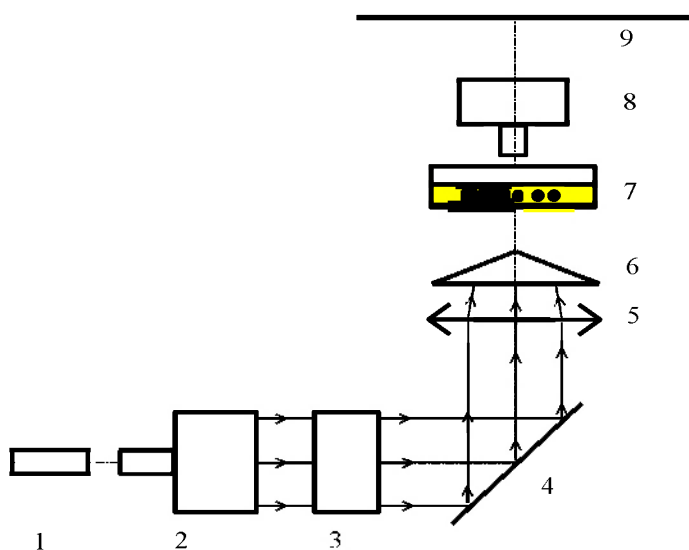


Рис. 3. Схема эксперимента: 1 - аргоновый лазер Spectra-Physics Stabilite 2017 ($\lambda = 514$ нм, мощность 800 мВт); 2 - телескоп, обеспечивающий на выходе гауссов световой пучок с видимым диаметром 6 мм; 3 - преобразователь волнового фронта; 4 - поворотное зеркало; 5 - собирающая линза; 6 - аксикон с углом при основании конусной поверхности 5° для формирования БСП; 7 - кювета с суспензией из микроглобул; 8 - проекционный микроскоп; 9 - экран для наблюдения и регистрации.

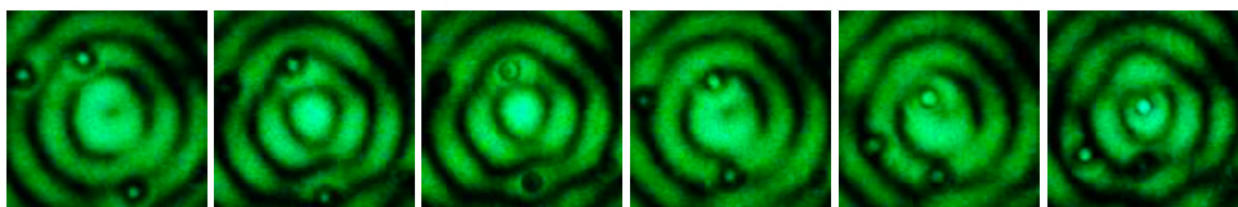


Рис. 4. Перемещение частицы при многократном переключении порядка БСП.

Обсуждение результатов

На рис. 4 показано перемещение частиц только со второго от центра максимума интенсивности БСП₁ к оси БСП. Однако экспериментально было зарегистрировано перемещение к оси БСП частиц по меньшей мере с 7-го от центра минимума интенсивности БСП₀. Таким же образом перемещаются и частицы размерами меньше 1 микрометра, т.е. наноразмерные частицы. После перемещения частиц в центр сечения БСП₀ можно производить дальнейшую их транспортировку вдоль оси пучка под действием сил рассеяния или (и) продольной градиентной силы. Возможно избирательное воздействие на частицу или частицы, локализованные именно в центральном максимуме интенсивности БСП₀, поскольку в нем значение интенсивности в 6 раз больше значения интенсивности следующего по величине второго локального максимума БСП₀.

На рис. 5 продемонстрирован избирательный вертикальный подъем сразу 3 частиц вдоль центрального максимума БСП₀ под действием силы рассеяния и продольной градиентной силы, усилившихся в результате специального повышения мощности БСП₀ от 600 до 800 мВт. Данный эффект подчеркивает практическую полезность предлагаемого

способа, поскольку благодаря ему можно изменять концентрацию, осуществлять прецизионный сбор и (или) удаление одной или нескольких частиц, а также нагнетание их под действием света в микроотверстия или микрокапилляры.



Рис. 5. Подъем частиц в центральном максимуме БСП.

Таким образом, полученные экспериментально результаты подтверждают возможность перемещения частиц микро- и наноразмеров посредством предлагаемого способа и его большую практическую значимость. Напротив центрального максимума БСП₀, в который в итоге попадают частицы, можно зафиксировать капилляр или микроотверстие и осуществить нагнетание в него частиц. Поскольку скорость перемещения частиц зависит от их размеров и других параметров, можно произвести селекцию (фильтрацию) частиц, подбирая частоту переключения порядка. Очевидно, что разработанный метод может быть полезен как в микробиологии, так и в различных микротехнологиях, когда нужно осуществлять изменение концентрации каких-либо микрочастиц, т.е. собирать их в большем количестве либо удалять.

Авторы благодарны МНТЦ за финансовую поддержку (проект В-479).

Литература

1. A. Ashkin and J. M. Dziedzic, Optical trapping and manipulation of viruses and bacteria, *Science* **235**, 1517-1520 (1987).
2. S. M. Block, D. F. Blair, and H. C. Berg, Compliance of bacterial flagella measured with optical tweezers, *Nature (London)* **338**, 514-518 (1989).
3. A. Ashkin, K. Schutze, J. M. Dziedzic, U. Euteneuer, and M. Schliwa, Force generation of organelle transport measured *in vivo* by an infrared laser trap, *Nature (London)* **348**, 346-348 (1990).
4. H. Liang, W. H. Wright, S. Cheng, W. He, and M. W. Bems, Micromanipulation of chromosomes in PTK2 cells using laser microsurgery (optical scalpel) in combination with laser-induced optical force (optical tweezers), *Exp. Cell Res.* **204**, 110-120 (1993).
5. А.Н. Рубинов, А.А. Афанасьев, И.Е. Ермолаев, Ю.А. Курочкин, С.Ю. Михневич. Локализация сферических частиц под действием градиентных сил в поле бесселева пучка нулевого порядка. Приближение Рэлея-Ганса. *ЖПС.* **70**, №4, 503-507 (2003).
6. J. Arlt, V. Garces-Chavez, W. Sibbett, K. Dholakia. Optical micromanipulation using a Bessel light beam. *Optics Communications.* Vol. 197, 239-245 (2001).
7. Н.С. Казак, Е.Г. Катранжи, А.А. Рыжевич. Формирование и преобразование небесселевых многокольцевых световых пучков. *ЖПС.* **69**, №2, 242-247 (2002).

НЕИНВАЗИВНАЯ ДИАГНОСТИКА ИЗМЕНЕНИЙ ОТНОСИТЕЛЬНОГО ОБЪЕМА КРОВИ.

В.И. Кравченко, С.С. Есьман, С.А. Мамилов, Ю.С. Плаксий.

*Институт прикладных проблем физики и биофизики НАН Украины.
Киев, ул. Львовская 44, тел. (044) 452-21-29, E-mail: vilenkr@iptelecom.net.ua*

В современной медицине оптические методы диагностики прочно вошли в повседневную клиническую практику. Наиболее динамично развивается диагностика на основе методик спектроскопии ближнего инфракрасного диапазона (NIRS-методики). При этом в первую очередь стремятся использовать неинвазивные методы. Нами разработан неинвазивный метод определения удельного объема крови. Метод заключается в одновременном измерении параметров света прошедшего сквозь биоткань и рассеянного ею в обратном направлении, с последующим вычислением искомой величины. Знание удельного объема крови может быть использовано для определения состояния периферической сосудистой системы, оценки жизнеспособности ткани при обморожениях и ожогах [1].

Проанализируем распространение света в биологической ткани, основываясь на теории радиационного переноса [2]. В этом случае биоткань можно рассматривать как случайно-неоднородную рассеивающую и поглощающую среду, а распространяющееся в ней излучение — как поток энергии, то есть все эффекты, связанные с волновой природой света (дифракция, интерференция, поляризация), не принимать во внимание. Предполагаем, что распространяющиеся в среде фотоны могут поглощаться и рассеиваться почти равномерно во всех направлениях.

Коэффициенты поглощения W и рассеяния K обратно пропорциональны среднему свободному пробегу поглощенных и рассеянных фотонов и являются параметрами самого объекта. Для сред сложной структуры, состоящих из нескольких компонент, коэффициенты рассеяния и поглощения могут быть представлены в виде линейной комбинации параметров каждой составляющей [3].

Кровеносные капилляры можно считать случайно рассеивающими внутри биологической ткани и ее можно, таким образом, представить как смесь двух компонент: обескровленной ткани и крови. В рамках такой модели оптические коэффициенты будут средними по отношению к ее мелкой структуре.

Коэффициент модуляции рассеянного света пульсовой волной крови может быть записан в виде [3]:

$$A = \frac{-1}{\sqrt{W(W+2K)}} \left(\frac{W(K_T - K_K)}{K} + (W_{ак} - W_T) \right) \delta V_K, \quad (1)$$

где $K = K_T(1 - V_K) + K_K V_K$; $W = W_T(1 - V_K) + W_K V_K$;

K_T — коэффициент рассеяния обескровленной ткани; W_T — коэффициент поглощения обескровленной ткани; K_K — коэффициент рассеяния крови; W_K — коэффициент поглощения крови; $W_{ак}$ — коэффициент поглощения артериальной крови; V_K — удельный объем занимаемый кровью; δV_K — изменение удельного объема крови под действием пульсовой волны.

Коэффициент рассеяния крови в видимом диапазоне не зависит от длины волны и сатурации и является константой [4]. Поглощением других компонент крови, кроме окси и деоксигемоглобина, мы можем пренебречь.

Несмотря на то, что уравнение (1) связывает параметры излучения и характеристики среды, его сложно использовать для анализа биоткани, в первую очередь, из-за того, что в уравнении присутствует изменение удельного объема крови, а эту величину трудно определить неинвазивными методами.

От коэффициента модуляции перейдем к отношению коэффициентов модуляции на двух длинах волн λ_1, λ_2

$$a_s = F(K_T(\lambda_1), K_T(\lambda_2), K_K, W_T, W_K(\lambda_1), W_K(\lambda_2), U, S), \quad (2)$$

где K_o — коэффициент рассеяния оксигенированной крови; W_o — коэффициент поглощения оксигенированной крови; $K_{но}$ — коэффициент рассеяния деоксигенированной крови; $W_{но}$ — коэффициент поглощения деоксигенированной крови; $U = V_T/V_K$ - отношение удельных объемов ткани и крови, S — сатурация артериальной крови кислородом.

Выражение для $a_s(\lambda_1, \lambda_2)$ не содержит δV_K т.к. изменение удельного объема крови не зависит от длины волны.

Следует отметить, что удельный объем крови в ткани является, пожалуй, единственным из параметров входящих в уравнение (2), которые мы можем целенаправленно изменять.

Удельный объем крови легко найти из отношения удельных объемов ткани и крови.

Связь этих величин простая: $V_K = \frac{1}{1+U}$, умножив на 100%, получаем удельный объем

крови в процентах. Таким образом, если объем крови уменьшится, то возрастет отношение удельных объемов ткани и крови и наоборот. Анализ уравнения (2) показывает, что при постоянной сатурации увеличение отношения удельных объемов ткани и крови приводит к уменьшению отношения коэффициентов модуляции.

Для проведения экспериментов была разработана конструкция комбинированного датчика, который одновременно регистрирует и прошедшее через ткань, и рассеянное ею оптическое излучение, модулированное пульсовой волной крови [5].

Измерения удельного объема крови проводились при нахождении испытуемого в сидячем положении после пятнадцатиминутного покоя. Полученные значения относительного объема крови составили $16,6 \pm 0,5\%$ на виске, $12,2 \pm 0,4\%$ на лбу, $11,8 \pm 0,2\%$ в мочке уха и $9,2 \pm 0,4\%$ в брови (при доверительной вероятности 0.95), что соответствует анатомическим данным.

Оценка периферической сосудистой системы может проводиться по реакции на физиологическую нагрузку. В качестве основной нагрузки нами была выбрана активная ортостатическая проба (переход из положения “лежа” в положение “стоя”). Такой эксперимент является наиболее показательным при определении изменения удельного объема крови. В этом случае сатурация артериальной крови кислородом остается неизменной, а значит, изменение отношения коэффициентов модуляции рассеянного света будет вызвано только изменением объема крови.

Во время ортостатической пробы изменение объема крови качественным образом контролировалось по изменению уровня сигнала. Уменьшение объема крови в исследуемом участке приводит к уменьшению поглощения, а значит к росту уровня сигнала, что и регистрировалось нами при принятии испытуемым вертикального положения.

Контроль постоянства сатурации артериальной крови проводился по изменениям отношения коэффициентов модуляции в проходящем свете (a_t). Здесь учитывался тот факт, что сатурация линейным образом связана с a_t и не зависит от параметров ткани и удельного объема крови [6]. На рисунке 1 видно, что отношение коэффициентов модуляции, регистрируемое в прошедшем свете, практически не изменяется при изменении положения пациента (кривая a_t). Поэтому уменьшение отношения коэффициентов модуляции рассеянного света может быть отнесено только за счет уменьшения относительного объема крови (кривая a_s).

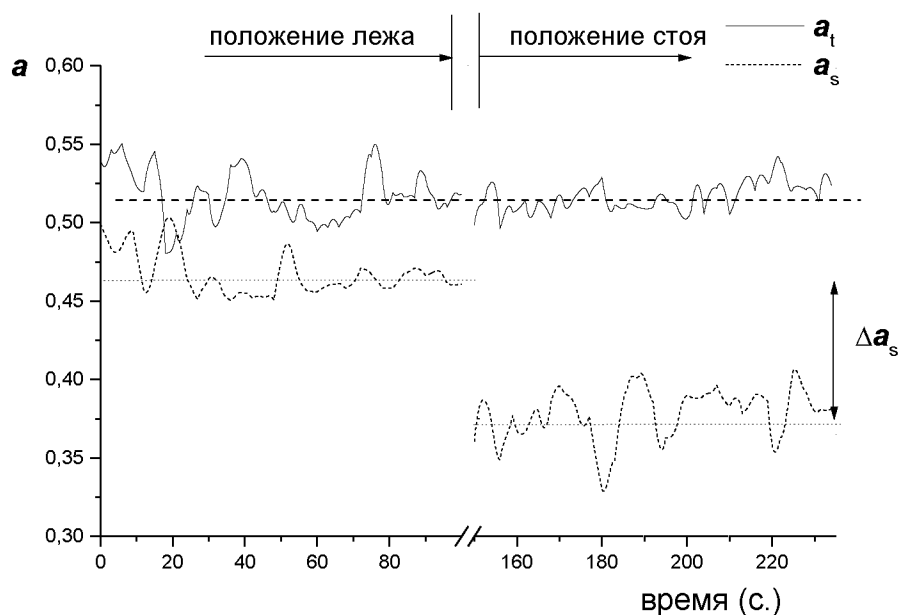


Рис.1. Изменение отношений коэффициентов модуляции прошедшего (a_t) и рассеянного света (a_s) при проведении активной ортостатической пробы.

Во время активной ортостатической пробы для данного испытуемого относительный объем крови в мочке уха менялся от 14% в положении "лежа" до 11,6% в положении "стоя". В височной области изменение происходило от 17,4% до 16,5%, на лбу от 14,4% до 12,2%, в области брови от 10,1% до 9,3%. Изменение удельного объема крови достоверно по критерию Романовского.

К изменению относительного объема крови в мочке уха приводили физические нагрузки. На рисунке 2, в качестве примера, приведены значения относительного объема крови при приседаниях. Он меняется от 11,8% в спокойном состоянии до 10,7% во время приседаний. Возможности аппаратуры и метода позволяют также регистрировать изменения удельного объема крови в зависимости от фазы приседаний.

Заметим, что получающиеся результаты сильно зависят от адаптационных возможностей испытуемого. Так при повторении эксперимента несколько раз, изменение уровня сигнала, а значит и объема крови, резко уменьшается (особенно хорошо это заметно для активной ортостатической пробы). Интересным представляется использование совместно с такими измерениями аппарата ритмографического анализа и вариационной пульсоксиметрии, что позволяет создать комплексный метод диагностики функционирования сердечно-сосудистой системы.

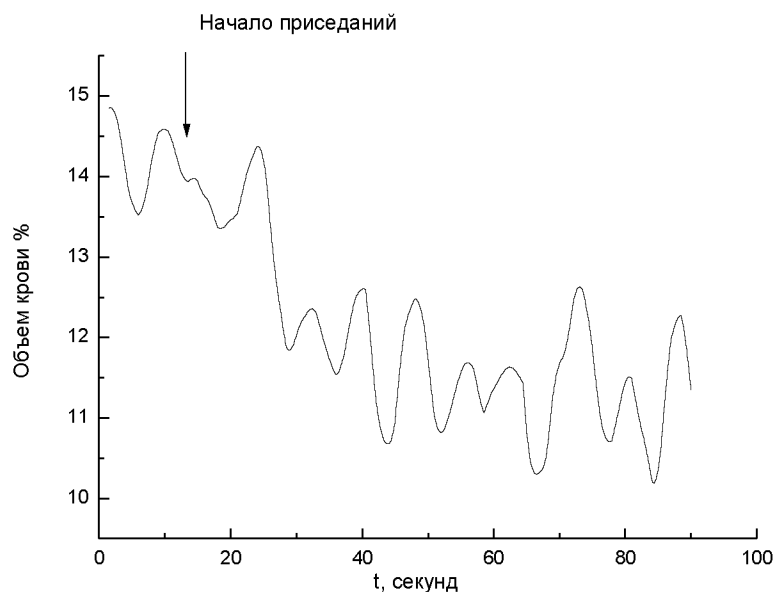


Рис. 2. Изменение относительного объема крови при физической нагрузке (приседаниях). Период изменения объема крови соответствует частоте приседаний.

Проведенные эксперименты с изменением объема крови показали хорошее соответствие с анатомическими данными. Предлагаемая методика может быть использована как для диагностики состояния сосудистой системы, так и для контроля кровоснабжения различных органов, в частности головного мозга, во время хирургических операций.

ЛИТЕРАТУРА

1. Внутренние болезни, - под редакцией Г.И.Бургинского, Киев, Вища школа, 1977, 576 с.
2. Zdrojkowski R.J., Pisharoty N.R. IEEE Tran. Biomed. Engin. BME-17, **2**, 122 (1970).
3. Cui W., Ostrander L.E., Lee B.Y. IEEE Tran. Biomed. Engin. **37**, 632 (1990).
4. Afromowitz M.A., Van Liew G.S., Heimbach D.M. IEEE Tran. Biomed. Engin. BME-34, **2**, 114 (1987).
5. Бакай Е.А., Кравченко В.Й., Мамілов С.О., та ін. УФЖ, **43**, №5, 527 (1998).
6. Волков В.Я., Гладков Ю.М., Завадский В.К., Иванов В.П. Принципы и алгоритмы определения оксигенации крови по измерениям пульсоксиметра // Мед. техника. — №1. - С.16. (1993).

ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА InGaN/GaN МКЯ ГЕТЕРОСТРУКТУР, ВЫРАЩЕННЫХ НА ПОДЛОЖКАХ САПФИРА И КРЕМНИЯ

В. З. Зубелевич¹, Y. Dikme²

¹*Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, пр. Ф. Скорины 68, 220072 Минск, Беларусь, zubiell@dragon.bas-net.by*

²*Institut für Theoretische Elektrotechnik, RWTH Aachen, Kopernikusstr. 16, 52074 Aachen, Germany*

Гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ) на основе InGaN/GaN перспективны для создания светодиодов и инжекционных лазеров, работающих в УФ-видимой области спектра. Несмотря на высокие концентрации ($\sim 10^{10}$ см⁻²) дислокаций, получены высокояркие светодиоды [1], работающие практически во всём видимом диапазоне спектра, а также фиолетовые-синие инжекционные лазеры [2,3].

Для объяснения высокой излучательной способности структур на основе InGaN был предложен механизм, согласно которому возбуждённые носители эффективно захватываются обогащёнными индием областями [4] благодаря их меньшей ширине запрещённой зоны. Такая локализация носителей позволяет им быть отделёнными от областей с высокими концентрациями дефектов и рекомбинировать излучательно.

Получение генерации в зелёной области спектра в системе InGaN является приоритетным направлением исследований, поскольку в настоящее время нет инжекционных лазеров с приемлемыми для коммерческих приложений временами жизни, работающих в этом спектральном диапазоне. Неуклонное ухудшение качества материала квантовых ям [5], увеличивающиеся внутренние пьезополя [6,7], неуправляемая кластеризация индия [8] с увеличением его концентрации не позволяют получить генерацию в зелёной области спектра. Большинство работ в этом направлении посвящено структурам, где в качестве подложки для роста используется сапфир. Кремний, хотя имеет бóльшую несогласованность по параметру решётки с нитридом галлия, чем сапфир, однако обладает рядом преимуществ: дешевизна, лучшая теплопроводность, возможность создания проводимости нужного типа, доступность подложек большой площади. Долгое время этот материал рассматривался как неперспективный для роста GaN, поскольку, остывая от ростовых температур (около 1000°C) до комнатной, GaN/Si релаксировал с образованием микротрещин, что было обусловлено разницей в коэффициентах термического расширения и напряжением растяжения. Проблема образования микротрещин была решена введением дополнительных слоёв до роста GaN. Недавно была получена генерация на эпитаксиаль-

ных слоев GaN [9] и InGaN/GaN гетероструктурах [10] с квантовыми ямами (КЯ), выращенных на этом материале. В отличие от GaN/Al₂O₃, который сжат, GaN/Si находится под напряжением растяжения. Термодинамические условия осаждения тройного раствора InGaN на поверхности сжатого GaN/Al₂O₃ и растянутого GaN/Si могут существенно отличаться, что должно сказаться и на характере кластеризации индия. Из-за меньшей рассогласованности решёток GaN/Si и InGaN следует ожидать меньших величин пьезополей, что должно позитивно сказаться на люминесцентных и лазерных свойствах.

В данной работе приводятся результаты исследований фотолюминесцентных и лазерных свойств InGaN/GaN МКЯ гетероструктур, выращенных на двух разных подложках. Структура #1 выращена на сапфире, имеет 5 InGaN КЯ в качестве активной области. Структура #2 выращена на кремнии, имеет активную область из 10 InGaN КЯ. Структуры были выращены по MOVPE технологии в реакторах фирмы AIXTRON AG (Германия).

На обеих гетероструктурах была получена генерация в области 450-455 нм (Рис. 1), при этом, несмотря на большую эффективность фотолюминесценции (ФЛ) при высоких уровнях возбуждения, структура на сапфире имела в 3 раза более высокий порог генерации и худшую температурную стабильность вблизи комнатной температуры (Рис. 2).

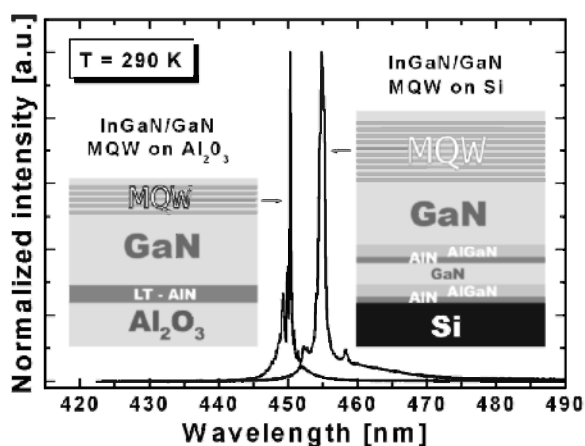


Рис. 1. Спектры генерации структур на сапфире и кремнии при комнатной температуре.

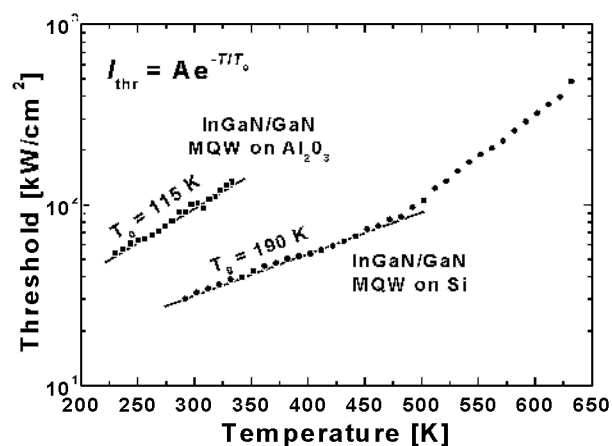


Рис. 2. Температурные зависимости порогов генерации.

Исследование ФЛ свойств в широком интервале уровней накачки при возбуждении выше зоны покровного слоя GaN и непосредственно в область КЯ InGaN показало, что при низких уровнях возбуждения (ниже пороговых) эффективность спонтанной рекомбинации структуры на сапфире значительно ниже, чем у структуры на кремнии. Как видно из Рис. 3, при уровнях накачки меньше 15 кВт/см² и комнатной температуре в спектре ФЛ преобладает широкая полоса жёлтой люминесценции (ЖЛ) из покровного и барьерных слоёв GaN, при более высоких интенсивностях возбуждения проявляется полоса из МКЯ. Поскольку точно определить интенсивность и положение пика ФЛ из МКЯ при низких

уровнях накачки трудно из-за присутствия в спектрах ЖЛ, то дополнительно были проведены измерения при возбуждении непосредственно в КЯ (т.е. с энергией квантов возбуждающего излучения меньше ширины запрещённой зоны GaN).

Зависимости положение максимума и эффективности ФЛ структуры #1 при возбуждении в GaN (заполненные символы) и в InGaN КЯ (пустые символы) представлены на Рис. 4. Видно, что при увеличении накачки с 1 до 1000 кВт/см² эффективность ФЛ возросла на 2 порядка, при этом наблюдался значительный коротковолновый сдвиг положения ФЛ, который практически прекратился уже к 100 кВт/см². Эффективность ФЛ структуры #2 (Рис. 4, пунктир) незначительно увеличивалась до 500 кВт/см², слабое коротковолновое смещение положения пика ФЛ (штрих), не прекращалось во всём интервале накачек.

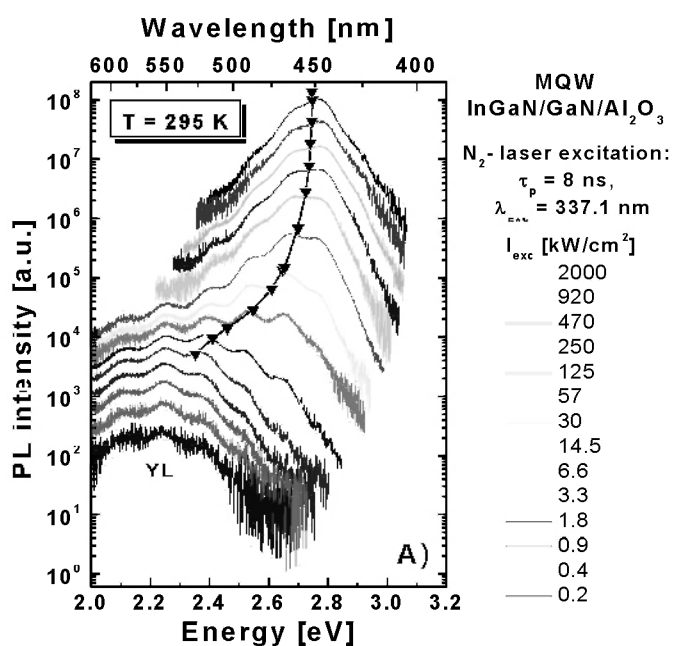


Рис. 3. Спектры ФЛ структур на сапфире при возбуждении азотным лазером и комнатной температуре. Треугольниками обозначены положения пиков ФЛ из МКЯ, которые определялись с помощью вычета из спектров составляющей жёлтой люминесценции (ЖЛ).

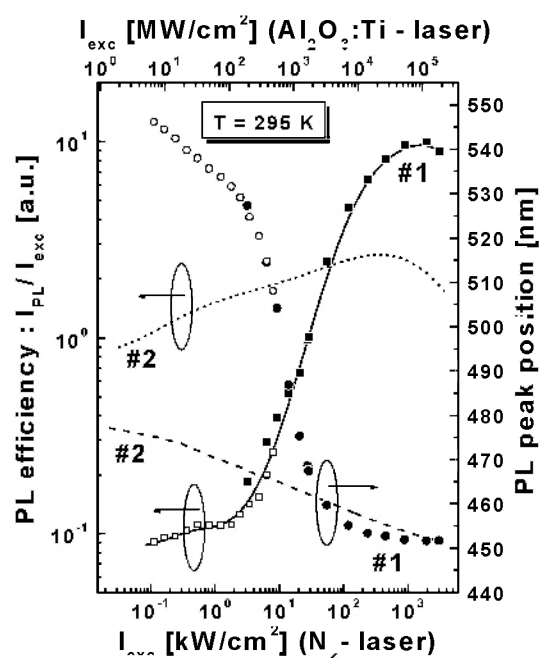


Рис. 4. Зависимости эффективности (квадраты) и положения пика (круги) ФЛ структуры #1 от уровня возбуждения. Для сравнения пунктирной и штриховой линиями даны эффективность и положение пика ФЛ структуры #2.

Коротковолновый сдвиг спектра ФЛ при увеличении уровня возбуждения может происходить в результате 2 процессов. Первый заключается в заполнении глубоких кластеров, второй – в экранировании внутренних пьезополей. Поскольку эффективность светодиодов на основе InGaN с длиной волны излучения $\lambda > 530$ нм резко уменьшается [1], а перестройка спектра структуры #1 происходит почти от 550 нм, то такие глубокие кластеры могут содержать дефекты. Насыщение этих дефектных кластеров и «включение» рекомбинации через более мелкие кластеры могло бы привести к наблюдаемому поведению спектров ФЛ. С другой стороны, увеличение концентрации возбуждённых носителей

должно приводить к экранированию пьезоэлектрических полей [11], в результате чего выравнивается потенциальный профиль квантовой ямы (при этом энергетический зазор между зонами проводимости и валентной возрастает) и увеличивается перекрытие волновых функций электронов и дырок (это увеличивает вероятность излучательных переходов). Поскольку оба подхода могут качественно объяснить наблюдаемые зависимости, то были проведены дополнительные аналогичные измерения при низкой температуре.

Понижение температуры сильно увеличило эффективность ФЛ из глубоких кластеров (полоса 1 на Рис. 5) так, что, несмотря на возбуждение в зону GaN, эта полоса по интенсивности значительно превосходит ЖЛ. Поскольку полоса, которая доминирует в спектре при высоких накачках (полоса 2 на Рис. 5), появляется независимо от полосы излучения из глубоких кластеров, то её поведение определяется, по-видимому, влиянием внутренних пьезополей. Сходное поведение этой полосы и полосы ФЛ из МКЯ при комнатной температуре (ср. Рис. 3 и Рис. 5) даёт основание полагать, что при комнатной температуре ФЛ свойства структуры #1 также определяются влиянием пьезополей. Такой же вывод может быть сделан на основании того, что сдвиг положения ФЛ структуры на сапфире значительно превышает соответствующий сдвиг структуры на кремнии (Рис. 4).⁸⁷

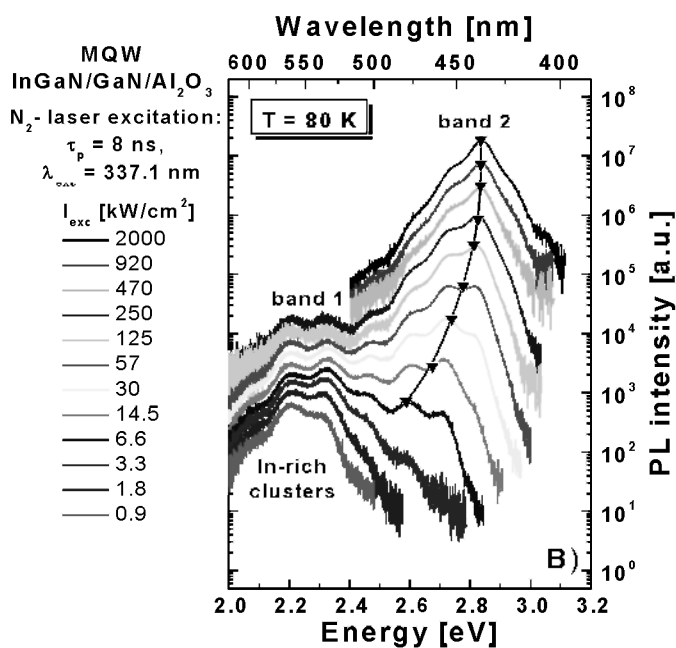


Рис. 5. Спектры ФЛ структур на сапфире при возбуждении азотным лазером и температуре жидкого азота.

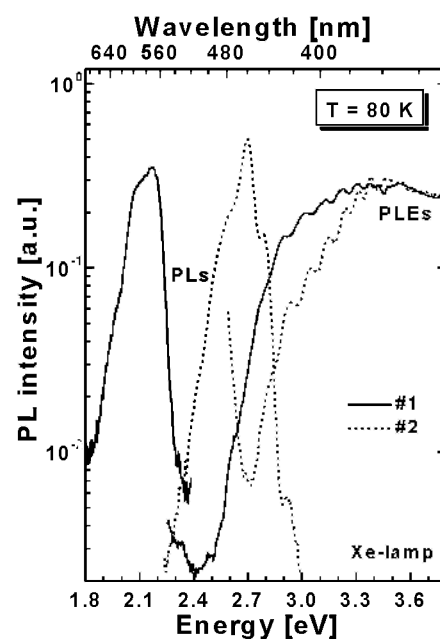


Рис. 6. Спектры ФЛ и ВФЛ при температуре жидкого азота. В спектре ФЛ структуры на сапфире присутствует только излучение из глубоких обогащённых индием кластеров.

Небольшой коротковолновый сдвиг спектра ФЛ структуры #2, который наблюдается практически во всём исследуемом интервале уровней возбуждения (Рис. 4), можно объяс-

нять заполнением флуктуаций состава, поскольку большие пьезополя, очевидно, отсутствуют в данной структуре, а малые были бы экранированы при более низких уровнях возбуждения (по сравнению со структурой #1).

Исследование спектров возбуждения ФЛ (ВФЛ) показало, что, несмотря на приблизительное равенство длин волн генерации структур #1 и #2 (Рис. 1), край поглощения InGaN структуры #1 смещён в длинноволновом направлении относительно структуры #2 (Рис. 6). Это означает, что для достижения генерации на приблизительно одной и той же длине волны в структуре на сапфире потребовалась большая средняя концентрация индия.

В заключение, установлено, что фотолюминесцентные свойства InGaN/GaN МКЯ гетероструктуры, выращенной на сапфире, определяются влиянием внутренних пьезоэлектрических полей. Пьезополя в структуре на кремнии, по-видимому, отсутствуют или малы, так что не оказывают существенного влияния на фотолюминесцентные свойства. Рост InGaN структуры на сапфире сопровождался образованием глубоких дефектных кластеров, в то время как кластеры в структуре на кремнии мельче и менее дефектные. Для получения длинноволновой генерации в структуре на сапфире потребовалась бóльшая, чем в структуре на кремнии, средняя концентрация индия в тройном растворе InGaN.

Следует отметить, что относительно малая концентрация индия, требуемая для достижения длинноволновой генерации, образование малодефектных кластеров и отсутствие больших пьезополей делают InGaN/GaN гетероструктуры, выращенные на кремнии, весьма перспективными для получения лазеров, работающих в зелёной области спектра.

Авторы благодарны проф. Г. П. Яблонскому и канд. физ.-мат. н. Е. В. Луценко за обсуждение результатов и конструктивные замечания. Работа выполнена при частичной поддержке проектов МНТЦ В-1043, БРФФИ Ф03-234 и Ф04М-133.

Литература

1. T. Mukai, M. Yamada, and S. Nakamura. Jpn. J. Appl. Phys. **38**, 3976 (1999)
2. Sh. Nakamura, M. Senoh, Sh. Nagahama et.al. Jpn. J. Appl. Phys. Part 2 **36**, L1568 (1997)
3. Sh. Nakamura, M. Senoh, Sh. Nagahama et.al. Appl. Phys. Lett. **76**, 22 (2000)
4. S. Chichibu, T. Azuhata, T. Sota et.al. Appl. Phys. Lett. **69**, 4188 (1996)
5. G. P. Yablonskii, E. V. Lutsenko, V. N. Pavlovskii et.al. Phys. Stat. Sol. (a) **188**, 79 (2001)
6. Ch. Wetzel, Sh. Nitta, T. Takeuchi et.al. MRS Internet J. Nitride Semicond. Res. **3**, 31 (1998)
7. S. F. Chichibu, T. Sota, K. Wada et.al. Phys. Stat. Sol. (a) **183**, 91 (2001)
8. S. Nagahama, T. Yanamoto, M. Sano, and T. Mukai. Phys. Stat. Sol. (a) **190**, 235 (2002)
9. G. P. Yablonskii, E. V. Lutsenko, V. N. Pavlovskii et.al. Phys. Stat. Sol. (a) **192**, 54 (2002)
10. E. V. Lutsenko, V. N. Pavlovskii, V. Z. Zubialevich et.al. Phys. Stat. Sol. (c) **0**, 272 (2002)
11. V. Fiorentini, F. Bernardini, F. Della Sala et.al. Phys. Rew. B **60**, 8849 (1998)

ФОРМИРОВАНИЕ НАНОРАЗМЕРНЫХ ЧАСТИЦ СЕРЕБРА ПРИ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ В ЖИДКОСТЯХ

А.В. Буцень, Е.А. Невар

*Институт молекулярной и атомной физики НАН,
Беларуси, пр. Скорины, 70, 220072 Минск, Беларусь butsen@imaph.bas-net.by*

Наноразмерные материалы, обладающие уникальными электронными, магнитными, оптическими и химическими свойствами, являются многообещающими для многих практических приложений, в частности, для катализа, получения новых композиционных материалов, и т. д. Так как свойства наночастиц зависят от их размера и формы, то крайне желательна разработка методов формирования квазимоноразмерных ансамблей таких частиц с заданными размером и формой. Целью данной работы является экспериментальная реализация лазерно-абляционного метода синтеза нанометрических частиц металлов в оптически прозрачных химически пассивных/активных жидких средах. Исследования направлены на получение металлических наночастиц контролируемых размеров, а также выяснение возможностей лазерно-индуцированной модификации формируемых наночастиц.

Формирование наноразмерных частиц в продуктах лазерной абляции твердотельных мишеней происходит либо в результате конденсации пересыщенных паров при разлете плазмы, либо в процессе выноса с поверхности мишени. При этом размеры и форма частиц зависят от параметров воздействующего лазерного излучения, внешней среды и мишени.

В качестве источников излучения в экспериментах использовались два Nd-YAG лазера (1064 нм, 10 нс, 1-4 Дж/см²), работающие на частоте первой (1064 нм) и второй (532 нм) гармоник. Лазерное излучение фокусировалось на поверхность металлической мишени (Ag), помещаемой в кювету с жидкостью (дистиллированная вода, ацетон). Плотность мощности на поверхности мишени составляла 10⁸-10⁹ Вт/см²

Экспериментально исследовались одно- и двухимпульсные режимы лазерной абляции металлических мишеней в жидкости при вариации длины волны лазерного излучения, скважности и мощности воздействующих импульсов.

Полученные коллоидные растворы исследовались методами абсорбционной спектроскопии и просвечивающей электронной микроскопии. Спектры поглощения обнаруживают характерные полосы поглощения с максимумами, расположенными около 400 нм (т.н. поверхностные плазмонные резонансы) (рис.1). Форма и интенсивность плазмонных

полос спектров поглощения в наших экспериментах зависели от режима абляции (одно- или двухимпульсный), времени облучения мишени и от энергии лазерных импульсов. Кроме увеличения поглощения, для коллоидов, приготовленных при двухимпульсных режимах абляции, полосы становятся более симметричными без красного уширения. Наличие в спектрах уширения в красную область указывает на более широкое распределение формы и размеров частиц, и возможное присутствие их агрегатов. [2].

Типичный размер частиц серебра в наших экспериментах лежал в диапазоне 10-30 нм (рис. 2.)

Дооблучение растворов коллоидов, полученных при одноимпульсной лазерной абляции, несфокусированным излучением второй гармоники Nd

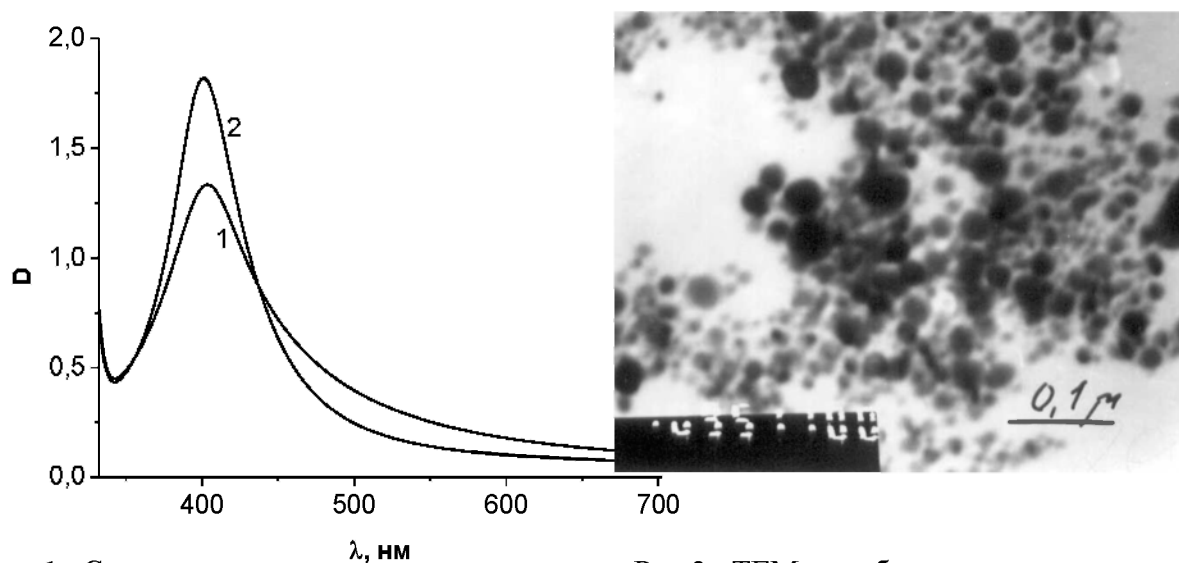


Рис.1. Спектры поглощения частиц серебра, приготовленные методом одноимпульсной (1064 нм) абляции [1] в ацетоне в течение 4 мин; [2] – тот же раствор, но после дооблучения несфокусированным лазерным излучением ($\lambda=532$ нм) в течение 4 мин

Рис.2. ТЕМ- изображение частиц серебра, приготовленных методом одноимпульсной лазерной абляции ($\lambda=1064$ нм) серебра в ацетоне в течение 8 минут при частоте 10 Гц

-YAG лазера приводило к тому, что спектр поглощения становился симметричным, поглощение в максимуме увеличивалось и сдвигалось в фиолетовую область. Этот факт может быть объяснен увеличением концентрации малых частиц за счет дробления более крупных под воздействием лазерного излучения. Также при дооблучении форма частиц становилась более округлой, что подтверждают результаты электронной микроскопии. Но

наряду с процессами фрагментации наблюдалась агрегация фрагментированных частиц, размер агрегатов которых достигал 200 нм, но доля таких частиц мала.

Таким образом, выполненные исследования показали, что лазерная абляция металлических мишеней в жидкостях обеспечивает быстрый и простой метод приготовления наноразмерных частиц металлов с возможностью ограничения их размеров при дополнительном облучении. Преимущества метода включают простоту его реализации и применимость для большинства металлов и их сплавов и отсутствие химических реактивов в заключительной стадии. Метод лазерной абляции позволяет формировать нанометрические частицы контролируемых размеров, а также обеспечивает их эффективный сбор и хранение.

Литература

1. V.S. Burakov, N.V. Tarasenko, N.A.Savastenko, *Spectrochimica Acta B*, **56**, 961 (2001)
2. A. Takami, H. Kurita, S. Koda, *J. Phys. Chem. B*, **103**, 1226 (1999).

СТРУКТУРА ПОЛОСЫ ПОГЛОЩЕНИЯ 730 см^{-1} В СПЕКТРАХ НПВО ПЛЕНОК ПЭТФ

Ивашкевич И.В.

Могилевский государственный университет им. А.А. Кулешова, ул. Космонавтов 1,
212022 Могилев, Беларусь, iivashkevich@yandex.ru

В спектральной области 700–760 см^{-1} полиэтилентерефталат (ПЭТФ) имеет сильную полосу поглощения, обусловленную колебаниями $\nu_{11}(\text{B}_{1u})$ бензольного кольца молекулы [1]. В справочной литературе частота максимума этой полосы строго не определена и варьируется от 727 см^{-1} до 733 см^{-1} [1]. Исследование спектров пропускания пленок ПЭТФ [2] показало, что в области 700–760 см^{-1} ПЭТФ имеет одну полосу поглощения с максимумом при 727 см^{-1} , а изменение ее формы и смещение максимума в коротковолновую область в p -спектрах вызвано влиянием оптической анизотропии и дисперсии. Однако есть основания полагать, что в данной области может быть не одна полоса поглощения. В работе [3] путем моделирования спектров поглощения Гауссовыми и Лорентцевыми контурами было показано, что ПЭТФ имеет две полосы поглощения с максимумами в 725 см^{-1} и 733 см^{-1} .

В данной работе было проведено исследование спектров нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО) пленки ПЭТФ, вытянутой в двух взаимно перпендикулярных направлениях до толщины 5 мкм, в s - и p -поляризованном свете. Выбор спектров

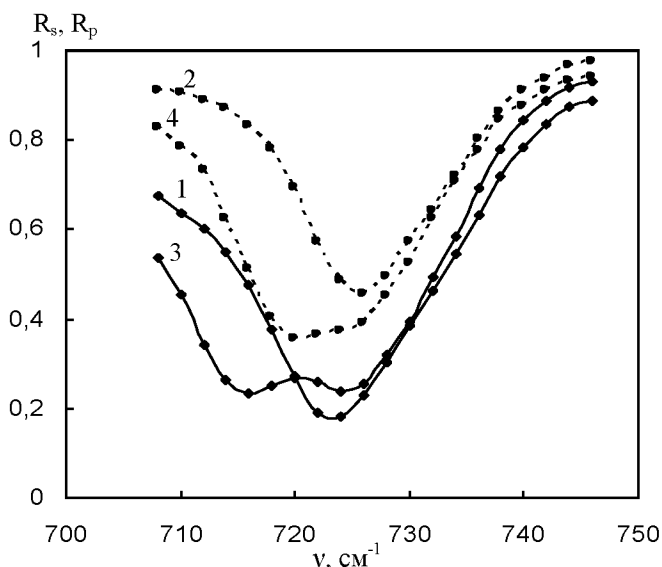


Рис. 1. Экспериментальные спектры НПВО (кривые 1, 2 - s -спектры; кривые 3, 4 - p -спектры) при различных углах падения.

НПВО объясняется тем, что спектрофотометрирование по методу НПВО является более эффективным при исследовании анизотропных сильнопоглощающих объектов [4]. Спектры НПВО были получены на спектрофотометре UR-20 с использованием германиевого поляризатора и элемента НПВО из KRS-5 ($n_0 = 2,38$).

На рис. 1 представлены экспериментальные спектры НПВО тонких пленок ПЭТФ. Из рисунка видно, что спектры в s -поляризованном свете (кривые 1, 2), хотя и ассиметричны, имеют один

максимум, который смещается в коротковолновую область с увеличением угла падения излучения. В то время как p -спектры (кривые 3, 4) обладают ярко выраженным двойным максимумом.

Для выяснения факторов, влияющих на форму полосы поглощения, было сделано несколько предположений. Во-первых, в спектроскопии НПВО появляется необходимость учета переходного контактного слоя, оптические характеристики которого отличаются от характеристик обеих контактирующих сред. Поэтому наличие второго максимума в полосе поглощения могло быть вызвано влиянием данного слоя [5]. Во-вторых, т.к. исследуемая пленка достаточно тонкая (толщина меньше длины волны падающего излучения), то влияние на спектры НПВО при слабом поглощении могла оказывать и подложка. В-третьих, коэффициенты отражения R_s есть функции двух переменных n_z и α_z , а коэффициенты R_p зависят от четырех переменных n_z , α_z , n_x , α_x . Поэтому сложную структуру полосы поглощения можно объяснить смещением максимума $\alpha_z(\nu)$ относительно максимума $\alpha_x(\nu)$. И, наконец, данная полоса поглощения может быть двойной. Для проверки всех этих предположений выбирались соответствующие модели исследуемой пленки и находились решения прямых и обратных задач спектроскопии НПВО.

В прямой задаче (расчет R_s , R_p) для каждой модели были выбраны Гауссовы контуры показателей поглощения пленки, слой - пленка, слой - пленка - подложка соответственно. По дисперсионным соотношениям Крамерса-Кронига [6] рассчитывались спектры показателей преломления. На основании методики, описанной в работе [7], был разработан алгоритм

вычисления главных показателей преломления $n_x(\nu)$ и $n_z(\nu)$ по известным спектрам $\alpha_x(\nu)$ и $\alpha_z(\nu)$ одноосных пленок ПЭТФ, основанный на использовании привязочной точки $c(\nu_0)$:

$$n_{x,z}(\nu_0) = c_{x,z}(\nu_0) + \frac{2}{\pi} \int_{\nu_H}^{\nu_K} \frac{\alpha_{x,z}(\nu) \nu d\nu}{\nu^2 - \nu_0^2}.$$

Затем по формулам Френеля для соответствующих моделей были найдены коэффициенты отражения R_s , R_p . Данные расчетов приведены на рис.2. Для проверки первого предположения

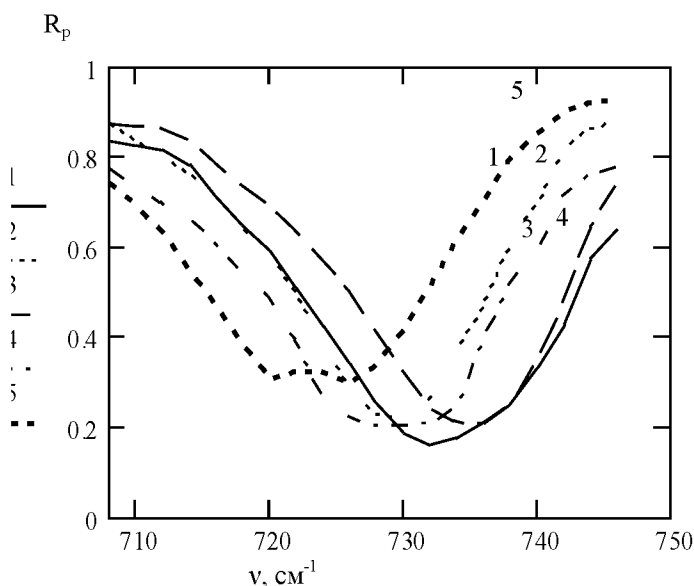


Рис.2 Рассчитанные p -спектры НПВО для различных моделей пленки ПЭТФ

– влияния контактного слоя – было рассмотрено несколько моделей этого слоя с различными характеристиками, отличными от характеристик самой пленки. На рис. 2 кривые 1 и 2 построены для модели слой - пленка с толщиной слоя 0,5 мкм и 1 мкм. Из рисунка видно, что наличие переходного слоя приводит к уширению полосы поглощения. Влияние подложки было учтено в модели слой - пленка - подложка. Если взять изотропную подложку с оптическими параметрами отличными от параметров пленки, то полоса поглощения в p -спектре смещается в коротковолновую область (кривая 3). Смещение максимума $\alpha_x(\nu)$ относительно максимума $\alpha_z(\nu)$ при 728 см^{-1} вызывает соответствующее смещение максимума в спектре R_p , а также его уширение (кривая 4). Совпадение структуры расчетных спектров со структурой экспериментальных наблюдается только в случае, когда контур показателя поглощения $\alpha_x(\nu)$ имеет два максимума (кривая 5). Причем полное совпадение экспериментальных и расчетных кривых наблюдается для модели слой - пленка - подложка, а максимумы в спектре $\alpha_x(\nu)$ приходятся на частоты 724 см^{-1} и 732 см^{-1} .

Литература

1. И. Дехант и др. Инфракрасная спектроскопия полимеров, Москва, 1976.
2. Н.И. Стаськов, Л.Е. Старовойтов. ЖПС **66**, 409 (1999).
3. M. Yazdaniyan, M. Ward. Polimer **26**, 1779 (1985).
4. Н. Харрик. Спектроскопия внутреннего отражения, Москва, 1970.
5. В.М. Золотарев. Оптика и спектроскопия **37**, 522 (1974).
6. Л.И. Альперович. Метод дисперсионных соотношений и его применение для определения оптических характеристик, Душанбе, 1973.
7. Л.И. Альперович, В.А. Дмитриева. ЖПС **24**, 10221 (1976).

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛЕНОК ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ

Д.Н. Унучек, С.К. Лазарук

*Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники,
П. Бровки 6, Минск 220027, Беларусь*

Большой объем исследований, направленный на пористый кремний в последнее десятилетие, затронул главным образом свойства красной фотолюминесценции, в то время как более коротковолновая область исследовалась не так интенсивно. Однако некоторые свойства зеленого излучения из пористого кремния существенно отличаются от аналогичных свойств красного излучения. В данной работе нами определялись условия формирования пористого кремния, излучающего в заданной части видимого диапазона от красного до зеленого. Также были исследованы фотолюминесцентные и времяразрешенные характеристики излучения, сформированных образцов с целью выявления механизмов люминесценции в пленках наноструктурированного пористого кремния.

Пористый кремний формировали на пластинах кремния р-типа проводимости, легированных бором, сопротивлением $12 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ методом электрохимического анодирования при плотности тока 20 мА/см^2 в течение 10-20 минут. Анодирование проводили в электролите, состоящем на 50% из этанола, концентрация фтороводородистой кислоты варьировалась в пределах 5-10%. Полученные таким образом образцы демонстрировали красную фотолюминесценцию без какой-либо последующей обработки.

Как указывается в работах, посвященных пористому кремнию, сильное голубое смещение в фотолюминесценции образцов является следствием квантоворазмерного эффекта и главным образом наличием квантовых проволок [1,2]. Этот эффект лежит в основе расширения ширины запрещенной зоны в полупроводниковых материалах.

В наших исследованиях голубое смещение фотолюминесценции достигалось послеанодной обработкой образцов, в ходе которой фотолюминесценция из красной переходит последовательно в оранжевую, а затем в зеленую. В качестве послеанодной обработки мы применяли два метода: первый заключался в облучении образца белым светом лампы накаливания мощностью 20 Вт на расстоянии 5 см в течение 1 – 10 минут, во втором случае образец выдерживался в растворе электролита в условиях темноты на протяжении 10 – 35 минут.

В таблице 1 приведены характерные времена для получения оранжевой и зеленой фотолюминесценции.

Область видимого спектра, где находится пик люминесценции.	Время при облучении лампой T, мин	Время выдержки в электролите T, мин
оранжевая	2 - 4	10 -20
зеленая	5 - 10	30 - 35

Таблица 1. Характерные времена технологических операций необходимые для получения оранжевой и зеленой люминесценции.

Для возбуждения системы носителей зарядов пленки пористого кремния использовались: 1) гелий кадмиевый лазер ГККЛ30УМ(И), обеспечивающий непрерывное излучение на длине волны 325нм, 2) азотный лазер ЛГИ505, длина волны 337,1 нм, частота следования импульса 1 кГц. Излучение регистрировалось полихроматором Carl Zeiss (монохроматор МДР6У). Далее сигнал поступал на CCD линейку Sony и персональный компьютер, где производился пересчет на спектральную чувствительность линейки.

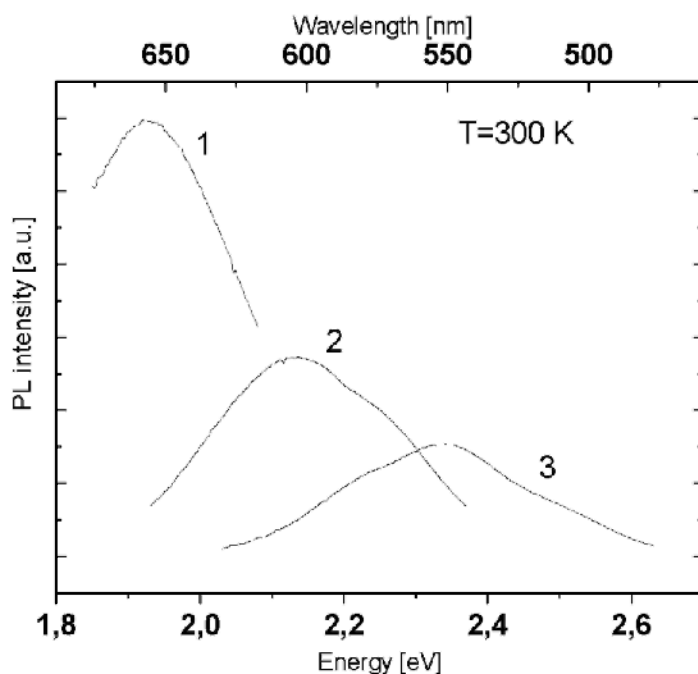


Рис. 1. Фотолюминесценция образцов пористого кремния 1 - не подвергавшихся послеанодной обработке; 2 - выдержанных в растворе электролита 20 минут; 3 - выдержанных в растворе электролита 30 минут.

Фотолюминесцентные характеристики различных образцов: 1) не подвергавшихся послеанодной обработке; 2) выдержанных в растворе электролита 20 минут; 3) выдержанных в растворе электролита 30 минут приведены на рисунке 1.

Максимум интенсивности первого образца приходится на длину волны излучения 680 нм, второго образца - 640 нм и третьего – 580 нм, что соответствует красной, оранжевой и зеленой области соответственно.

Следует отметить, это подтверждается и в публикациях, посвященных пористому кремнию [3], что зеленая люминесценция в отличие от более длинноволновой весьма нестабильна во времени. Так при сушке образца на открытом воздухе зеленая фотолюминесценция за 1 – 2 минуты затухает либо переходит в оранжевую, а затем и в красную. Однако наблюдался и обратный эффект, когда красный образец при сушке на открытом воздухе принимал желтый цвет, а желтый образец становился зеленым. В этом случае стабильность во времени зеленой люминесценции значительно увеличивалась.

Нами измерены спектры возбуждения образцов пористого кремния с максимумом фотолюминесценции в красной (720 нм) и зеленой (545 нм) областях видимого диапазона. Результаты измерений приведены на рисунке 2. Зависимость интенсивности фотолюминесценции от длины волны накачки в измеренном диапазоне близка к экспоненциальной для обоих образцов.

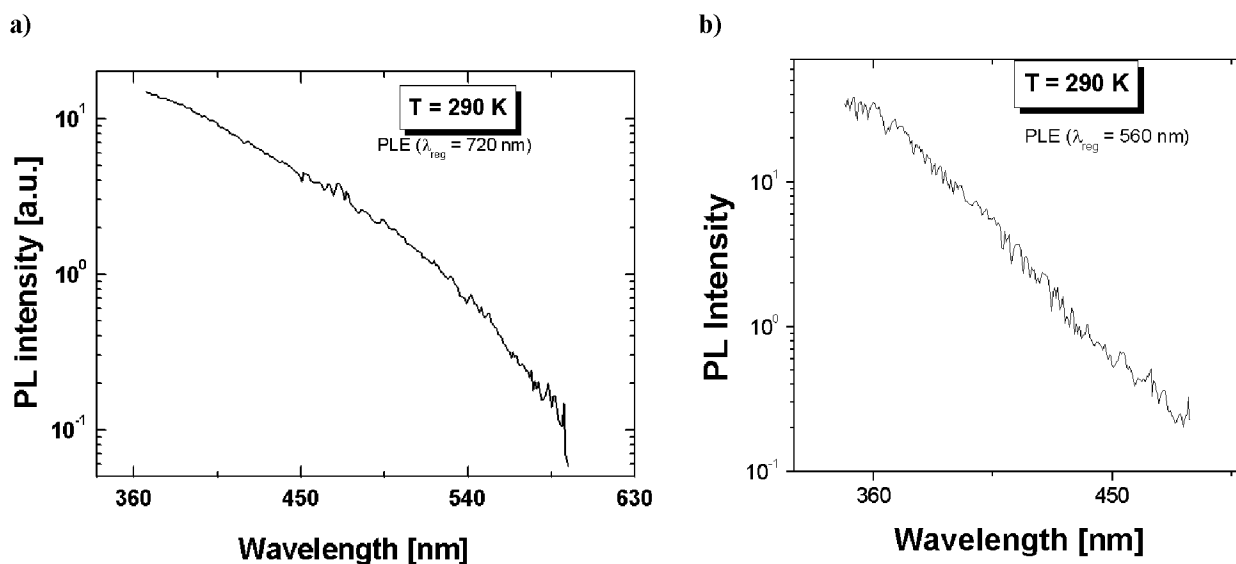


Рис. 2. Спектры возбуждения образцов пористого кремния с максимумом фотолюминесценции а – 720 нм и б – 545 нм.

В литературе приводятся два механизма для интерпретации поведения излучательных переходов зарядов в пористом кремнии. Первый механизм основан на

эффекте квантового ограничения и переходах «зона-зона» [1]. Второй механизм предполагает наличие рекомбинационных центров на поверхности и связанные с ними оптические переходы [4]. Однако основной недостаток в знаниях относится к строению, средней размерности и размерной зависимости кремниевых частиц в свежеприготовленном пористом кремнии, ответственном за видимое излучение от красного до зеленого. Известно [5], что по времяразрешенным люминесцентным характеристикам полупроводниковых материалов можно оценить механизм люминесценции и тип оптических переходов в процессе светоизлучения. Имеющиеся в научно-технической литературе данные по пористому кремнию не всегда совпадают в различных источниках, что говорит о сложности данной проблемы.

В нашей работе мы измеряли времяразрешенные люминесцентные характеристики пористого кремния для красно-оранжевой области видимого диапазона.

Для измерений специально изготавливались образцы с максимумом люминесценции в заданной области видимого диапазона. Красно-оранжевая область соответствует 620-770 нм. Фотолюминесценция в исследуемых образцах возбуждалась при помощи импульсного (12 нс) азотного лазера на длине волны 337 нм. Возбуждаемая люминесценция после прохождения соответствующих светофильтров и фотоумножителя регистрировалась при помощи цифрового осциллографа.

На рисунке 3 показана кинетика затухания интенсивности фотолюминесценции красной области видимого диапазона. Из рисунка видно, что затухание интенсивности красной полосы фотолюминесценции имеет два характерных участка: быстрый с характерным временем затухания $\tau = 8 \text{ мкс}$ и медленный – с $\tau = 26 \text{ мкс}$. Наличие двух участков на кривой спада фотолюминесценции свидетельствует о сложности процессов, имеющих место в исследуемых пленках при светоизлучении. То есть, как минимум два механизма люминесценции определяют время спада интенсивности светоизлучения в красной области видимого диапазона. По всей видимости, одним из этих механизмов является излучательная рекомбинация зона-зона на кремниевых нитях с размером меньшим величины квантового ограничения (менее 4 нм). Второй механизм светоизлучения может определяться поверхностными состояниями исследуемого материала, так при пористости порядка 70-80 % значительная часть атомов исследуемого материала расположена на поверхности.

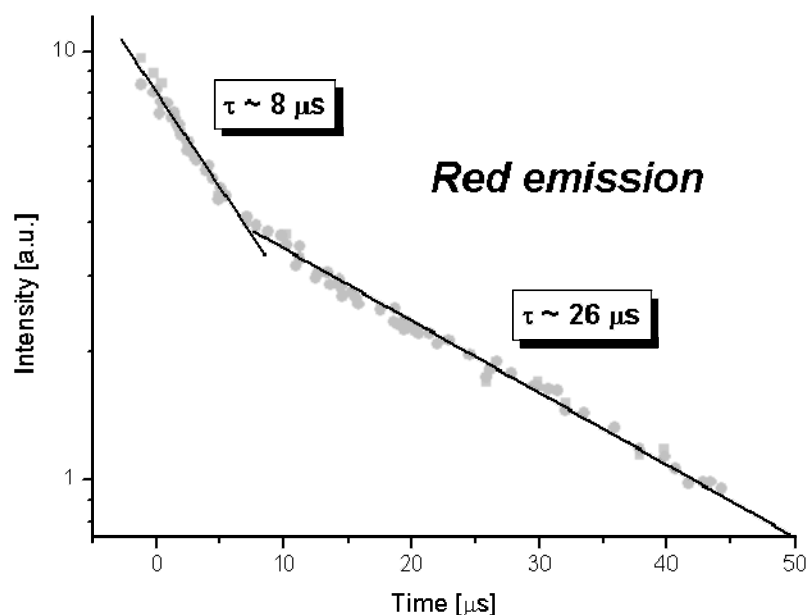


Рисунок 3. Кинетика спада фотолюминесценции красной области видимого диапазона.

Таким образом, в работе определены режимы электрохимического анодирования пористого кремния и послеанодной обработки, позволяющих получать фотолюминесценцию с пиком интенсивности в зеленой, оранжевой и красной областях видимого диапазона. Измерены спектры фотолюминесценции и возбуждения полученных образцов. Измерены времяразрешенные характеристики фотолюминесценции для красной области видимого диапазона. Времена спада фотолюминесценции 8 – 26 мкс. Обсуждены возможные механизмы люминесценции в пленках наноструктурированного пористого кремния.

Литература

1. L.T. Canham, Appl. Phys. Lett. 57, 1046, 1990.
2. V. Lehmann and U. Gosele, Appl. Phys. Lett. 58, 856, 1991.
3. Q. Zhang and S.C. Bayliss, J. Appl. Phys., 79, 1355, 1996.
4. J.M. Lavine, S.P. Sawan, Y.T. Shieh, and A.J. Bellezza, Appl. Phys. Lett. 62, 1099, 1993.
5. L. T. Canham, "Visible photoluminescence from porous silicon" in Properties of porous silicon ed. L. Canham, INSPEC, London, 1997.

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛАНАРНЫХ МЕТАЛЛОСодЕРЖАЩИХ НАНОСТРУКТУР НА ОСНОВЕ НИКЕЛЯ

Сосковец Я.Б., Хайруллина А.Я.

*Институт физики им. Б.И.Степанова НАН.Беларуси, пр. Ф. Скарины 68, 220072
Минск, Беларусь, SoskovetsYana@tut.by*

Целью этой работы являлось исследование оптических характеристик планарных металлосодержащих наноструктур на основе никеля в зависимости от плотности упаковки и времени окисления в свободной атмосфере.

Исследуемые образцы представляют собой планарные структуры на основе никеля на кварцевых подложках. Они состоят из гранул, средний размер которых составляет 2,5 нм, относительная полуширина распределения меньше 20%. Гранулы могут собираться в цепочки, состоящие из 2-10 частиц. Напыление проводилось методом лазерной электродисперсии с различной длительностью: 15 с., 30 с. и 1 мин. Плотность упаковки никелевых гранул на поверхности подложки коррелирует с временем напыления.

Оптические свойства планарных наноструктур зависят от размера гранул, наличия цепочек из них и плотности упаковки, определяемых способом получения, а также окружающего частицы вещества^{1,2}. Под воздействием окружающей среды металлические частицы окисляются. Для выяснения влияния оксидного слоя на поверхности никелевых наночастиц на их оптические характеристики В.А. Бабенко был проведен расчет коэффициента экстинкции K_{ext} для изолированных сферических частиц, окруженных оксидом никеля в кварцевой матрице по формулам Ми (рис. 1)

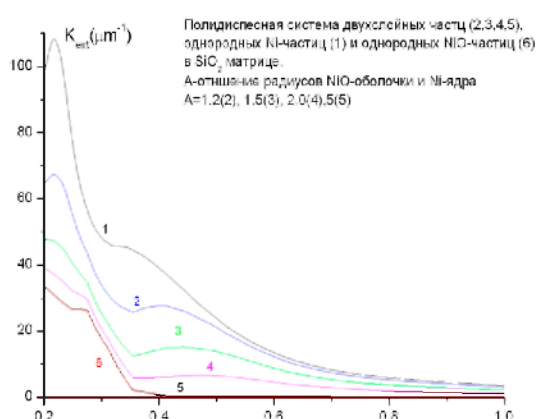


Рис.1 Коэффициент экстинкции для полидисперсной системы двухслойных частиц (2, 3, 4, 5, Ni-ядро и NiO-оболочка различной толщины), не окисленных Ni-частиц (1) и частиц NiO (6) в кварцевой матрице. A-отношения радиусов NiO-оболочки и Ni-ядра: 2-A=1,2, 3-A=1,5, 4-A=2, 5-A=5

Максимум коэффициента экстинкции в области 200-300 нм на рис.1 обусловлен плазменным резонансом в никелевых структурах. Он смещается в коротковолновую область спектра с увеличением толщины оксидного слоя на частицах. Максимум меньшей интенсивности в области 350-450 нм смещается в длинноволновую область при окислении. При увеличении толщины окисного слоя на поверхности частиц и одновременном уменьшении их диаметра оба максимума уменьшают свою величину, что можно рассматривать как следствие менее выраженного состояния свободных электронов в окисленных частицах³. При полном окислении до частиц NiO коэффициент экстинкции при длинах волн больших 400 нм существенно уменьшается.

Для исследования оптических свойств наноразмерных пленок никеля, проводились измерения оптической плотности D в широком спектральном интервале на спектрофотометре Cary-500 для всех образцов после 16, 30, 37 и 44 дней окисления в свободной атмосфере. Спектры оптической плотности для трех исследуемых образцов (время напыления 15с, 30с, 1мин) представлены на рис.2-4.

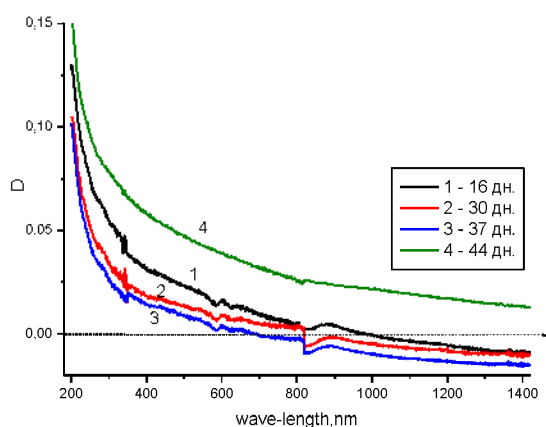


Рис. 2 Спектр оптической плотности образца Ni, (время напыления 15с) для разных времен окисления в свободной атмосфере (дни)

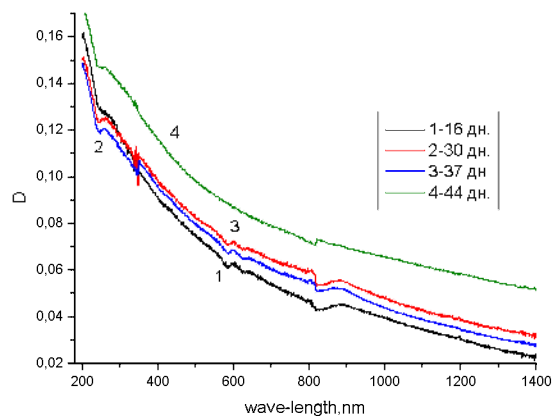


Рис. 3 Оптическая плотность образца Ni, (время напыления 30с), в зависимости от времени окисления в свободной атмосфере (дни)

Образец №1 (время напыления 15с) имеет малую поверхностную плотность упаковки (около 0.2), и ход спектральной зависимости D от времени окисления для этого образца (рис.2) повторяет общий ход спектральной зависимости представленной на рис.1 для частиц с оболочкой, т.е. по мере увеличения толщины оксидного слоя на никелевой частице, оптическая плотность уменьшается. Сильное ослабление максимума при $\lambda=300$ нм по сравнению с теоретическим расчетом также свидетельствует о значительном уменьшении размеров металлических гранул (рис. 1, кривые 3 и 4). Согласно теоретическим расчетам, примерное соотношение радиусов NiO-оболочки и Ni-ядра

должно быть равно 2. Отметим также, что для данного образца (кривые 1 – 3) наблюдаются отрицательные значения оптической плотности в ИК-области спектра, т.е. данная структура в этом диапазоне длин волн усиливает падающее излучение. Однако, зависимость $D(\lambda)$, соответствующая измерению через 44 дня окисления не укладывается в теоретический расчет, так как согласно ему (рис.1, кривая 5) оптическая плотность должна постоянно уменьшаться при увеличении толщины NiO-на частице, а в данном случае наблюдается резкое увеличение оптической плотности.

Для образца №2 (время напыления 30с, плотность упаковки около 0.5) графики оптической плотности (рис.3) можно разделить на две части, поведение D в которых различно с ростом времени окисления. В области плазменного резонанса никеля (261нм) ход оптической плотности совпадает с теоретически предсказанным для частиц с NiO оболочкой (рис.1), отношение радиусов NiO-оболочки и Ni-ядра порядка 1.5. Для последнего измерения (44 дня окисления в свободной атмосфере) значительный рост D не укладывается в теоретический расчет, аналогично образцу №1 (рис.2). В области длин волн $\lambda > 300\text{нм}$ спектральная зависимость оптической плотности не интерпретируется в рамках представленного теоретического расчета.

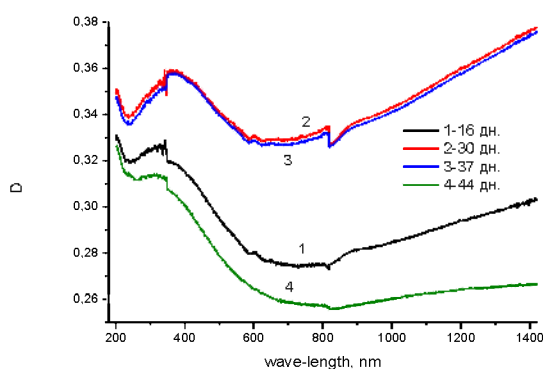


Рис. 4 Оптическая плотность образца Ni, (время напыления 1мин), в зависимости от времени окисления в свободной атмосфере (дни).

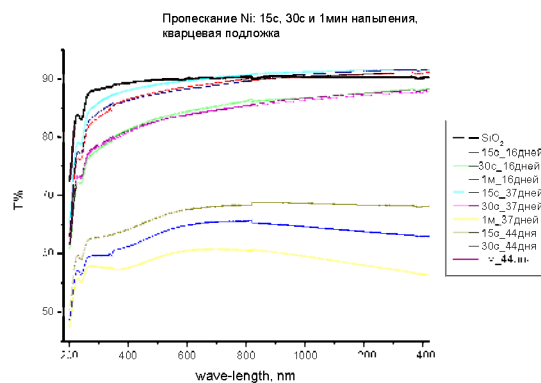


Рис. 5 Зависимость пропускания T образцов Ni от времени напыления и продолжительности окисления в свободной атмосфере.

Образец №3 (время напыления 1мин) также проявляет оптические свойства, не укладывающиеся в модель Ni-частицы с NiO-оболочке (рис.4). В отличие от представленных на рис.1 зависимостей для D , на которых оптическая плотность плавно спадает, для этого образца наблюдается рост D для длин волн λ , больших 700нм. Такая зависимость $D(\lambda)$ характерна для сплошного слоя ферромагнитного никеля⁴. Следовательно, этот образец в указанном спектральном интервале ведет себя как

сплошной металлический слой. Кроме того, оптическая плотность для этого образца вначале резко увеличивается с ростом длительности окисления и затем также резко падает.

Величина $D(\lambda)$ однозначно связана с пропусканием T , поэтому далее для объяснения поведения $D(\lambda)$ в исследуемом спектральном интервале будем рассматривать пропускание образцов (рис.5).

Из рис.5 можно заметить, что пропускание образца №1 превышает пропускание кварцевой подложки в длинноволновой области спектра. Такое увеличенное пропускание может быть связано, по-видимому, комбинационным рассеянием (КР) от SiO_2 -подложки и люминесценцией NiO усиленным металлическими цепочками⁵. По мере увеличения толщины окисного слоя и уменьшении размеров Ni -частиц влияние металла становится недостаточным для усиления КР, а в оксиде начинают проявляться процессы концентрационного тушения люминесценции, что приводит к уменьшению пропускания и, как следствие, росту оптической плотности для Ni (время напыления 15с) для 44 дня окисления (рис.2).

Для образцов Ni №2 (для $\lambda > 300\text{nm}$) и №3 увеличение пропускания за счет указанных выше процессов не происходит. По мере окисления пропускание указанных образцов уменьшается, а оптическая плотность, соответственно, растет. Как говорилось ранее, данные образцы проявляют свойства плотноупакованной металлической структуры и для них, как показано в работе⁶, наличие на поверхности окисного слоя определенной толщины может приводить к увеличению поглощения на порядки. Оптическая плотность при этом должна возрасти (рис.3 и 4). Уменьшение же оптической плотности образца №3 к 44 дню окисления связано с уменьшением размеров частиц на поверхности образца при длительном окислении и следовательно, уменьшении поверхностной плотности упаковки. Поэтому этот образец начинает проявлять свойства, характерные для Ni частиц с NiO оболочкой (рис.1). Однако, влияние металла все еще сильно сказывается на спектральной зависимости $D(\lambda)$.

Подводя итог вышесказанному, можно отметить следующее:

1. Оптические свойства планарных металлосодержащих структур на основе никеля существенно зависят от плотности упаковки частиц и времени окисления в свободной атмосфере.
2. В зависимости от плотности упаковки никелевые наноструктуры могут проявлять свойства частиц или сплошного металла в различных спектральных интервалах.

3. В зависимости от времени окисления и плотности упаковки возможно значительное усиление или ослабление падающего на исследуемый образец излучения.
4. Сравнение экспериментальных данных с теоретическим расчетом позволяют определить соотношение радиусов оксидной оболочки и ядра.

Авторы выражают благодарность Кожевину В.А., Гуревичу С.А., Явсину Д.А. за предоставление образцов для исследования и информацию об их структурных характеристиках, а также Бабенко В.А. за предоставление результатов теоретических расчетов.

Настоящая работа выполнена в рамках международного проекта МНТЦ В-678 «Комплексное исследование взаимодействия низкоинтенсивного оптического излучения с асферическими металлическими наночастицами и их планарными структурами упорядоченными различным образом».

Литература

1. Khairullina A., Babenko V., Olshanskaya T., Bui L., Gaskov A., Yavsin D., Kozhevina V., Gurevich S. // IV International Conference (Plasma Physics and Plasma Technology). Minsk, 2, 930 (2003).
2. Борен К., Хафмен Д., Поглощение и рассеяние света малыми частицами, Москва, 1986.
3. Ершов Б.Г., Ж. Рос. Хим. общ-ва им. Д.И.Менделеева, **XLV**, 36, 20 (2001).
4. Johnson P.B., Christy, Phys. Rev. B, **9**, 12, 5056 (1974).
5. M.Stokman, M.Shalaev, M.Moskovits, R.Bolet, T.F.George, Phys. Rev.B, **46**, 2821 (1992)
6. Губанов В.А., Мельниченко Л.Ю., И.А.Шайкевич, Поверхность. 11, 82 (2001).

ЗАКОНОМЕРНОСТИ СОХРАНЕНИЯ ИНТЕГРАЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ СОСТОЯНИЙ В СЛОИСТЫХ НАНОСТРУКТУРАХ

С. В. Жуковский

*Институт молекулярной и атомной физики НАН Беларуси,
пр. Ф. Скорины 70, 220072 Минск, Беларусь, zhukovsky@imaph.bas-net.by*

Общеизвестно, что многие оптические явления, такие, как распространение электромагнитной волны, спонтанное испускание света [1], планковское излучение черного тела [2] и комбинационное рассеяние [3], подвергаются сильной модификации в неоднородных средах. Ярким представителем таких сред являются наноструктурированные материалы, в частности, фотонные кристаллы и многослойные структуры.

Однако также известно, что указанная модификация оптических явлений не является полностью произвольной, но подчиняется определенным ограничениям. Так, для скорости спонтанного испускания С. Барнеттом и Р. Лоудоном [4] было получено «правило сумм»

$$\int_0^{\infty} \frac{\Gamma(\mathbf{r}, \omega) - \Gamma_0(\omega)}{\Gamma_0(\omega)} d\omega = 0, \quad (1)$$

где Γ – модифицированная, а Γ_0 – немодифицированная (вакуумная) скорость спонтанного испускания. Смысл формулы (1) в том, что усиление испускания в одной спектральной области обязательно должно сопровождаться ослаблением его в другой области спектра, что и подтверждается как в теории, так и в экспериментах [1]. При этом соотношение (1) следует из общих соображений причинности [4] и не зависит от природы модификации.

В данной работе рассматривается возможность существования аналогичного общего соотношения, ограничивающего распространение волн в многослойных структурах. Исследованию подвергались *четвертьволновые* структуры, т.е. такие, для которых оптическая толщина всех слоев одинакова (n_i – показатель преломления, d_i – толщина i -го слоя):

$$n_i d_i \equiv \lambda_0 / 4 = \pi c / 2\omega_0, \quad i = 1, 2, \dots, N. \quad (2)$$

Частота ω_0 называется *центральной*. Условие (2) приводит к возникновению периодичности в спектрах отражения R и пропускания T с периодом $2\omega_0$, что позволяет ограничиться анализом конечной спектральной области и естественным образом перейти к безразмерной частоте. Кроме того, в каждом периоде имеется зеркальная симметрия [5]

$$T[(2n+1)\omega_0 - \Delta\omega] = T[(2n+1)\omega_0 + \Delta\omega], \quad 0 < \Delta\omega < \omega_0. \quad (3)$$

Численное исследование спектров четвертьволновых структур показало, что *в одном периоде спектра содержится строго определенное число резонансных пиков пропускания.*

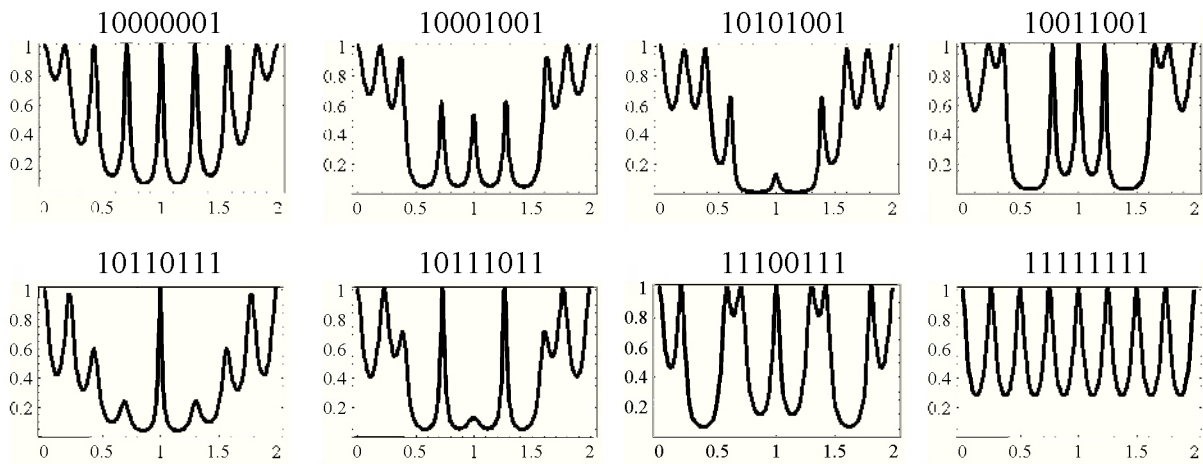


Рис. 1. Спектры пропускания различных бинарных структур из 8 четвертьволновых слоев. Изображен один период спектра. Структура представлена двоичным числом, в котором нулю соответствует слою с $n = 1.0$, единице – слою с $n = 3.0$ (см. [5]).

Это число равно числу слоев в структуре и не зависит от ее пространственной топологии (см. рис. 1). В свете аналогии между оптическими свойствами многослойных структур и квантовомеханическими свойствами сложного ступенчатого потенциала [5], можно рассматривать резонансные пики как оптические аналоги уровней энергии, резонансные частоты – как аналоги собственных значений, а локализационные картины распределения поля в структуре на этих частотах – как аналоги собственных состояний. Число пиков в одном периоде спектра (средняя «густота» резонансных пиков) при этом имеет смысл дискретной плотности фотонных состояний, а его независимость от геометрии структуры можно интерпретировать как закономерность сохранения. Однако для проявления этой закономерности наряду с (2) необходимо выполнение дополнительного условия [6]

$$n_1 = n_N \geq \max(n_j, n_0), \quad \forall j = 2, 3, \dots, N-1. \quad (4)$$

Условие (4) фактически означает, что крайние слои структуры должны иметь одинаковый, максимальный среди прочих, показатель преломления. Физический смысл этого условия состоит в том, что в случае его невыполнения при перестановке слоев возникают затруднения с точным определением границ структуры (см. рис. 2).

Однако сохранение числа пиков не может в полной мере являться закономерностью сохранения, ограничивающей распространение волн в сложных структурах подобно (1), поскольку, как видно из рис. 1, различные резонансные пики сильно отличаются как по полуширине, так и по значению коэффициента пропускания в максимуме. Необходимо от коэффициента пропускания T перейти к величине, которая учитывала бы это различия.

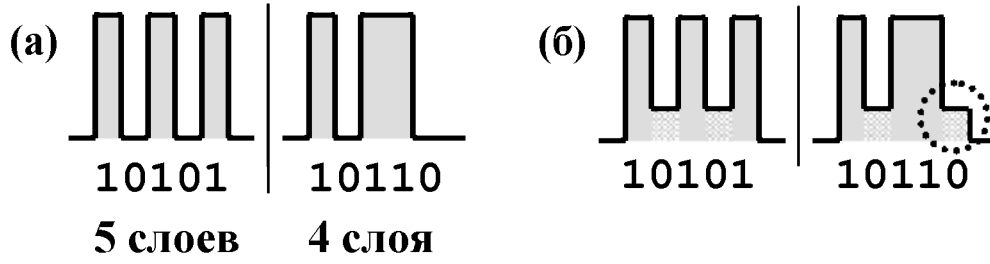


Рис. 2. К соображениям о получении условия четко выраженной границы: (а) – один из материалов структуры совпадает по показателю преломления с окружающей средой, (б) – не совпадает. Нечеткая граница обведена пунктиром.

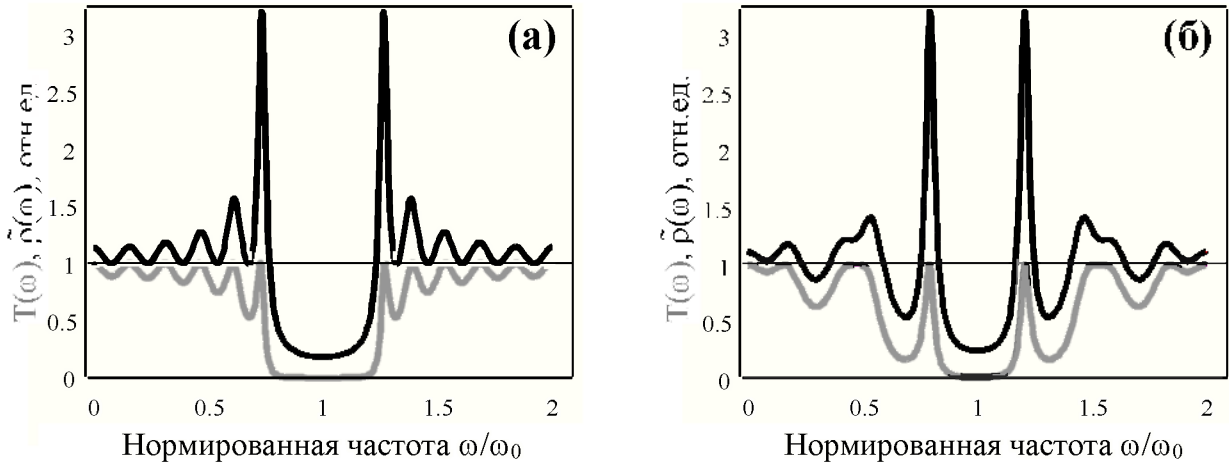


Рис. 3. Спектры пропускания (светлая линия) и спектры плотности состояний (темная линия) для периодической (а) и непериодической фрактальной канторовской (б) структуры.

В данной работе в качестве такой величины предлагается рассматривать спектральную плотность электромагнитных мод [7], выражающуюся из комплексного коэффициента пропускания t как (D – суммарная геометрическая толщина структуры)

$$\rho(\omega) \equiv \frac{dk(\omega)}{d\omega} - \frac{1}{D} \frac{y'x - x'y}{x^2 + y^2}, \quad t \equiv x + iy. \quad (5)$$

Вообще говоря, вопрос об определении и роли концепции плотности состояний на данный момент является открытым (см. напр. [3]). Однако величина $\rho(\omega)$, определенная согласно (5), обладает тем преимуществом, что учитывает степень выраженности спектральных пиков (см. рис. 3). Если теперь для бинарной среды перейти к безразмерным величинам, подвергая частоту и плотность мод перенормировке [7]

$$\tilde{\rho}(\eta) \equiv \rho(\omega) v^{(\text{bulk})}, \quad \eta \equiv \frac{\omega}{\omega_c}, \quad v^{(\text{bulk})} \equiv \frac{D}{\tau} = \frac{N_1 n_0 + N_0 n_1}{N n_1 n_0}, \quad (6)$$

где n_0 и n_1 – показатели преломления, а N_0 и N_1 – число в структуре слоев двух типов, то в ходе вычислительных экспериментов выясняется, что в безразмерных величинах для любой четвертьволновой структуры выполняется интегральное соотношение

$$\int_0^1 \tilde{\rho}(\eta) d\eta = 1. \quad (7)$$

Для того, чтобы аналитически взять интеграл в (7), воспользуемся выражениями (5) и (6), удвоив для удобства верхний предел интегрирования:

$$\mathbf{I} \equiv \int_0^2 \rho(\eta) v^{(\text{bulk})} d\eta = \frac{1}{\omega_0} \int_0^{2\omega_0} \rho(\omega) v^{(\text{bulk})} d\omega = \int_{k(0)}^{k(2\omega_0)} v^{(\text{bulk})} dk(\omega). \quad (8)$$

Волновое число k связано с частотой ω дисперсионным соотношением [7]

$$\text{tg } k(\omega) D = y(\omega)/x(\omega) = \text{tg } \varphi, \quad t \equiv x + iy \equiv \sqrt{T} e^{i\varphi}. \quad (9)$$

Величина φ есть фаза волны, прошедшей через структуру. Так как структура является четвертьволновой, на четных кратных центральной частоты деструктивная интерференция приводит к уничтожению волны, отраженной от каждой пары соседних границ. Поэтому внутренними отражениями на этих частотах можно пренебречь. Отсюда

$$\varphi[2\omega_0] = D^{(\text{opt})} \cdot 2\omega_0/c = 2 \cdot \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot N \frac{\lambda_0}{4} = N\pi, \quad (10)$$

где $D^{(\text{opt})}$ – оптическая толщина структуры. Подставляя (10) и (9) в (8), после несложных вычислений имеем

$$\mathbf{I} = 2, \quad (11)$$

что с учетом условия симметрии (3) сводится к исходному выражению (7).

Таким образом, интегральное ограничение (7) оказалось доказанным с использованием общего дисперсионного соотношения, выполняющегося для произвольной четвертьволновой слоистой структуры. Отсюда можно заключить, что формула (7) действительно является интегральным законом сохранения, ограничивающим модификацию спектральной плотности состояний при распространении волны, осуществляемую изменением топологии структуры.

При этом примечательно, что сама плотность мод сильно зависит от частоты в пределах одного периода, и эта зависимость существенно различна для структур различной топологии (см. рис. 3). В этой связи смысл ограничения (7) видится нам в том, что изменение геометрических особенностей структуры приводит лишь к спектральному перераспределению фотонных состояний, тогда как повлиять на интегральную плотность мод невозможно. Подобная формулировка смысла аналогична таковой для правила сумм (1). Четвертьволновое условие (2) при этом также выступает в новом качестве: центральная

частота ω_0 задает спектральный диапазон, в котором плотность мод поддается перераспределению путем манипуляций с топологией многослойной структуры.

В заключение отметим, что будет происходить при невыполнении условия (2). Здесь следует различать два случая. Если слои структуры являются соразмерными, т.е. существует конечный линейный масштаб $\lambda'_0/4$, целое число раз укладывающийся в оптическую толщину всех слоев структуры, то единственное изменение состоит в увеличении верхнего предела интегрирования в (7-8) в соответствии с переходом от λ_0 к λ'_0 . Если же слои несоразмерны (или, что то же самое, если λ'_0 стремится к нулю), то и упомянутый верхний предел устремится в бесконечность. Как и в (1), интегрирование необходимо осуществлять по всему спектру. Не исключено, что в такой формулировке можно непосредственно вывести (7) из (1), однако такой вывод связан с проблемой снятия неопределенности путем перенормировки, методы которой пока остаются неясными.

Литература.

1. I. S. Fogel, J. M. Bendickson *et al*, J. Pure Appl. Opt. **7**, 393 (1998)
2. C. M. Cornelius, J. P. Dowling, Phys. Rev. A **59**, 4736 (1999)
3. S. V. Gaponenko, Phys. Rev. B **65**, 140303(R) (2002)
4. S. M. Barnett, R. Loudon, Phys. Rev. Lett. **77**, 2444 (1996)
5. S. V. Gaponenko, S. V. Zhukovsky *et al*, Opt. Comm. **205**, 49 (2002)
6. S. V. Zhukovsky, IQEC/LAT-YS International Conference, 54, Moscow, 2002.
7. J. M. Bendickson, J. P. Dowling, M. Scalora, Phys. Rev. E **53**, 4107 (1996)

РАСЧЕТ КОЭФФИЦИЕНТОВ УДАРНОЙ ИОНИЗАЦИИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА ДЛЯ ЛАВИННЫХ СВЕТОДИОДОВ НА ПОРИСТОМ КРЕМНИИ

М.Н. Коваленко, Д.Н. Унучек, А.А. Лешок, С.К. Лазарук

Учреждение образования «Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники», ул. П. Бровки 6, Минск, 220013, Беларусь, marinakovalenko@yahoo.com

Монокристаллический кремний - основной материал современной микроэлектронной технологии. На его основе созданы практически все виды устройств, кроме светоизлучающих. С 1990 года ведутся активные исследования светоизлучающих структур на основе пористого кремния (ПК). В настоящее время основные исследования направлены на повышение квантовой эффективности излучения в таких структурах. Одним из возможных путей является исследование и компьютерное моделирование процессов, влияющих на эффективность, таких как лавинный пробой кремниевых структур и ударная ионизация. Поэтому целью данной работы является выявление зависимости между коэффициентами ударной ионизации и оптическими характеристиками обратносмещенных светодиодов на основе пористого кремния.

Для получения экспериментальных зависимостей были использованы лавинные светодиоды на основе контактов Шоттки между пленкой пористого кремния и электродами из алюминия. Светоизлучающие диоды формировали на кремниевых подложках n-типа проводимости с удельным сопротивлением 0,01 Ом·см. ПК получали анодированием в водном растворе плавиковой кислоты. Толщина пленки ПК составляла 1,0 мкм. На поверхность пористого слоя осаждали пленку алюминия, после чего при помощи операций фотолитографии и сквозного электрохимического анодирования алюминия формировали металлические электроды площадью 0,3 мм². Более подробно технология формирования светоизлучающих диодов представлена в работе [1].

Схематическое изображение сформированного светодиода показано на рис. 1. Для записи спектров электролюминесценции использовались кремниевый и германиевый фотоприемники для видимого и инфракрасного диапазонов, соответственно. Излучение наблюдалось по периметру верхнего электрода светодиода, и было измерено при комнатной температуре.

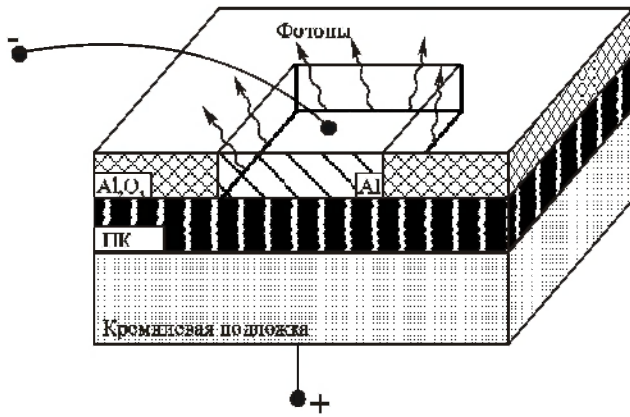


Рис. 1. Светоизлучающий диод на основе ПК.

На рис. 2 (а, б) представлены вольт-амперная характеристика и зависимость интенсивности электролюминесценции от величины тока при обратном смещении барьера Шоттки, полученные экспериментально. Эта зависимость носит нелинейный характер.

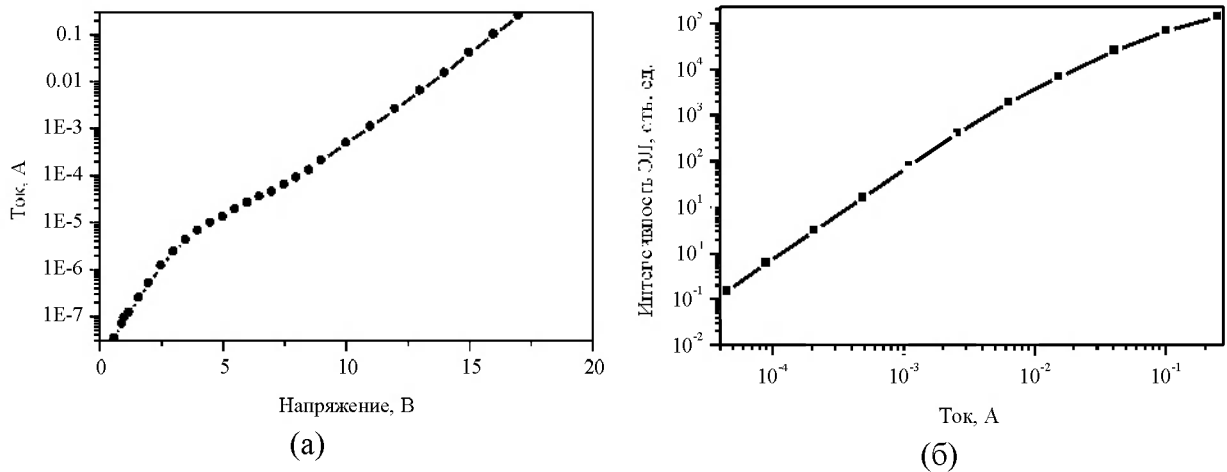


Рис. 2. Экспериментально полученные вольт-амперная характеристика (а) и зависимость интенсивности электролюминесценции от величины тока через светодиода (б).

Механизм ударной ионизации состоит в образовании свободными носителями заряда электронно-дырочных пар при соударении с кристаллической решеткой. Основной характеристикой ударной ионизации является полевая зависимость коэффициентов ионизации $\alpha(E)$. Коэффициент ионизации определяется как среднее число ионизаций, производимых носителем заряда на единице пути в направлении поля, и характеризует интенсивность ионизации. Расчету коэффициентов ионизации посвящен ряд работ. Все известные теоретические модели расчета, такие как модель Шокли, формула Вольфа, справедливы каждая в своем диапазоне напряженности поля, поэтому на практике коэффициенты ионизации определяются на основе измерений зависимости коэффициентов фотоумножения электронов и дырок, инжектированных в область

пространственного заряда (ОПЗ) обратносмещенных р-п переходов от напряжения [2]. Большинство работ по измерению коэффициентов ионизации проводились для структур на основе монокристаллического кремния в диапазоне полей, ограниченных значениями напряженности 10^5 - 10^6 В/см. Для них получены экспериментальные зависимости, которые описываются универсальными кривыми Бараффа. По этим кривым и определяются значения коэффициентов ионизации в большинстве случаев [3].

Ударная ионизация в полупроводниках во многом сходна с аналогичным явлением в газах, поэтому в работе [4] была предложена аппроксимационная формула определения коэффициента ионизации, используемая в теории газов:

$$\alpha(E) = a \cdot \exp\left(-\left(\frac{b}{E}\right)^m\right)$$

где a , b константы, определяемые экспериментально и имеющие различные значения для электронов и дырок, $m=2$. В работе [2] для определения a , b использовали метод измерения фотоумножения носителей в приборах на основе монокристаллических структур для небольших значений полей и получили:

$$a = 0.703 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}, b = 1.231 \cdot 10^6 \text{ В/см} \quad \text{для электронов};$$

$$a = 0.671 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}, b = 1.693 \cdot 10^6 \text{ В/см} \quad \text{для дырок}.$$

В настоящей работе зависимость коэффициентов ионизации от величины поля рассчитывалась для значений напряженности $E=10^5$ - 10^7 . Такое увеличение диапазона полей может быть объяснено уникальной регулярной структурой пористого кремния п-типа. Структура сформированного ПК п-типа представляет собой регулярные цепи нанокристаллитов с размерами от двух до десяти нанометров [5]. При приложении напряжения смещения наблюдается эффект «сгущения» силовых линий в нанокристаллитах малых размеров, то есть увеличивается напряженность поля в этих участках [6]. За счет этого величина напряженности в ПК на порядок и более превышает ее значение в монокристаллическом кремнии. Зависимость коэффициентов умножения от величины поля отображена на рис.3.

Исходя из расчетных зависимостей коэффициентов ионизации от величины поля, величины ОПЗ в структуре и экспериментальных ВАХ, получены токовые зависимости коэффициентов ионизации (рис.4). В светодиодах на ПК пространственный заряд распределен по пористому слою. Та его часть, которая приходится на подложку, пренебрежимо мала и мы ее не учитываем. Поэтому величина ОПЗ равна толщине слоя ПК 1 мкм.

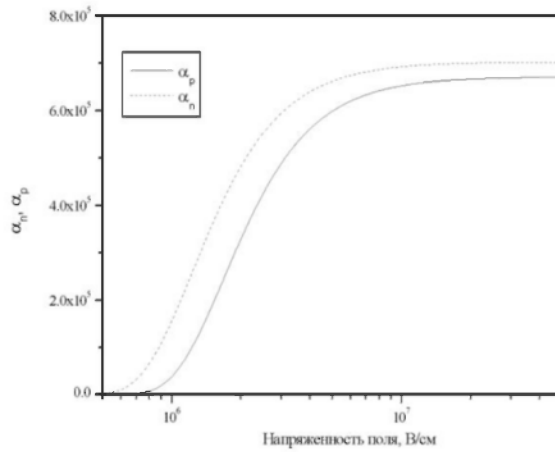


Рис. 3. Рассчитанная зависимость коэффициентов ионизации от величины поля.

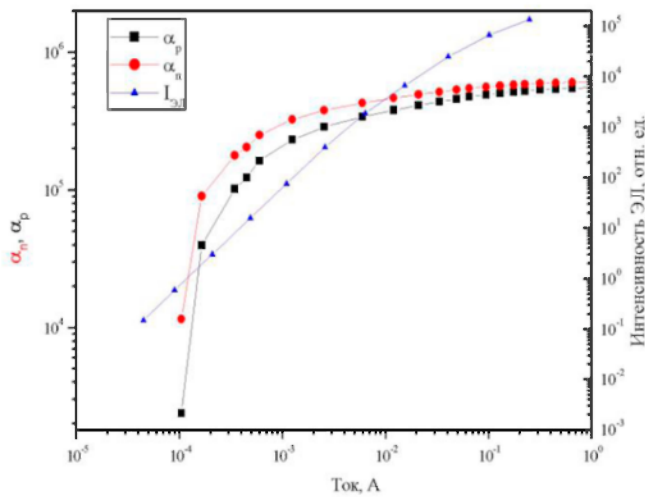


Рис. 4. Зависимости коэффициентов ионизации и интенсивности электролюминесценции от величины тока.

Сравнение экспериментальной зависимости интенсивности электролюминесценции от величины тока с рассчитанными зависимостями коэффициентов ионизации от тока на рис.4 свидетельствует о корреляции данных процессов, происходящих в структуре. В частности можно выделить две области: суперлинейного роста и область насыщения. Различие полученных кривых проявляется в длительности суперлинейного участка и может быть объяснено ограничениями расчетной модели, учитывающей лишь напряженность электрического поля в диапазоне, соответствующем кремниевым нанокристаллитам наименьших размеров.

Электролюминесценция появляется при токе порядка 0,1 мА за счет пробоя нанокристаллитов минимального размера. Наличие области суперлинейного роста для коэффициентов ударной ионизации наблюдается во всех полупроводниковых материалах, однако протяженность этой области ограничена [7]. Наличие области нелинейного роста при токах от 0,1 мА до 1 мА объясняется тем, что с ростом поля в процесс ударной ионизации вовлекаются более крупные нанокристаллиты и имеет место суперпозиция эффектов ударной ионизации. При токе больше 10 мА кривые переходят в режим насыщения, так как дальнейшему нарастанию ударной ионизации препятствуют эффекты термического разогрева, имеющие место при увеличении плотности тока в диодных структурах [8]. С дальнейшим ростом поля наступает тепловой пробой.

В целом, приборная структура может быть представлена набором эквивалентных диодов Шоттки, с параметрами, зависящими от размеров наноразмерных кремниевых кристаллитов, работающих в определенном диапазоне токов. Представленные результаты расчета отображают только начальный участок экспериментальной токовой зависимости электролюминесценции. В дальнейшем мы планируем расширить модельное представление процесса ударной ионизации с целью полного описания полученных экспериментальных данных.

Рассмотрены процессы, влияющие на эффективность электролюминесценции лавинных светодиодов на пористом кремнии. Рассчитаны коэффициенты ионизации для различных электрических параметров. Предложено объяснение развития лавинного пробоя в структуре пористого кремния. Результаты расчета согласуются с экспериментальными данными для токовой зависимости интенсивности электролюминесценции исследуемых светодиодов.

Литература

1. С.К. Лазарук, П.В. Жагино, С.М. Мельников, А.П. Прохоренко, Известия Белорусской инженерной академии **1(9)2**, 69 (2000).
2. R. Van Overstraeten, H. De Man, Solid-State Electr. **15**, 194 (1970).
3. И.В. Грехов, Ю.Н. Сереежкин, Лавинный пробой р-п перехода в полупроводниках, , Ленинград, 1980.
4. A.G. Gynoweth, Rhys.Rev. **109**, 1537 (1958).
5. S. Lazarouk, V. Chumash, E. Fazio, S. La Monica, G. Maello, E. Proverbio, MRS proc. **358**, 357 (1995).
6. С.К. Лазарук, А.А. Лешок, П.В. Жагино, В.Е. Борисенко, Доклады БГУИР **3(7)**, 27, 2004.
7. С.М. Зи, Физика полупроводниковых приборов, Москва, 1973.
8. С.К. Лазарук, А.А. Лешок, В.А. Лабунов, В.Е. Борисенко, Материалы совещания “Нанопотоника”, 104, Нижний Новгород, 2004.

ИНДИЕВЫЕ КВАНТОВЫЕ ШНУРЫ НА ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЯ (111)

А.В. Кривошеева

Учреждение образования «Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники», ул. П.Бровки 6, 220013 Минск, Беларусь, anna@nano.bsuir.edu.by

В данной работе исследовались электронные и динамические свойства самоорганизующихся низкоразмерных структур индия на монокристаллах кремния с ориентацией (111), для чего сначала методом минимизации полной энергии системы была определена наиболее энергетически выгодная конфигурация из ряда потенциально возможных. Было установлено, что наименьшей энергией обладает система с трансляционной симметрией 4×1 , в которой атомы индия образуют зигзагообразные цепочки, разделенные цепочкой из атомов кремния [1]. Помимо этого исследовалась реконструкция с трансляционной симметрией 4×2 , являющаяся переходной стадией к 8×2 структуре. Фазовый переход от 4×1 к 8×2 реконструкции был зафиксирован экспериментально при температурах ниже 100 К [2].

Расчеты выполнялись в рамках теории функционала локальной плотности (ФЛП) [3]. Равновесное значение для постоянной решетки кремния было выбрано 5,464 Å. Исследуемая структура представлена кремниевой подложкой, запассивированной водородом с обратной стороны, слоем адсорбированных атомов индия и слоем вакуума. Шесть из двенадцати атомарных слоев кремния, примыкающих к слою индия, подвергались релаксации. Интегрирование в k -пространстве осуществляли с использованием 64- k точек по поверхностной зоне Бриллюэна. Внешний вид полученной оптимизированной структуры $\text{In}(4 \times 1)\text{-Si}(111)$ показан на рис.1. Зонные диаграммы 4×1 и 4×2 структур с поверхностными состояниями вблизи уровня Ферми представлены на рис.2. Серые области являются проекцией зонной структуры объемного кремния. Влияние d -электронов индия в данной работе не учитывалось.

Частоты колебаний In/Si системы исследовали с помощью метода "замороженных фононов" [4]. В трансляционной ячейке 4×1 рассматривались атомы индия, образующие квантовые шнуры, атомы кремниевой цепочки и восемь атомов прилегающих слоев кремния. Из полученных значений сил Геллмана-Фейнмана для указанных атомов была составлена матрица силовых постоянных, симметризованная для устранения погрешностей расчета. Из собственных значений и собственных векторов системы были найдены частоты и амплитуды колебаний атомов (табл.1).

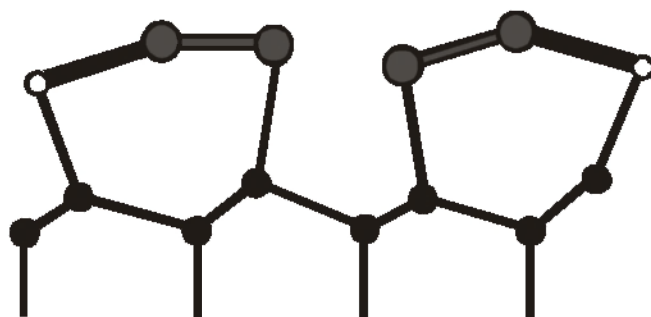


Рис.1. 4x1 - структура после релаксации.

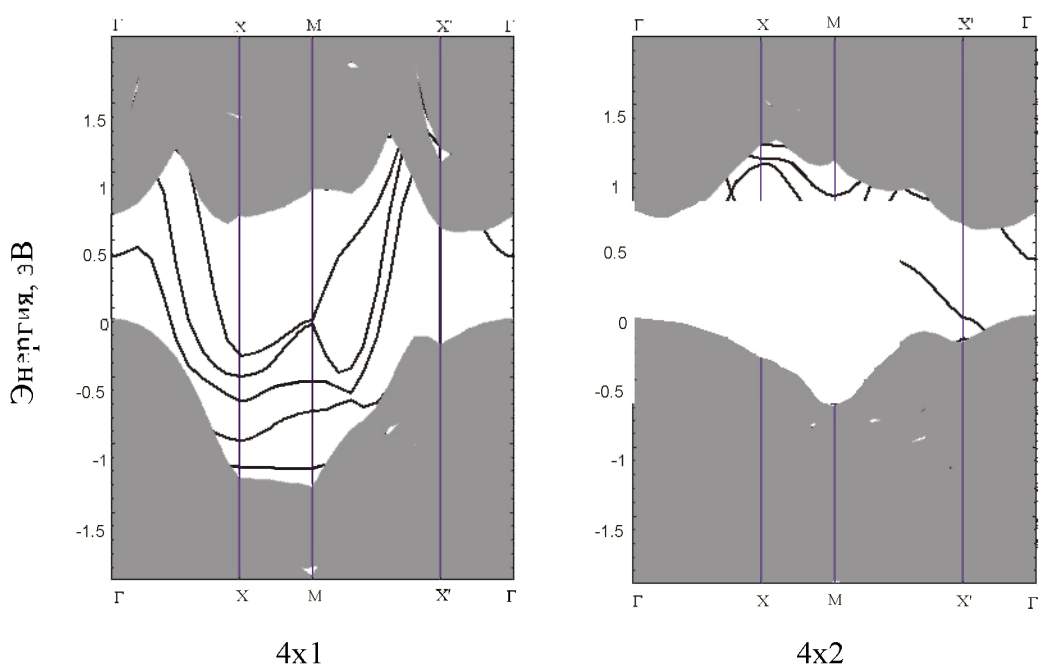


Рис.2. Зонные диаграммы 4x1 и 4x2 структур. Серые области – проекции объемного кремния.

Таблица 1. Рассчитанные частоты колебаний (в см^{-1}).

Тип мод	A'	A''
In поверхностные моды	31, 42, 54	21, 55
In/Si поверхностные моды	104, 109	79
In/Si резонансные моды	93, 129	51
Si/Si резонансные моды	140, 303, 314	81, 109
Si поверхностные моды	394, 255, 411	421

Вследствие зеркальной симметрии реконструкции динамическая матрица была разделена на две подматрицы, представляющие определенный тип колебательных мод A' и A'' . A'' -моды описывают смещения решетки вдоль оси x (вдоль цепочки), A' -моды соответствуют смещениям атомов в перпендикулярных (y и z) направлениях. Самые низкие A' и A'' колебания в цепочках индия дают частоты, близкие к поперечным акустическим частотам объемного индия, наибольшие A' колебания атомов индия характеризуются частотами, близкими к продольным акустическим колебаниям объемного индия [5]. Вследствие меньшей массы и больших величин силовых постоянных, моды, относящиеся к атомам кремния, имеют более высокие частоты. Очевидно, что A' моды с частотами 430-470 см^{-1} локализованы в слое "объемного" кремния. Поверхностные моды кремния с частотами колебаний 411 см^{-1} (A') и 421 см^{-1} (A'') близки к полученным для Si(111)-2x1 модели [6]. Остальные сильные кремниевые моды с A' симметрией и частотой 255 см^{-1} имеют характер поперечных акустических мод по отношению к направлению цепочки.

Анализ фононного спектра показал, что поверхностные эффекты обусловлены вкладом преимущественно двух верхних атомарных слоев. Моды с низкими частотами обусловлены поверхностными состояниями атомов индия, в то время как сдвиги атомов кремния характеризуются более высокими частотами. Моды с частотами, близкими к представленным в табл.1, действительно наблюдались при исследованиях с помощью рамановской спектроскопии [7]. Исследование электронных свойств систем с различной трансляционной симметрией свидетельствует о металлическом характере поверхности.

Литература

1. А. В. Кривошеева, "Известия Белорусской инженерной академии", №1(15)/4, 39 (2003).
2. C. Kumpf, O. Bunk, J.H. Zeysing, Y. Su, M. Nielsen, R.L. Johnson, R. Feidenhans'l, K. Bechgaard, Phys. Rev. Lett. **85**, 4916 (2000).
3. G. Kresse, J. Furthmüller, Comput. Mater. Sci. **6**, 15 (1996); Phys. Rev. **B 54**, 11 169 (1996).
4. M.T. Yin, M.L. Cohen, Phys. Rev. **B 26**, 3259 (1982).
5. A.S. Bakulin, A.W. Overhauser, H. Kaiser, S.A. Werner, J. A. Fernandez-Baca, H.G. Smith, Phys. Rev. **B 63**, 052301 (2001).
6. J. Fritsch, P. Pavone, Surf. Sci. **344**, 159 (1995).
7. H.W. Yeom, S. Takeda, E. Rotenberg, I. Matsuda, K. Horikoshi, J. Schaefer, C.M. Lee, S.D. Kevan, T. Ohta, T. Nagao, S. Hasegawa, Phys. Rev. Lett. **82**, 4898 (1999).

ВЛИЯНИЕ ТЕРМИЧЕСКОГО ОТЖИГА НА ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА ОРГАНИЧЕСКИХ СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИХ СТРУКТУР

¹К. А. Осипов, ¹А. В. Данильчик, ²S. Hartmann, ²A. Janssen, ³C. Himcinschi, ⁴M. Schwampera, and ⁴N. Meyer.

¹*Институт физики НАНБ, пр Ф. Скорины, 68, 220072, Минск, Беларусь
Tel 284-04-19, lutsenko@dragon.bas-net.by*

²*Institut für Hochfrequenztechnik, Technische Universität Braunschweig, Germany*

³*Institut für Physik, Technische Universität Chemnitz, Germany*

⁴*AIXTRON AG, Aachen, Germany.*

Органические полупроводники перспективны для создания на их основе цветных дисплеев с управляющей логикой, внедренной в подложку. Дисплеи на органических светодиодах могут использоваться в компактных мобильных устройствах для информационных систем, в цифровых фотографических камерах, мобильных телефонах, видео системах, автомобильных панелях и табло, в компьютерных мониторах.

Тонкие гетероструктуры N,N'-бис(1-нафтил)-N,N'-дифенил-1,1'-бифенил-4,4'-диамин (NPB), а также трис (8-гидроксихинолят) алюминия (Alq₃) были получены недавно разработанным способом осаждения из газовой фазы (Organic Vapour Phase Deposition (OVPD) [1,2] на 6 дюймовые кремниевые подложки. Для органических полупроводников NPB ростовые параметры представлены в таблице 1.

Таблица 1.

Сегмент на подложке	Время осаждения [минут]	Толщина [Å]	Скорость осаждения [Å/с]
5	360	187	0,01
6	120	302	0,04
7	80	385	0,08
8	60	447	0,13

Технология OVPD позволяет реализовать прецизионный контроль ростовых параметров при массовом производстве. Интенсивности и спектры фотолюминесценции (ФЛ) были изучены в интервале температур от температуры жидкого азота до 190°C при возбуждении излучением азотного ($h\nu = 3.68$ эВ, $f = 1$ кГц, $\tau_p = 8$ нс) и гелий–кадмиевого лазеров ($h\nu = 3.815$ эВ). Спектры ФЛ при высоких уровнях возбуждения измерялись спектрометром с ПЗС линейкой в зависимости от накачки, температуры образцов, температуры и продолжительности отжига. Излучение фотолюминесценции с поверхности образцов

собирались оптоволоком. Спектры ФЛ и спектры возбуждения фотолюминесценции (ВФЛ) регистрировались системой на основе ксеноновой лампы, двух монохроматоров, усилителя и фотоумножителя Hamamatsu-4362. Спектры ФЛ измерялись как во время нагревания образца, так и после охлаждения подложки.

Рис. 1 показывает типичные спектры ФЛ и ВФЛ при комнатной температуре слоев органических структур Alq_3 и NPВ, излучающих в зеленой и синей областях спектра. Полосы поглощения обоих соединений практически полностью лежат в ультрафиолетовой области, что исключает перепоглощение в мультислойных светодиодных структурах, использующих Alq_3 в качестве излучающего слоя.

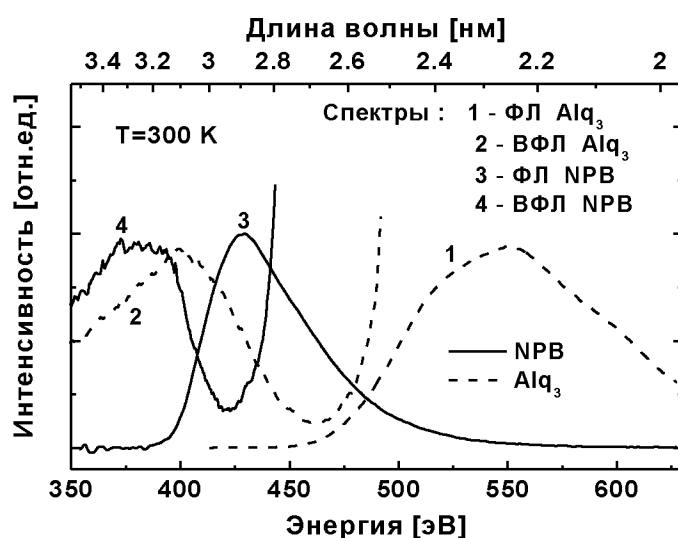


Рис. 1. Спектры ФЛ (1,3) и возбуждения ФЛ (2,4) образцов NPВ (3,4) и Alq_3 (1,2) при комнатной температуре.

В различных образцах NPВ наблюдается небольшое увеличение интенсивности спектров фотолюминесценции с увеличением толщины (рис. 2, 3). Линейная зависимость интенсивности фотолюминесценции от толщины пленки свидетельствует о том, что явных взаимодействий между кремниевой подложкой и NPВ, которые могут привести к ухудшению характеристик приборов, не имеется.

С ростом интенсивности возбуждающего излучения импульсного азотного лазера наблюдается сдвиг пика и изменение интенсивности ФЛ (рис. 4, 5). Интенсивность ФЛ на рис. 4 линейно зависит от уровня возбуждения, когда импульсная мощность азотного лазера не превышает 2 кВт/см^2 . Затем с увеличением интенсивности возбуждения начинает

происходить деградация органической пленки NPB, из-за высокой интенсивности возбуждения и длительного времени облучения лазером.

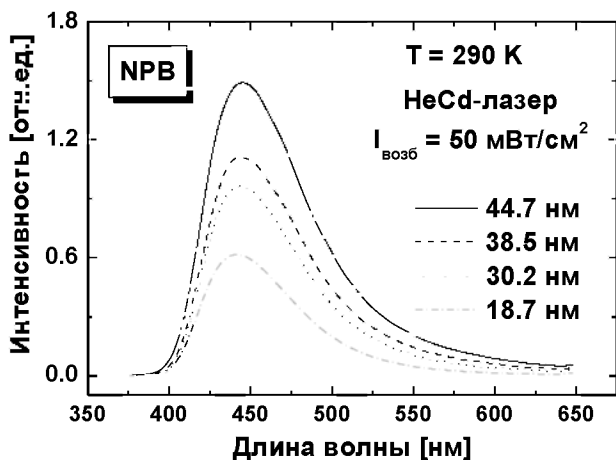


Рис.2. Спектры ФЛ пленок NPB различной толщины.

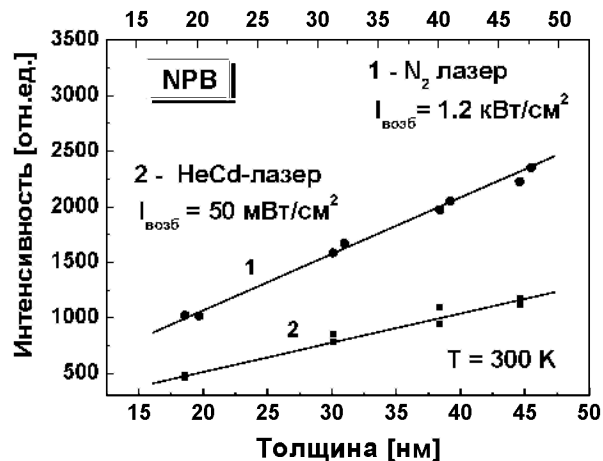


Рис.3. Зависимость интегральной интенсивности ФЛ пленок NPB от их толщины.

Было изучено влияние отжига в потоке азота на люминесцентные свойства обоих типов органических структур. Отжиг образцов Alq₃ в течение 30 минут при T = 120⁰С приводил к снижению интенсивности ФЛ на 20%. Можно предположить, что такое уменьшение интенсивности обусловлено деградацией Alq₃ с образованием катионных молекул Alq₃⁺, которые действуют как центры тушения ФЛ [3].

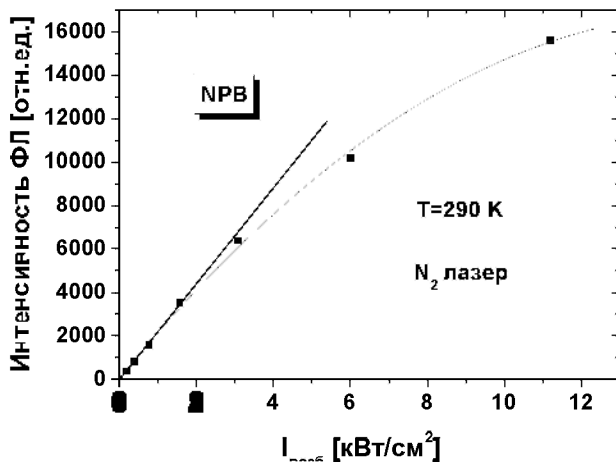


Рис.4. Зависимость пиковой интенсивности ФЛ от интенсивности возбуждающего излучения.

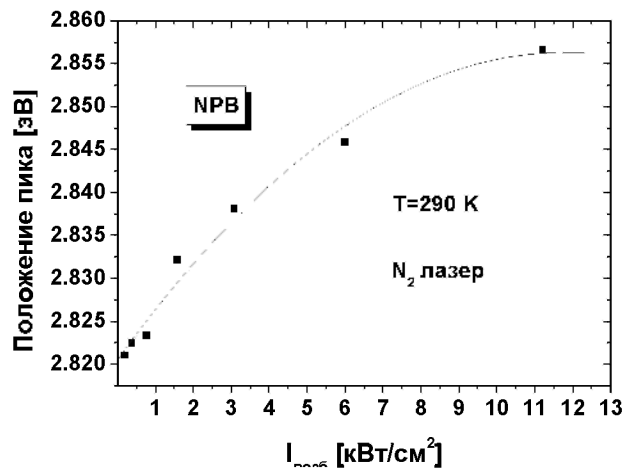


Рис.5. Зависимость положения пика ФЛ от интенсивности возбуждающего излучения.

В противоположность пленкам Alq_3 отжиг слоев NPВ способствует значительному необратимому увеличению интенсивности ФЛ до 5–10 раз при температурах отжига от $80^{\circ}C$ до $170^{\circ}C$. При дальнейшем нагревании, когда температура достигает $175^{\circ}C$, интенсивность начинает уменьшаться, т. к. происходит разрушение органических молекул. Рис. 6 демонстрирует усиление интенсивности ФЛ образца NPВ, отожженного при $120^{\circ}C$ в течение 120 минут. Была измерена также интенсивность полосы ФЛ как функция температуры. Нагревание осуществлялось со скоростью 13 К/мин. Установлено, что интенсивность ФЛ слабо уменьшается с ростом температуры до $T=80^{\circ}C$, а затем постепенно увеличивается в несколько раз (рис. 7). От температуры отжига зависит только время, в течение которого интенсивность достигает максимального значения.

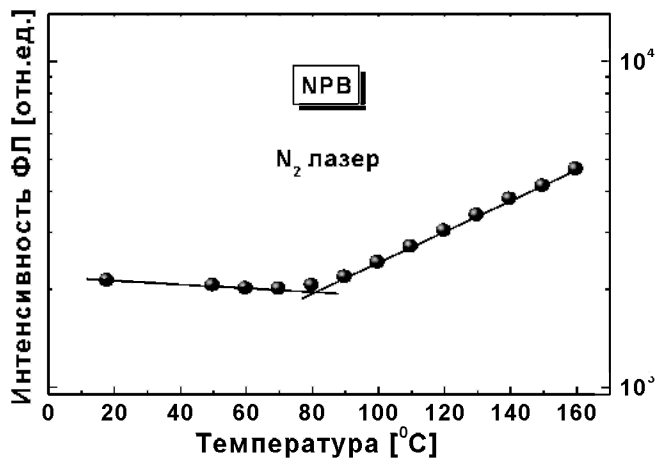
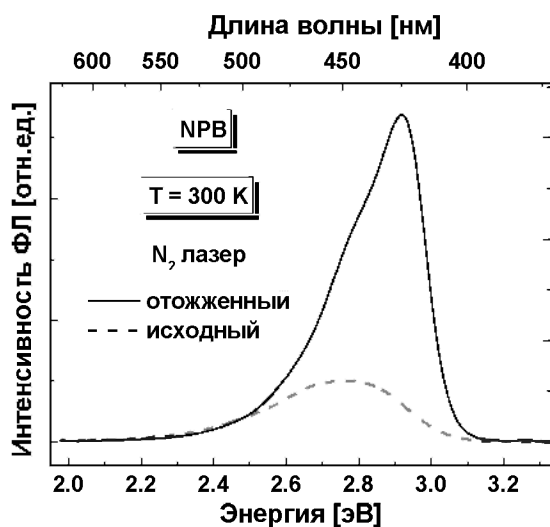


Рис. 6. Спектры ФЛ исходных и отожженных при $T=120^{\circ}C$ (120 минут) образцов NPВ. Рис. 7. Пиковая интенсивность пика ФЛ в зависимости от температуры.

Отжиг структур NPВ способствует также некоторой трансформации спектров ВФЛ и спектров ФЛ: высокоэнергетическому сдвигу спектров ФЛ и появлению низкоэнергетического крыла в спектре ВФЛ. После отжига наблюдается также изменение поверхности пленок NPВ во всех образцах, вызванные, скорее всего, кристаллизацией. Они становятся более шероховатыми по сравнению с исходными. С течением времени при хранении образцов в комнатных условиях изменения на поверхности также происходят в исходных образцах, но они, по-видимому, связаны с поглощением влаги из окружающей среды. Спектры ФЛ и морфология отожженных образцов не изменялись в течение

нескольких дней после отжига при хранении образцов на воздухе. Обнаруженное влияние отжига на свойства ФЛ в слоях NPВ может быть объяснено процессами кристаллизации структуры, которая приводит к уменьшению взаимодействия влаги и кислорода с образцами.

В заключение следует отметить, что отожженные образцы NPВ показали хорошие фотолюминесцентные характеристики, которые не изменялись при длительном хранении. Поэтому термическую обработку можно использовать как метод улучшения стабильности и фотолюминесцентной эффективности структур на основе NPВ.

Литература

- 1 M. Baldo, M. Deutsch, P. Burrows, H. Gossenberger, M. Gerstenberg, V. Ban, and S. Forrest, *Adv. Matter.* 1998, 10, 1505.
- 2 C. Himcinschi, N. Meyer, S. Hartmann, M. Gersdorff, M. Friedrich, H.-H. Johannes, W. Kowalsky, M. Schwampera, G. Strauch, M. Heuken, D.R.T. Zahn, *Applied Physics A*, submitted.
- 3 H. Aziz, Z.D. Popovic, N.-X. Hu, A.-M. Hor, G. Xu, *Science* 283, (1999), 1900.

СПИН – ОРБИТАЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ И ДВУМЕРНАЯ СЛАБАЯ ЛОКАЛИЗАЦИЯ В УГЛЕРОДНОЙ МАТРИЦЕ С НАНОКЛАСТЕРАМИ КОБАЛЬТА

С. М. Лукашевич

Белорусский государственный университет, 220050. пр.Ф.Скорины 4, 220050. Минск, Беларусь, e-mail: lukashevich@bsu.by

В последние два десятилетия интенсивно теоретически и экспериментально изучаются механизмы проводимости электронных систем с пониженной размерностью. Два аспекта этой проблемы особенно актуальны для случая электронного транспорта в слабо разупорядоченных системах, а именно: учет зависящих от размерности систем процессов слабой локализации, вызванной квантовой интерференцией электронных волн [1, 2], и электрон - электронного взаимодействия [3, 4].

Ранее было показано [5], что при замене в волокнах карбоксилированной целлюлозы протонов *COOH*-групп на катионы кобальта и их последующей термообработке в вакууме, образующиеся нанокластеры кобальта оказывают каталитическое действие на структурирование углеродной матрицы в виде плоскостей графита, которые характеризуются низкоразмерными процессами электронного транспорта. В данной работе определены наиболее важные характеристические времена квантовой интерференции электронных волн, определяющие процессы слабой локализации, а именно: время сбоя фазы волновой функции вследствие неупругого рассеяния и время переворота спина вследствие упругого спин-орбитального рассеяния.

Изучение температурных зависимостей сопротивления проведено в температурном интервале $T = 2 - 300$ К, а магниторезистивный эффект измерен на линейном участке вольтамперной характеристики в магнитном поле сверхпроводящего соленоида с индукцией до 1,2 Тл при увеличении и уменьшении магнитного поля в двух направлениях. Синтез кобальтосодержащих углеродных волокон, приготовление образцов, методика измерений, а также структурные, транспортные и магнитные характеристики образцов описаны в [5].

На рис. 1 показана температурная зависимость сопротивления углеродного волокна Co_xC_{1-x} ($x = 0,19$), полученного окончательным отжигом в вакууме при $T = 900$ °С. Видно, что такие волокна находятся на металлической стороне перехода диэлектрик-металл, так как их температурный коэффициент сопротивления положителен вплоть до температур, при которых сопротивление становится минимальным $T_m \cong 45$ К. Отметим, что

увеличение продолжительности отжига на воздухе более одного часа приводит к исчезновению минимума и насыщению величины сопротивления при низких температурах, а уменьшение температуры отжига в вакууме – к смене знака температурного коэффициента сопротивления на положительный во всем исследованном температурном диапазоне, что соответствует переходу на диэлектрическую сторону перехода диэлектрик - металл.

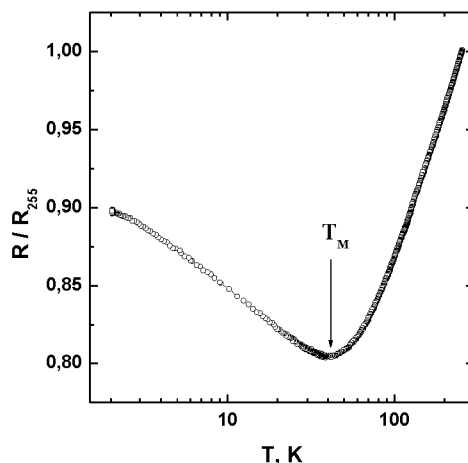


Рис. 1. Температурная зависимость сопротивления волокна Co_xC_{1-x} с $x = 0,19$; $T = 900$ °С.

Смена знака температурного коэффициента сопротивления при низких температурах вызывается процессами слабой локализации и/или электрон - электронного взаимодействия. Как видно из рис. 1, в области низких температур ($T < T_M$) температурная зависимость сопротивления практически линейна в логарифмическом масштабе, что свидетельствует о двумерном характере переноса заряда по отношению к вышеуказанным процессам [1 – 4].

При $T < T_M$ температурная зависимость проводимости хорошо описывается выражением

$$\sigma(T) = A_0 T^{1/2} + A_1 \ln(T/T_0), \quad (1)$$

где A_0 , A_1 и T_0 константы, причем $A_0 = 0,018$ и $A_1 = 0,049$, т. е. в формуле (1) доминирует логарифмический член. Такой вид температурной зависимости квантовых поправок к классической проводимости предполагает, что локализационные процессы с участием электрон - электронного взаимодействия носят трехмерный характер (второй член формулы), в то время как процессы слабой локализации для невзаимодействующих электронов двумерны (третий член формулы). На рис. 1 также видно отклонение температурной зависимости сопротивления от логарифмической в области самых низких температур (в сторону уменьшения сопротивления), что может быть связано с

проявлением спин-орбитального рассеяния, приводящего к подавлению интерференционных эффектов, т. е. к эффекту антилокализации [6].

Результаты просвечивающей электронной микроскопии [5] показали, что при данных температурах термообработки размер кластеров кобальта изменяется от менее 30 нм до 200 нм и более. При этом кластеры разделены углеродными прослойками, а наиболее сильное структурирование углеродной матрицы в виде плоскостей графита с расстоянием между плоскостями $d = 0,37$ нм наблюдается в непосредственной близости к кластеру. Следовательно, двумерный характер проводимости таких волокон в режиме слабой локализации определяется углеродной компонентой, которая представляет собой слой плоскостей турбостратного графита между кластерами кобальта со слабой зависимостью проводимости от температуры.

Зависимость поперечного магнитосопротивления (МС) при разных температурах для противоположных направлений магнитного поля показана на рис. 2.

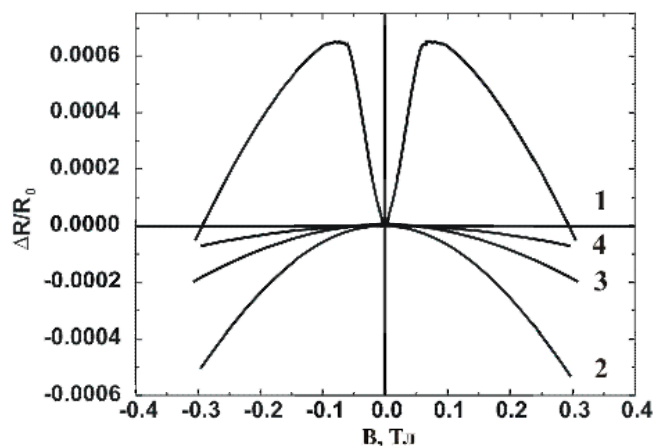


Рис. 2. Магнитополевая зависимость магнитосопротивления того же образца при разных температурах. Т, К: 1- 2; 2 - 10 ;3 - 50 ;4 – 100.

Несмотря на наличие магнитных нанокластеров в волокне гистерезисных явлений в магниторезистивном эффекте не наблюдается, что свидетельствует о преобладании проводимости по графитоподобной матрице. При самых низких температурах (кривая 1) сопротивление волокна в магнитном поле сначала увеличивается и достигает максимума в полях $B \approx 0,08$ Тл. Дальнейшее увеличение магнитного поля приводит к уменьшению положительной компоненты и переходу в область отрицательного МС при $B > 0,3$ Тл. Величина положительной компоненты МС, как видно из рис. 2, уменьшается с увеличением температуры и при температуре $T > 4 - 5$ К магниторезистивный эффект

только отрицателен, причем величина его также быстро уменьшается с увеличением температуры при $T > 10$ К (кривые 2 – 4).

Знакопеременный магниторезистивный эффект в режиме слабой локализации при низких температурах может быть вызван сильным спин-орбитальным взаимодействием [7] и в случае двумерной проводимости описывается соотношением:

$$\Delta\sigma(B) = \frac{\Delta R_s}{R_s^2} = \left(\frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \right) \left[\Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{B_1}{B}\right) - \frac{3}{2} \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{B_2}{B}\right) + \frac{1}{2} \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{B_3}{B}\right) \right], \quad (2)$$

где $\Psi(x)$ - дигамма функция, B – индукция магнитного поля, R_s – слоевое сопротивление, e – заряд электрона, \hbar - постоянная Планка.

Значения индукции характеристических магнитных полей B_i ($i = 0, 1, 2, 3$) связаны с характеристическими временами релаксации электронов τ_i соотношением:

$$B_i \tau_i = \frac{\hbar}{4eD}, \quad (3)$$

где D – коэффициент диффузии электронов, а величины B_i (или τ_i) в свою очередь связаны с характеристическими магнитными полями B_o , B_{so} , B_s , B_{in} , определяемыми через соотношение (3), с временами упругого рассеяния τ_o , спин-орбитального рассеяния τ_{so} (время переворота спина при упругом спин-орбитальном рассеянии), временем рассеяния на магнитной примеси τ_s (время переворота спина за счет обменного взаимодействия между магнитной примесью и электроном), а также временем неупругого рассеяния τ_{in} (за счет электрон-фононного и электрон - электронного взаимодействия в режиме слабой локализации):

Так как время упругого рассеяния электрона τ_o намного меньше времен τ_{in} , τ_{so} , τ_s , то можно считать, что $B_1 \approx B_o$. С учетом данного обстоятельства легко видеть трудность однозначного определения характеристических времен τ_{in} , τ_{so} , τ_s , также как и разделения вклада отдельных механизмов в τ_{in} , на основе выражений (2) - (3) без упрощающих предположений. Для определения времен τ_φ и τ_{so} из анализа немонотонной магнитопольевой зависимости МС пренебрежем рассеянием на магнитных атомах примеси, т.е. предположили, что $\tau_s \gg \tau_\varphi$. Максимальная величина коэффициента диффузии электронов в углеродных материалах с такой проводимостью составляет $D = 0,5$ см²/с [8]. При данном значении наилучшее совпадение измеренной (точки) и рассчитанной (пунктирная линия) по формуле (2) магнитопольевой зависимости МС наблюдается при $\tau_\varphi = 3,7 \cdot 10^{-10}$ с и $\tau_{so} = 1,15 \cdot 10^{-10}$ с.

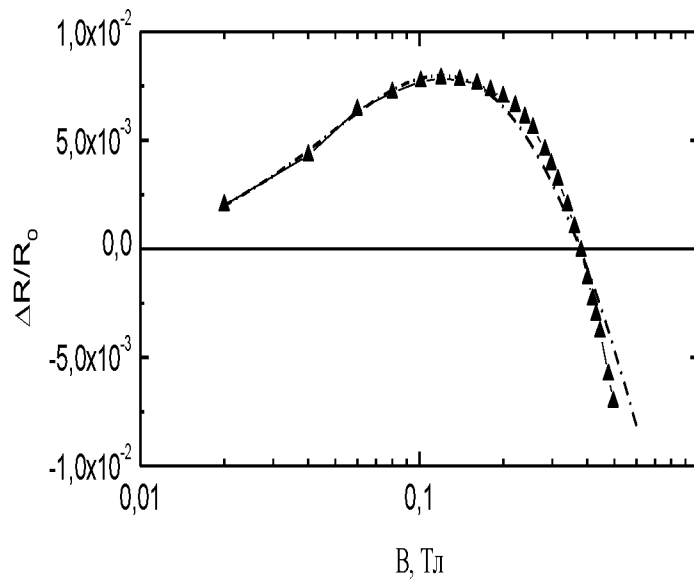


Рис. 3. Сравнение результатов измерения МС (точки) с расчетом (пунктирная линия) по формуле (2) при $\tau_\varphi = 3,7 \cdot 10^{-10}$ с и $\tau_{so} = 1,15 \cdot 10^{-10}$ с.

Вследствие небольшого атомного номера углерода трудно ожидать сильного спин-орбитального взаимодействия в слое турбостратного графита. Достаточно сильное спин-орбитальное рассеяние в исследованных образцах связано с наличием в графитоподобной углеродной матрице кластеров более тяжелого кобальта.

Зная время сбоя фазы волновой функции легко вычислить характерную длину, на которой фаза электронной волны сохраняется: $l_\varphi = (D \tau_\varphi)^{1/2} \cong 130$ нм. Определенная в результате подгонки магнитополевого зависимости МС величина слоевого сопротивления $R_s = 2724 \pm 122$ Ом/□ при известных величинах сопротивления, длины и площади поперечного сечения образца дает возможность оценить толщину проводящего слоя. Последняя в исследованных образцах изменялась в интервале 15 – 70 нм, что, как и следовало ожидать, оказалась меньше длины сбоя фазы волновой функции l_φ .

Литература

1. E. Abrahams, P. W. Anderson, D. C. Licciardello, T. V. Ramakrishnan. Phys. Rev. Lett., **42**, 673 (1979).
2. P. A. Lee, T. V Ramakrishnan. Rev. Mod. Phys., **57**, 287 (1985).
3. Б. Л. Альтшулер, А. Г. Аронов. ЖЭТФ, **30**, 2028 (1979).
4. B. L. Altshuler, A.G.Aronov, P.A. Lee. Phys. Rev. Lett., **44**, 1288 (1980).
5. I. A.Bashmakov, V. A Dorosinez, M. G.Lukashevich, A. A. Mazanik, T. F. Tihonova. J. Mat. Res. **16**, 2832 (2001).
6. G.Bergman. Phys. Rep. **107**, 1 (1984).
7. S. Hikami, A. L. Larkin, J. Nagajka. Progr. Theor. Phys. **63**, 707 (1980).
8. G. Du, V. N. Prigodin, A. Burns, J. Joo, C. S. Wang Phys. Rev. B **58**, 4485 (1998).

КРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ПЕРОВСКИТОВ $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{CoO}_3$ ($x = 0.15, 0.3$)

А.П. Сазонов^{1,*}, И.О. Троянчук¹,
V.V. Sikolenko², H. Szymczak³, U. Zimmermann⁴

¹ *Институт физики твердого тела и полупроводников НАН Беларуси,
ул. П. Бровки 17, 220072 Минск, Беларусь,
sazonov@ifftp.bas-net.by

² *Hahn Meitner Institute, Berlin, Germany*

³ *Institute of Physics, Warsaw, Poland*

⁴ *Paul Scherrer Institute, Villigen, Switzerland*

В последнее время твердые растворы $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{CoO}_3$ привлекают повышенное внимание исследователей благодаря необычным магнитным свойствам. Исходное соединение LaCoO_3 характеризуется ромбоэдрически искаженной структурой перовскита ($R\bar{3}c$) и является примером оксидного соединения, в котором наблюдается термически активированный переход между спиновыми состояниями ионов Co^{3+} [1]. Следствием этого является диамагнитное поведение ($t_{2g}^6 e_g^0$, $S = 0$) при низкой температуре ($T \leq 100$ К) и парамагнитное ($t_{2g}^5 e_g^1$, $S = 1$) при высокой ($T > 100$ К). Замещение лантана двухвалентным щелочно-земельным металлом ведет к образованию четырехвалентного кобальта $\text{La}_{1-x}\text{A}_x^{2+}\text{Co}_{1-x}^{3+}\text{Co}_x^{4+}\text{O}_3$, а также стабилизирует промежуточное спиновое состояние ионов Co^{3+} ($S = 1$) [2]. Положительные обменные взаимодействия между ионами Co^{3+} -O- Co^{4+} устанавливают ферромагнитный порядок при концентрации двухвалентных ионов $x \sim 0.18$ [3]. Цель настоящей работы – получение и исследование свойств двух составов с концентрациями Sr^{2+} до ($x = 0.15$) и после ($x = 0.3$) перехода в ферромагнитное состояние.

Твердые растворы $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{CoO}_3$ ($x = 0.15, 0.3$) синтезировались по обычной керамической технологии на воздухе при $T = 1200$ °С в течение длительного времени, чтобы улучшить однородность химического состава, и медленно охлаждены до комнатной температуры. Намагниченность измерена на коммерческом вибрационном магнитометре QI-3001. Нейтронографические измерения проведены на дифрактометре FIREPOD в Берлинском центре нейтронографических исследований (BENSC) с длиной волны $\lambda = 1.7974$ Å. Мюонные измерения проводились на GPD спектрометре (PSI). Уточнение кристаллической и магнитной структур проводилось с использованием программы FullProf [4].

Уточнение кристаллической структуры обоих образцов было проведено на основе данных порошковой нейтронографии при комнатной и гелиевой температурах (рис.1.).

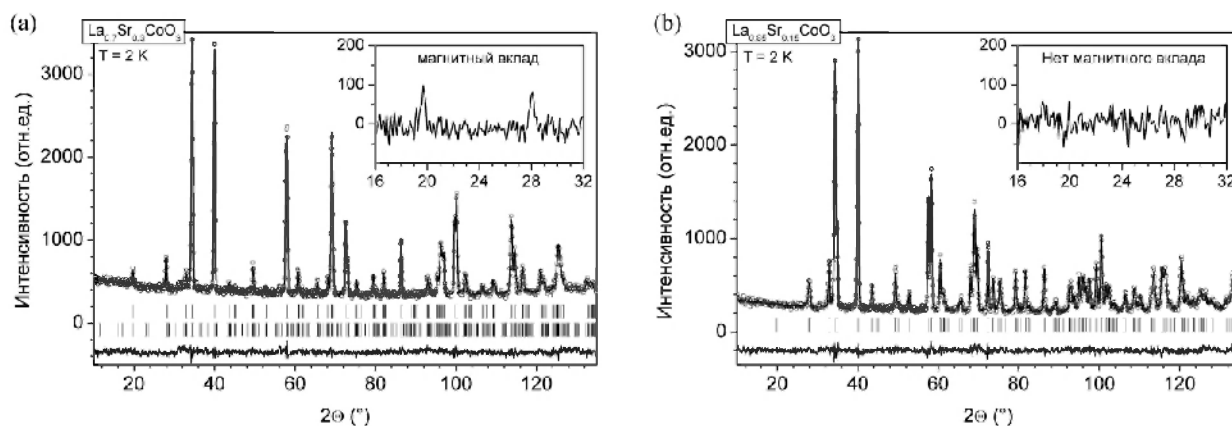


Рис.1. Результат уточнения методом Ритвельда структуры $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{CoO}_3$ (a) и $\text{La}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{CoO}_3$ (b) по нейтронограммам, измеренным при $T = 2\text{ K}$: экспериментальные данные (кружки), рассчитанная кривая (сплошная линия) и их разность (нижняя сплошная линия); вертикальными отрезками отмечены вычисленные положения 2θ -рефлексов, верхний ряд отрезков соответствует кристаллической орторомбической фазе, нижний ряд – магнитной фазе. На вставках показан магнитный вклад в некоторые рефлексы.

Оба состава являются ромбоэдрически искаженными перовскитами с пространственной группой – $R\bar{3}c$ (рис.2). Увеличение содержания ионов Sr^{2+} ведет к уменьшению ромбоэдрических искажений.

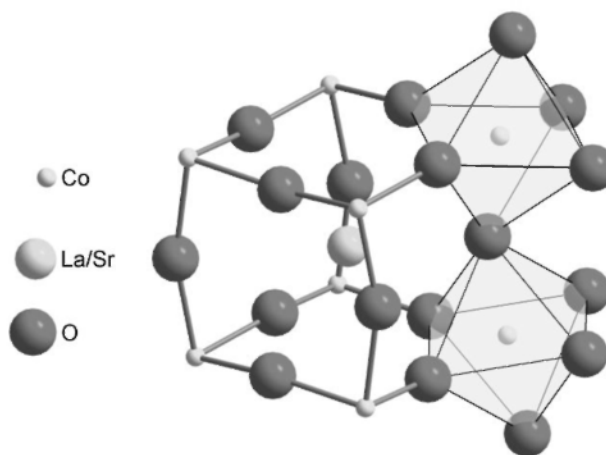


Рис.2. Ромбоэдрически искаженная кристаллическая структура $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{CoO}_3$ ($x = 0.15, 0.3$).

Из нейтронографических исследований также установлено, что дальний ферромагнитный порядок присутствует только в образце с $x = 0.3$ (см. вставки рис.1).

Данные намагниченности подтверждают наличие дальнего магнитного порядка с температурой Кюри $T_C = 220$ К для состава $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{CoO}_3$, тогда как для образца $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CoO}_3$ температура 220 К отмечает начало магнитного упорядочения в ферромагнитных кластерах (рис.3а). Переход $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CoO}_3$ в парамагнитную фазу происходит в широком интервале температур, что указывает на неоднородное магнитное состояние данного образца.

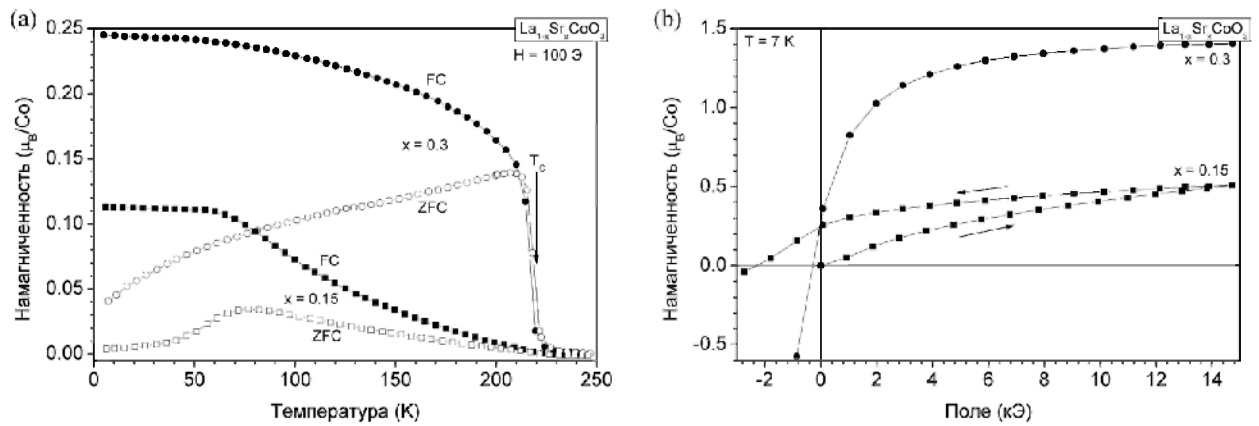


Рис.3. ZFC и FC намагниченности образцов $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{CoO}_3$ ($x = 0.15, 0.3$) в зависимости от температуры в поле $H = 100$ Э (а). Зависимости намагниченности образцов от величины внешнего магнитного поля при $T = 7$ К (б).

Мюонные исследования указывают на то, что переход в ферромагнитную фазу происходит в большей части образца с $x = 0.3$, но не во всем объеме. Эти данные также подтверждают отсутствие дальнего магнитного порядка для образца с $x = 0.15$ и показывают, что ближнее магнитное упорядочение происходит только в части образца (рис.4).

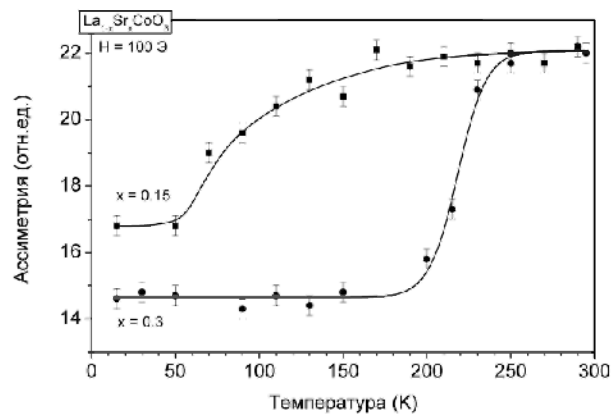


Рис.4. Зависимость мюонной прецессии от температуры при $H = 100$ Э

Скорее всего, твердые растворы $\text{LaCo}_{1-x}\text{Mn}_x\text{O}_3$ не являются однородными объектами и состоят из разных магнитных фаз. Двухфазное состояние обусловлено наличием обогащенных (ферромагнитных) и обедненных (подобных LaCoO_3) ионами Sr^{2+} областей.

Таким образом, все эти данные находятся в соответствии с моделью концентрационного фазового расслоения в кобальтатах со структурой перовскита. Наиболее вероятная причина фазового расслоения – локальные флуктуации химического состава.

Литература

1. M. Imada, A. Fujimori, Y. Tokura, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 1039 (1998).
2. R. Caciuffo, D. Rinaldi, G. Barucca, J. Mira, J. Rivas, M.A. Señaris-Rodríguez, P.G. Radaelli, D. Fiorani and J. B. Goodenough, *Phys Rev. B* **59**, 1068 (1999).
3. M.A. Senaris - Rodríguez, J.B. Goodenough, *J. Solid.State Chem.* **118**, 323 (1995).
4. J.L. Rodríguez-Carvajal, *Physica B* **55**, 192 (1992).

ПРОГРАММНЫЙ ПРОДУКТ ДЛЯ АНАЛИЗА ПРОФИЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

Селиванов А.Г.¹, Прокошин П.В.²

¹*Белорусский национальный технический университет*

²*НИУ Международный лазерный центр*

Пр. Ф.Скорины, 65, 220027, г. Минск, Беларусь,

E-mail: selivandr@tut.by

В настоящее время, при возрастающих темпах развития науки и техники, возникает острая необходимость использования средств вычислительной техники для решения широкого спектра задач. В сочетании с соответствующим программным обеспечением, компьютер является мощным средством, позволяющим значительно упростить решаемые инженерами и учеными задачи в плане проведения математических расчетов, разработке конструкторской документации, моделировании и оптимизации процессов, обработке экспериментальных результатов и т. п.

Нами создан программный продукт, предназначенный для анализа профиля лазерного пучка. Программа обрабатывает данные полученные при помощи ПЗС матриц. Результатом работы программы являются положение центра, стандартные отклонения и поперечные размеры пучка в X и Y направлениях. В этой версии использованы новые алгоритмы обработки данных.

Программа написана на языке Turbo Pascal в среде программирования Delphi. Она была создана для удовлетворения некоторых нужд текущих исследований НИУ Международный Лазерный Центр.

На данном этапе в программу входит поддержка обработки результатов снятых при помощи ПЗС-матрицы размером 760×290 , которые представляются в виде числовых таблиц ASCII кода. Однако нами написан программный код, который предусматривает работу с матрицами любых (определенных пользователем) размеров (чтобы не усложнять программу, пока эта функция отключена). Для того чтобы получить величину M^2 -фактора или диаметра пучка с подходящей точностью приходится проводить примерно от 60 до 170 измерений. Дальнейшая обработка таких объемов данных в математических пакетах связана с различными трудностями. По этим причинам и была написана эта программа. Она не требует процедуры инсталляции и не загружает оперативную память и процессор, как различные расчетные программы.

Интерфейс программы прост и понятен для пользователя (рис. 1).

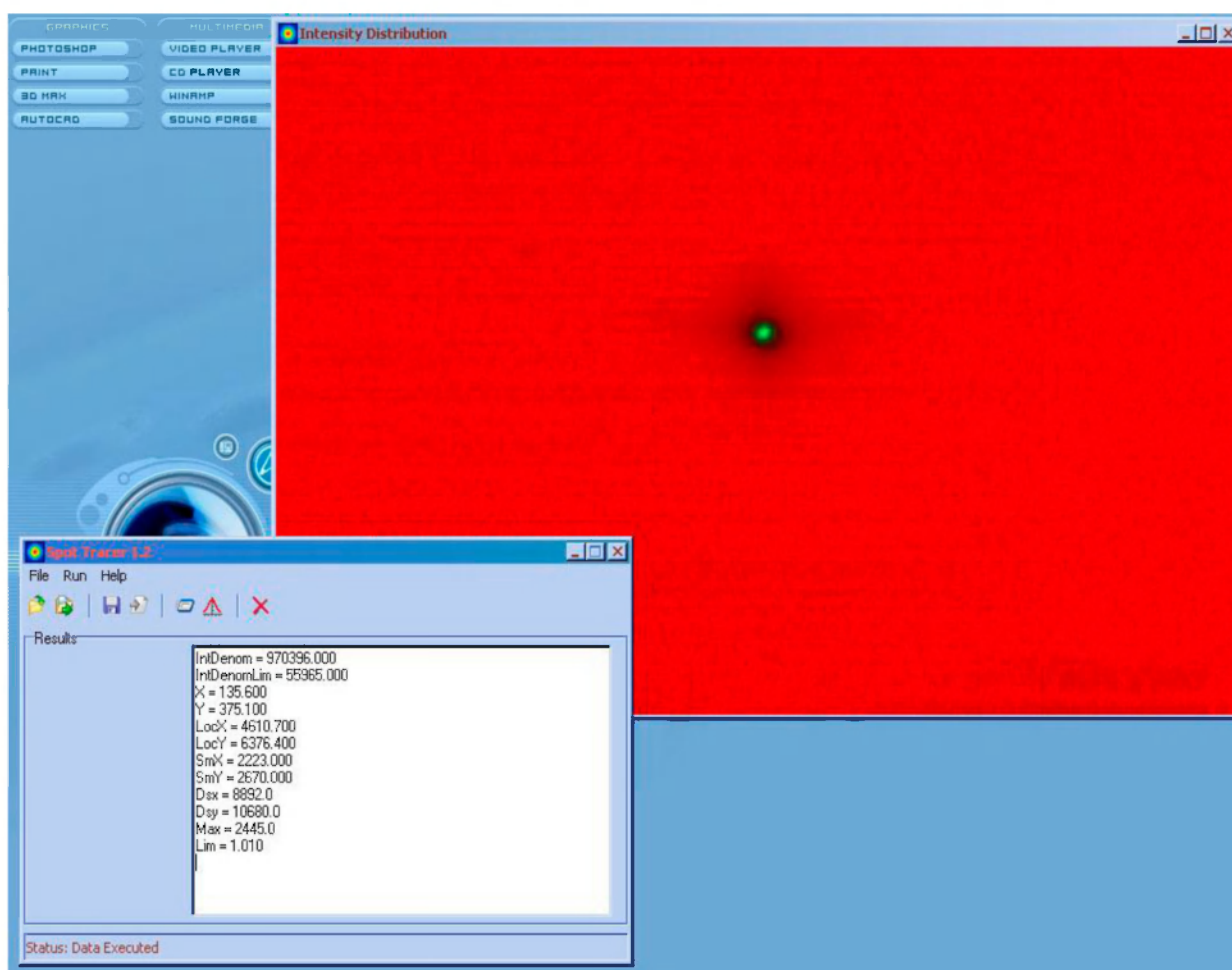


Рис. 1. Внешний вид программы и пространственное распределение излучения пикосекундного лазера на $\text{Nd}^{3+}:\text{YAlO}_3$ снятое при помощи ПЗС-матрицы.

Для правильного расчета предусмотрен учет фонового сигнала матрицы. Для этого просто необходимо открыть в любой последовательности массив сигнала распределения и фоновый сигнал. После чего программа выполнит вычитание. Для того чтобы и далее не вносить погрешности в расчеты, сигналы не являющиеся распределением не должны учитываться. Достаточно обработать данные, которые составляют, как описано в [1], не менее 99% от общей энергии падающей на матрицу.

Код программы предусматривает статистическую обработку двумерного массива данных по алгоритмам, основанным на формулах из [2]. Перед обработкой происходит обнуление значений ячеек, величина сигнала которых превышает величину 1% от общей энергии падающей на матрицу. Тем самым в статистический анализ не вовлекаются

хвосты распределения, которые дают довольно большую ошибку при определении математических ожиданий, среднеквадратических отклонений. Как следствие этого точность определения параметров пучка возрастает. Среднее время обработки массива размерностью 290×760 – 2 с.

Чтобы не загружать память компьютера статическими массивами, программа предусматривает работу с динамическими данными, которые загружают память, по мере надобности и уничтожаются, когда процедуры обработки закончены. Для обработки фонового сигнала и сигнала распределения излучения используется одна область памяти.

В программе есть функция записи результатов вычислений в файлы для дальнейшей обработки, в частности для дальнейшего расчета M^2 -фактора, и хранения.

Современные программные вычислительные комплексы обладают некоторыми недостатками при работе с большими объемами данных. В частности они не позволяют работать с матрицами таких больших размерностей, которые необходимы при анализе профиля излучения, а если и позволяют, то вычисления становятся трудоемкими и для их реализации требуются более мощные компьютеры. Выход из сложившейся ситуации можно найти, если воспользоваться возможностями современных систем RAD (Rapid Application Development).

Мы продолжаем работу над программой. В ближайшее время в программе появится справочная система. Планируется создать более широкие возможности для работы с графикой. На данный момент нами пишется код обработки полученных данных для дальнейшего вычисления M^2 -фактора сразу после обработки нескольких массивов полученных в области фокуса по методике описанной в [1].

Литература

1. International standard ISO 11146, Lasers and laser-related equipment - Test methods for laser beam parameters - Beam widths, divergence angle and beam propagation factor, 01.06.1999
2. И. Н. Бронштейн, К. А. Семендяев, Справочник по математике для инженеров и учащихся ВТУЗов, Лейпциг – Москва, 1981.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА УСИЛЕНИЯ В ЛАЗЕРНОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ INGAN/GAN СО МНОЖЕСТВЕННЫМИ КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ, ВЫРАЩЕННОЙ НА КРЕМНИЕВОЙ ПОДЛОЖКЕ

А. В. Данильчик¹, В. З. Зубелевич¹, А. В. Андриевский¹, У. Дикме²

¹*Институт физики НАНБ, Ф. Скорины, 68, 220072, Минск, Беларусь*

Tel 2-84-04-19, lutsenko@dragon.bas-net.by

²*Institute für Theoretische Electrotechnik, Aachen, Germany*

Квантоворазмерные InGaN/GaN гетероструктуры являются перспективными для создания однокристалльных оптоэлектронных и лазерных устройств для ультрафиолетовой - зеленой области спектра. В четыре раза большая теплопроводность по сравнению с сапфировыми подложками, малая стоимость и большие размеры кремниевых подложек, отсутствие необходимости в ионно-лучевом травлении, с целью формирования контакта к слою n-проводимости и формированию зеркал резонатора, применение традиционных технологий электронной промышленности при производстве продукции. Все это делает лазеры на кремниевых подложках крайне перспективными и позволяет кардинально снизить себестоимость полупроводниковых лазеров.

Определение внутренних лазерных параметров таких устройств, является актуальной задачей. Измерение коэффициентов усиления при малых уровнях оптического возбуждения позволяет оценить плотность мощности просветления и поведение усиления от плотности мощности накачки.

Исследовалась InGaN/GaN лазерная структура с МКЯ, выращенная методом MOVPE в реакторе фирмы AIXTRON на подложке кремния (111). Генерация наблюдалась вблизи $\lambda=450$ нм, при оптическом возбуждении полоской излучения N₂ лазера ($\lambda_{\text{возб}}=337$ нм). Спектры усиления получены методом варьирования длины возбуждающей полоски (Variable Striae Method - VSL). Световой сигнал с помощью оптоволокна поступал на вход монохроматора с ПЗС матрицей.

Суть VSL заключается в измерении спектров излучения при возбуждении образца тонкой полоской различной длины (L_1, L_2). При этом регистрация излучения происходит с торца образца, а длина полоски должна быть достаточно короткой, чтобы не начали проявляться эффекты насыщения усиления. Как показано в [1], насыщение в InGaN/GaN

квантоворазмерных гетероструктурах, выращенных на сапфире, наблюдается при длинах полосы более 400 мкм.

При прохождении излучения через усиливающую среду его интенсивность описывается выражением [1,2,3]:

$$I_1 = \frac{I_{спонт} \cdot A}{g} \cdot (\exp(g \cdot l) - 1), \quad (1)$$

где g – коэффициент усиления, $I_{спонт}$ – скорость спонтанного излучения на единицу объема, A – площадь поперечного сечения возбужденного объема, l – длина полосы возбуждения. В таком случае, отношение интенсивностей, измеренных при различных длинах полосок, запишется в виде:

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{\exp(g \cdot L_2) - 1}{\exp(g \cdot L_1) - 1}. \quad (2)$$

В общем случае это уравнение можно решить численными методами, однако если $L_1 = L_2/2 = L$, то получаем:

$$g = \frac{1}{L} \cdot \ln\left(\frac{I_2}{I_1} - 1\right). \quad (3)$$

В данной работе были внесены некоторые изменения в методику измерений. Было учтено спектрально-угловое распределение генерации (рис 1). Видно, что максимумы интенсивности расположены под углом примерно в 30-40 градусов относительно плоскости гетероструктуры. Это явилось следствием того, что исследуемая структура обладает несимметричным волноводом и генерация происходит на модах высоких порядков, обеспечивающих большой коэффициент усиления. По этому измерение спектров усиления производилось при повороте регистрирующей системы на угол 30 – 40°.

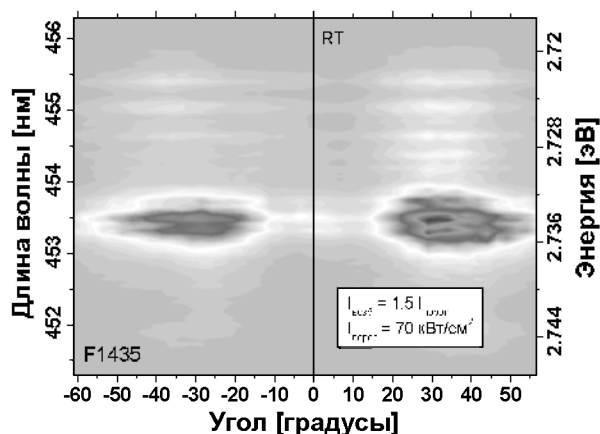


Рис. 1. Спектрально-угловые характеристики InGaN/GaN лазерных гетероструктур.

Точность определения нулевой точки отсчета для возбуждающей полосы существенно уменьшает точность метода. По этому, за нулевую точку выбиралось положение заслонки, при котором уже наблюдалось очень слабое излучение. Затем из интенсивностей в точках L и $2L$ вычиталась интенсивность в “нуле” и спектр усиления рассчитывался по формуле (3). В обоснованности такого подхода можно убедиться ниже:

$$I_0 = \frac{I_{\text{интенс}} \cdot A}{g} \cdot (\exp(g \cdot L_0) - 1), \quad (4)$$

$$I_2^* = I_2 - I_0, \quad I_1^* = I_1 - I_0, \quad (5)$$

$$\frac{I_2^*}{I_1^*} = \frac{\exp(g \cdot (L_2 + L_0)) - 1 - \exp(g \cdot L_0) + 1}{\exp(g \cdot (L_1 + L_0)) - 1 - \exp(g \cdot L_0) + 1}, \quad (6)$$

$$\frac{I_2^*}{I_1^*} = \frac{\exp(g \cdot L_2) - 1}{\exp(g \cdot L_1) - 1} \cdot \frac{\exp(g \cdot L_0)}{\exp(g \cdot L_0)}, \quad (7)$$

Тогда, при $L_1 = L_2/2 = L$ приходим к формуле:

$$g = \frac{1}{L} \cdot \ln\left(\frac{I_2^*}{I_1^*} - 1\right) \quad (8),$$

аналогичной формуле (3) с помощью которой и проводился расчет спектра усиления.

Как правило, при измерении коэффициента усиления методом VSL не учитываются геометрические параметры эксперимента. Для выяснения влияния геометрии опыта на получаемые в эксперименте результаты было проведено математическое моделирование.

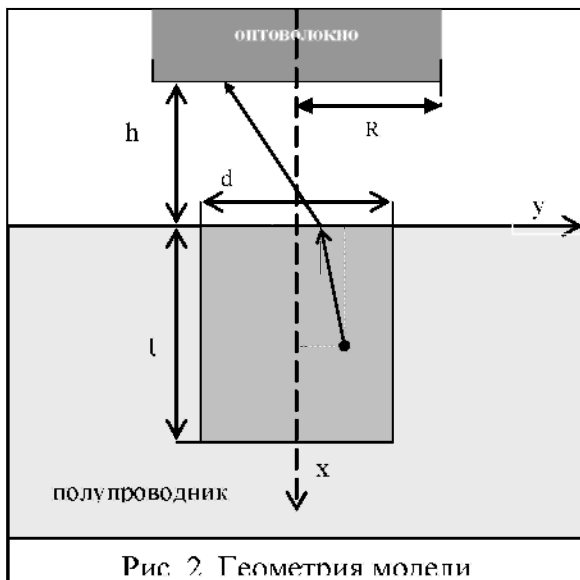


Рис. 2. Геометрия модели

Рассматривалась полуплоскость, на которой была выделена полоска ширины d и длины l (рис. 2). При прохождении через вещество полоски свет усиливался по закону $dI = I g_0 ds$ (9), где I - интенсивность, g_0 - коэффициент усиления, ds - пройденный светом путь; а свет проходящий вне полоски ослаблялся по закону $dI = -I \rho ds$ (10), где ρ - коэффициент поглощения.

Вся полоска разбивалась на прямоугольники Δx , Δy . Каждый прямоугольник излучал свет с интенсивностью I_0 по всем направлениям в плоском угле 2π . Перед полоской на расстоянии h ставилось оптоволокно радиуса R , при помощи которого

собиралось излучение. Зависимость измеряемой интенсивности излучения от длины полоски определялась интегралом

$$J(l) = \int_0^l dx \int_{-d/2}^{d/2} dy \int_{\psi_{0l}}^{\psi_{0r}} I(x, y, \varphi) d\varphi \quad (11),$$

который вычислялся численно. Полученные значения интенсивности для длин полоски l и $2l$ (длина полоски при этом варьировалась) пересчитывались по формуле (4) и находилась экспериментально измеряемый коэффициент усиления g для теоретически заданного коэффициента усиления g_0 . Далее, для коррекции и восстановления истинных значений коэффициента усиления рассчитывалось отношение g/g_0 для различных значений коэффициента усиления g и поглощения ρ . Из аппроксимации полученной зависимости полиномом, была сформирована поправочная функция $\eta(g_0, \rho) = g(g_0, \rho) / g_0$ — пересчетный множитель для экспериментальных данных. Поправочный коэффициент изменялся 1.15 до 1.35 в зависимости от величины усиления $50 - 10 \text{ см}^{-1}$ и слабо зависел от длины полоски.

На рисунке 3 приведены спектры фотолюминесценции InGaN/GaN лазера при двух длинах полоски (80 и 160 $\mu\text{м}$). Длины полоски выбирались таким образом, чтобы не наблюдалось эффектов насыщения усиления. Спектры снимались при различной плотности мощности возбуждения.

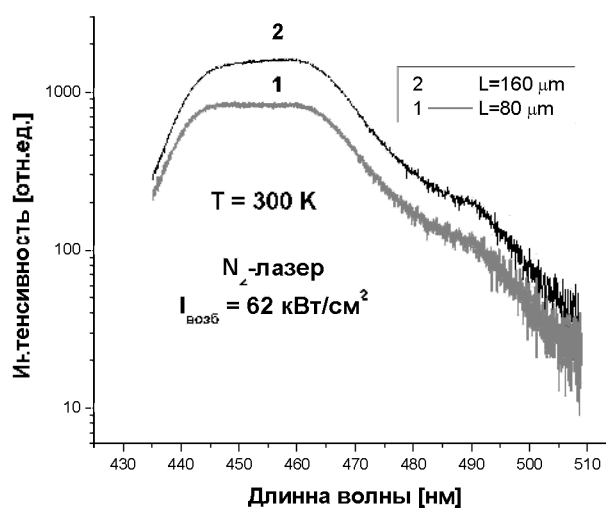


Рис.3. Спектры фотолюминесценции InGaN/GaN лазерных структур при различных длинах полоски

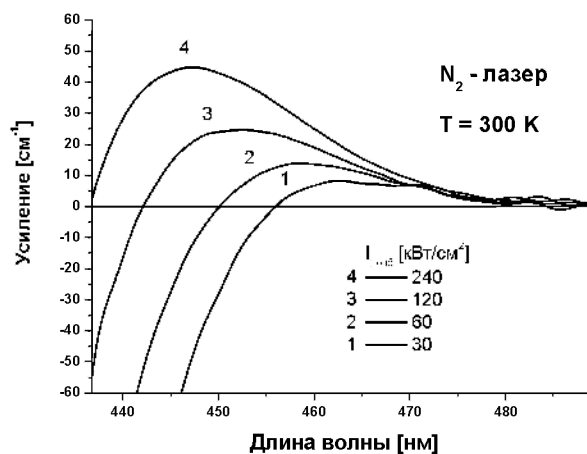


Рис.4. Спектры усиления InGaN/GaN лазерных структур при различных уровнях накачки

На рисунке 4 показаны спектры усиления активной области InGaN/GaN лазера, в зависимости от плотности мощности оптического возбуждения с учетом пересчетного

множителя $\eta(g_0, \rho)$. Из рисунка видно, что коэффициент усиления увеличивается с увеличением плотности мощности возбуждения и его максимум смещается в коротковолновую область спектра. На рис. 5 приведена зависимость $g(I)$. В предположении, что внутренние потери малы зависимость усиления от плотности мощности накачки можно аппроксимировать выражением $g=g_0 \ln(I/I_{\text{прозр}})$ [4]. При этом, значение плотности мощности возбуждения для порога прозрачности составляет величину $I_{\text{прозр}} = 12.7 \text{ кВт/см}^2$, а характеристическое усиление - $g_0 = 13.54 \text{ см}^{-1}$.

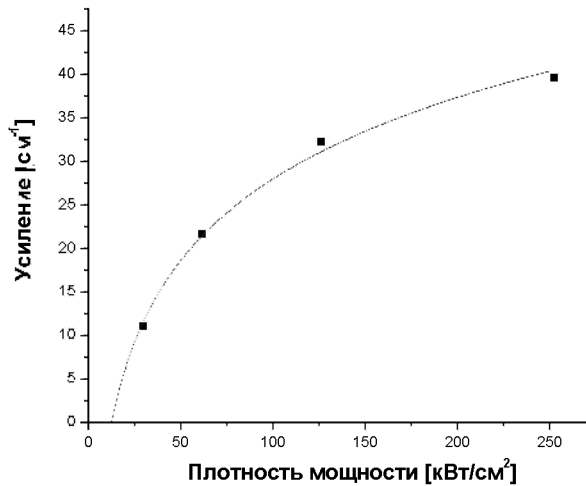


Рис. 5. Зависимость усиления от плотности мощности накачки.

Таким образом, предложен усовершенствованный метод варьирования длины возбуждающей полоски для измерения спектров усиления, исключая ошибки связанные с неточностью определения нулевой точки отсчета и геометрией опыта. Определена величина характеристического усиления (13.5 см^{-1}) InGaN/GaN квантоворазмерных гетероструктур, выращенных на кремнии.

Литература

1. M. Vehse, J. Meinertz, O. Lange, P. Michler, J. Gutowski, S. Bader, A. Lell, and Harle, Phys. stat. sol. (c) No. 1, 43 (2002).
2. Y. Kimura, A. Ito, M. Miyachi, H. Takahashi, A. Watanabe, H. Ota, N. Ito, T. Tanabe, M. Sonobe, and K. Chikuma, Jpn. J. Appl. Phys. Vol. 40 (2001) pp. L1103 – L1106.
3. A. Hangleiter, G. Frankowsky, V. Harle, F. Scholz, Materials Science and Engineering B43 (1997) 201 - 206
4. A. C. Arabe, M. P. Mack, M. Hansen, J. S. Speck, L. A. Coldren, S. P. DenBaars, G. A. Meyer, S. L. Lehew, G. A. Cooper, Applied Physics Letter Vol. 73, Num. 26, 1998.

КОЭФФИЦИЕНТ УСИЛЕНИЯ В ЛАЗЕРЕ НА CdSe КВАНТОВЫХ ДИСКАХ В ZnSe МАТРИЦЕ

А.Г. Войнилович¹, А.В. Данильчик¹, И.В. Седова², С.В. Сорокин², Н.П. Тарасюк³

¹ Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

³ Брестский государственный технический университет, Брест, Беларусь

Настоящая работа посвящена изучению усиления в полупроводниковых гетероструктурах с квантовыми дисками (точками) CdSe в качестве активного слоя. Эти квантоворазмерные объекты перспективны для создания на их основе низкопороговых полупроводниковых лазеров, работающих в зеленой области спектра

Исследуемый образец представляет собой сложную лазерную структуру, выращенную на подложке GaAs методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Энергетическая схема структуры представлена на рис. 1. Активная область состоит из трех слоев квантовых дисков CdSe в матрице ZnSe, выращенных на сверхрешетке ZnSSe/ZnSe. Четвертое соединение ZnMgSSe используется в качестве обкладок волновода.

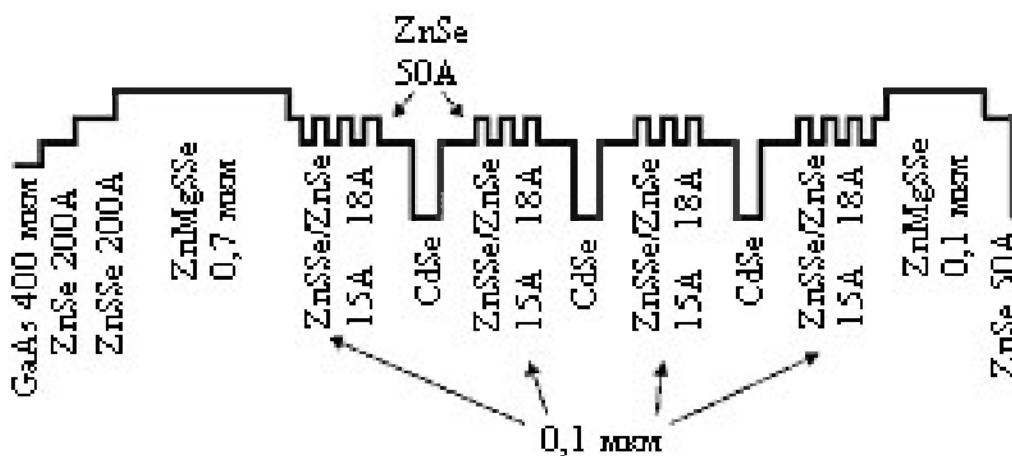


Рис. 1. Энергетическая схема лазерной гетероструктуры.

Оптическое усиление на длине волны лазерной генерации рассчитано методом варьирования длины полоски при оптическом возбуждении [1, 2]. Метод варьирования длины полоски был впервые предложен в 70-е гг. Шекли и Лехени для измерения спектров оптического усиления в полупроводниках [1]. Этот метод часто используется для изучения потенциальных лазерных материалов, т.е. позволяет установить сам факт отрицательного поглощения в материале. На его основе довольно просто рассчитывается спектр оптического усиления лазерных структур как в пороге генерации, так и в до-

пороговом режиме. Для проведения измерений не требуется предварительная подготовка образца. Суть метода состоит в измерении спектров усиленной люминесценции, возбуждаемой внешним источником (лазером), излучение которого фокусируется на поверхности исследуемого образца на его краю в виде узкой полоски переменной длины перпендикулярной этому краю (рис.2). Для варьирования длины возбуждающей полоски на краю образца используется передвижная задвижка. Сигнал усиленной люминесценции регистрируется с торца образца как функция длины полоски. При этом плотность потока излучения, падающего на образец, остается неизменной.

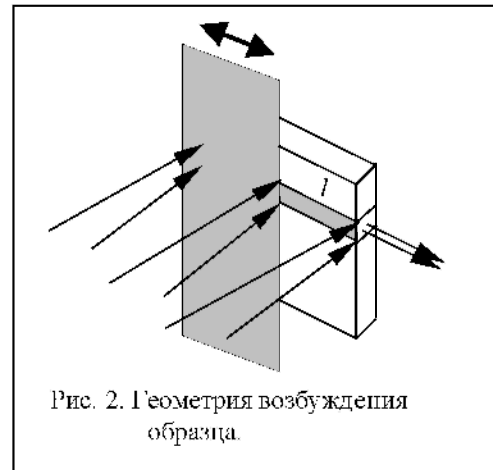


Рис. 2. Геометрия возбуждения образца.

Модель метода. Метод варьирования длины возбуждающей полоски базируется на модели одномерного однопроходного оптического усилителя. Активная среда усилителя представляется в виде узкого полубесконечного стержня поперечного сечения A . Источник накачки равномерно возбуждает часть стержня длины l , примыкающую к его торцу. Обозначим S – поток энергии, распространяющийся вдоль оси стержня, W_n – спектральная плотность мощности излучения, возникающего в стержне в результате спонтанных переходов, вызванных накачкой, ξ – доля спонтанного излучения, распространяющегося перпендикулярно торцам стержня, G – коэффициент усиления, неизменный вдоль всей длины l . Зависимость выходного потока энергии от длины возбуждающей полоски запишется следующим образом:

$$S_{\text{вых}}(l, \hbar\omega) = (1 - R) \cdot \xi \cdot W_n(\hbar\omega) \cdot \frac{A}{G(\hbar\omega)} \left(e^{G(\hbar\omega)l} - 1 \right), \quad (1)$$

где R – коэффициент отражения зеркал резонатора. Как видно из формулы, поток энергии на данной частоте увеличивается экспоненциально при увеличении длины возбуждающей полоски. Под усилением $G(\hbar\omega)$ в случае лазерной структуры, имеющей оптический волновод, следует понимать разность между модовым усилением и внутренними оптическими потерями: $G(\hbar\omega) = \Gamma g - \alpha$.

Существенные ограничения на применимость метода вносит явление насыщения усиления. С увеличением длины полоски увеличивается плотность энергии оптического излучения, распространяющегося в активной среде. Это приводит к уменьшению времени жизни неравновесных носителей заряда и уменьшению их концентрации. В результате коэффициент усиления активной среды уменьшается. Коэффициента усиления

ния сложным образом зависит от плотности энергии излучения и в общем случае не выражается в явном виде. Поэтому при проведении эксперимента обычно ограничиваются достаточно малыми длинами полосы, когда насыщения усиления несущественно.

Рассмотрим процедуру анализа экспериментальных данных, позволяющую найти коэффициент усиления на некоторой длине волны. Как следует из формулы (1) при малых длинах полосы ($Gl \ll 1$) зависимость интенсивности излучения от длины полосы носит линейный характер, не зависящий от усиления:

$$S_{\text{вых}}(l) = (1 - R) \cdot \xi \cdot W_n(\hbar\omega) \cdot A \cdot l \quad (2)$$

При достаточно большой длине полосы ($Gl \gg 1$) зависимость интенсивности излучения от длины полосы носит экспоненциальный характер:

$$S_{\text{вых}}(l) = (1 - R) \cdot \xi \cdot W_n(\hbar\omega) \cdot \frac{A}{G(\hbar\omega)} e^{G(\hbar\omega) \cdot l} \quad (3)$$

В этом случае натуральный логарифм от величины интенсивности выходного сигнала на определенной длине волны является линейной функцией длины полосы. Суммарное усиление G на данной длине волны определяется тангенсом угла наклона этой линейной зависимости. Однако при больших длинах полосы насыщение усиления приводит к замедлению скорости роста выходного потока излучения, и линейная зависимость логарифма интенсивности от длины полосы нарушается.

Экспериментальная установка. Возбуждение образца осуществлялось излучением азотного лазера на длине волны 337,1 нм. С помощью оптической системы, включающей цилиндрическую линзу, лазерный пучок фокусировался в виде узкой полосы на поверхности исследуемого образца. Сигнал усиленной люминесценции с торца образца передавался оптоволоком на вход полихроматора. На выходе полихроматора излучение непосредственно попадало на детектор – ПЗС линейку. Электрический сигнал с выхода ПЗС линейки передавался в компьютер. Специальная программа использовалась для обработки поступающих с детектора данных.

Экспериментальные результаты. Перед проведением измерений методом полосы был определен порог лазерной генерации образца. Пороговая плотность мощности возбуждающего излучения составила 20 кВт/см², а длина волны генерации 529 нм. Измерение спектров усиленной люминесценции проводилось при мощности накачки вблизи порога генерации. На рис. 3 представлены спектры усиленной люминесценции с торца образца для различных длин возбуждающей полосы в диапазоне от 8 до 136 мкм.

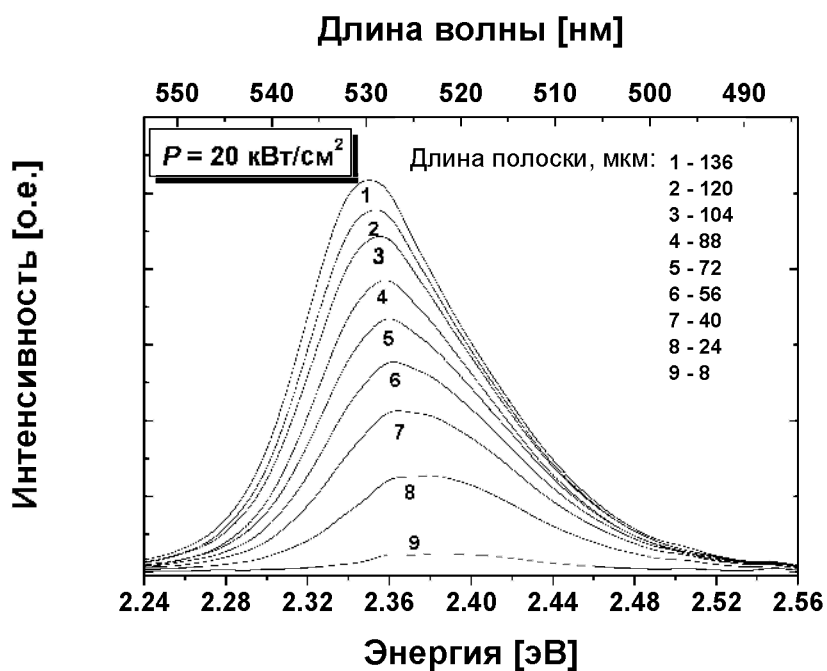


Рис. 3. Спектры усиленной люминесценции квантовых дисков CdSe в ZnSe матрице при различных длинах полоски.

Для определения усиления на длине волны генерации необходимо построить график зависимости логарифма интенсивности усиленной люминесценции на этой длине волны от длины возбуждающей полоски. Эта зависимость приведена на рис. 4.

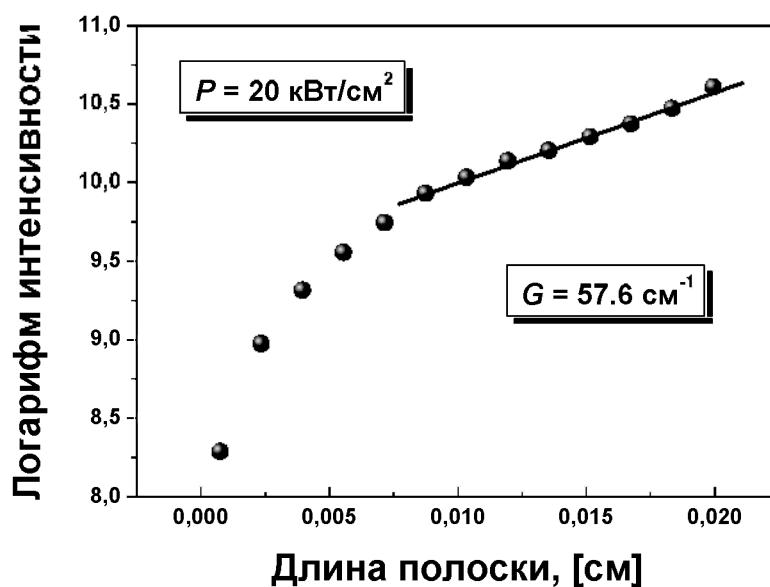


Рис. 4. Зависимость логарифма интенсивности усиленной люминесценции квантовых дисков CdSe в ZnSe матрице на длине волны генерации вблизи порога генерации.

По тангенсу угла наклона прямой, аппроксимирующий линейный участок зависимости логарифма интенсивности усиленной люминесценции от длины возбуждающей полосы, определено результирующее усиление на длине волны генерации $\Gamma g - \alpha_i = 57,6 \text{ см}^{-1}$.

Расчеты распределения электромагнитного поля внутри гетероструктуры в приближении плоских волн матричным методом показали, что внутренние оптические потери составляют величину не менее 2 см^{-1} (поглощение в подложке), а фактор оптического ограничения квантовых дисков CdSe в ZnSe матрице порядка 0,035.

Таким образом, величина материального усиления квантовых дисков CdSe в ZnSe матрице для исследуемых лазеров в пороге генерации не менее 1700 см^{-1} . Столь высокое материальное усиление в квантовых дисках CdSe в ZnSe матрице свидетельствует о больших потенциальных возможностях для создания на основе этих активных сред низкопороговых лазеров, работающих в зеленой области спектра.

Литература

1. *Shaklee K.L., Nahory R.E., Leheny R.F.* Optical gain in semiconductors // J. of Luminescence. 1973. Vol. 7. P. 284-309.
2. Optical gain and optical internal loss of GaN-based laser diodes measured by variable stripe length method with laser processing / Y. Kimura, A. Ito, M. Miyachi et al. // Jpn. J. Appl. Phys. 2001. Vol. 40. P. L1103-L1106.

ОПТИМИЗАЦИЯ ВОЛНОВОДНОЙ СТРУКТУРЫ ОПТИЧЕСКИ НАКАЧИВАЕМЫХ ЛАЗЕРОВ НА CdSe.

Н.П. Тарасюк

*Брестский государственный технический университет
Московская, 267, Брест, 224017, Беларусь, tel: (0162) 42-26-43,
fax: (0162) 42-21-27, e-mail: nptarasuk@bstu.by.*

Применение полупроводниковых лазеров в зеленой области спектра является актуальной задачей оптоэлектроники. Одно из их возможных применений - информационные линии короткой протяженности на пластиковых световодах. Лазеры на основе соединений A^2B^6 быстро деградируют за счет генерации собственных дефектов электрическим током. Создание InGaN/GaN лазеров, излучающих в зеленой области спектра, сопровождается большими трудностями вследствие неоднородности кластеризации индия. Одним из выходов из данной ситуации является оптическая накачка лазерами InGaN/GaN лазерных структур на основе CdSe [1]. В связи с этим, приобретает актуальность задача оптимизации волноводных структур A^2B^6 лазеров, использующих CdSe вставки в ZnSe матрице.

В данной работе на основе матричного метода решения волнового уравнения рассчитаны фактор оптического ограничения в активном слое CdSe и поглощение в подложке. На этой основе определены оптимальные параметры лазерных структур.

Для расчета волноводных параметров гетероструктур использовалась многослойная модель [2,3]. Вычисления проведены в приближении плоских волн для случая ТЕ-мод. Амплитуда напряженности электрического вектора ϵ_j ТЕ-волны удовлетворяет волновому уравнению:

$$\frac{\partial^2 \epsilon_j(x)}{\partial x^2} - (\beta^2 - k_0^2 n_j^2) \epsilon_j(x) = 0,$$

где $\beta = \beta_{re} + \beta_{im}$ - проекция волнового вектора на плоскость гетероструктуры, $n = n + ik$ - комплексный показатель преломления j-слоя. При $k > 0$ происходит усиление, а при $k < 0$ - поглощение.

Для нахождения β использовался алгоритм скоростного спуска [2].

Далее, по известной β определялся фактор оптического ограничения [4]:

$$\Gamma = \frac{\sum_{i=1}^N \int_{x_{ai}}^{x_{bi}} E^2(x) dx}{\int_{-\infty}^{\infty} E^2(x) dx},$$

где $[x_{ai}, x_{bi}]$ – координаты i -го квантоворазмерного слоя CdSe.

Рассчитывались структуры с одной, тремя и пятью CdSe вставками. На рисунке 1 представлена структура с одной CdSe вставкой.

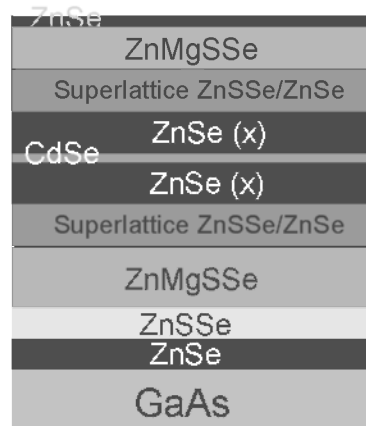


Рис. 1. Квантоворазмерная гетероструктура с одной CdSe вставкой.

Расчет проводился для толщин нижнего обкладочного слоя ZnMgSSe 0.7 мкм и 1 мкм. При этом вычислялся фактор оптического ограничения в зависимости от толщины слоев ZnSe матрицы. Результат расчета приведен на рисунке 2.

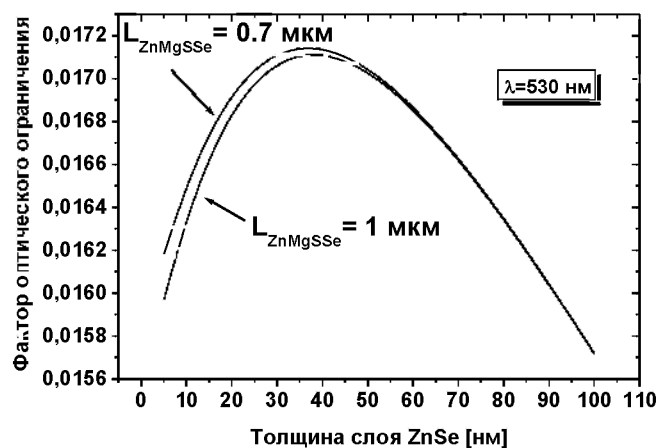


Рис. 2. Зависимость фактора оптического ограничения от толщины слоев ZnSe матрицы.

Также рассчитывались доля энергии, локализованной в подложке и поглощение в ней собственного лазерного излучения, что является одним из факторов, определяющих внутренние лазерные потери. Расчеты проводились для толщин нижнего обкладочного слоя ZnMgSSe 0.7 мкм и 1 мкм как функция от толщины слоев ZnSe матрицы (рисунок 3).

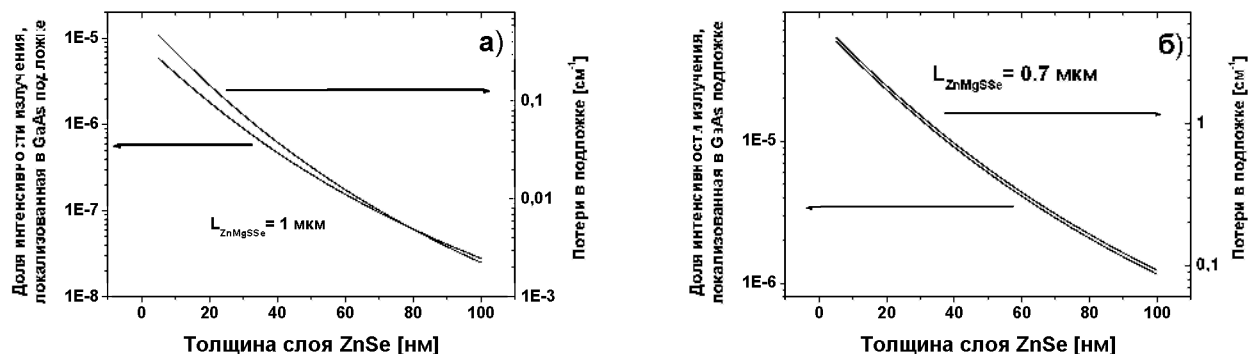


Рис. 3. Зависимости доли интенсивности излучения, локализованной в GaAs подложке, и потери на поглощение в подложке от толщины слоев ZnSe матрицы для толщин нижнего обкладочного слоя ZnMgSSe 1 мкм а) и 0.7 мкм б).

Из рисунков 2 и 3 видно, что увеличение толщины слоя четверного соединения в несимметричном волноводе от 0.7 мкм до 1 мкм позволяет при небольшом уменьшении фактора оптического ограничения (от 0.01715 до 0.01711) существенно понизить потери в подложке. При толщинах слоев ZnSe матрицы равном 40 нм, для которых фактор оптического ограничения максимален, потери в подложке уменьшаются на два порядка с 4 см^{-1} до 0.038 см^{-1} .

Наличие сверхрешетки ухудшает условия диффузии неравновесных носителей заряда к активной области CdSe вставок. Для улучшения условий диффузии предлагается использование лазерной структуры с несимметричным волноводом (рисунок 4).

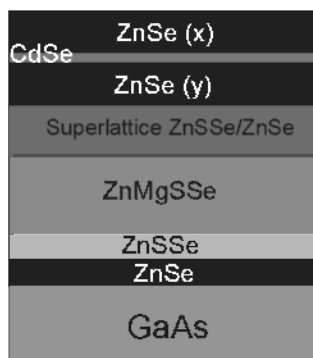


Рис. 4. Квантоворазмерная гетероструктура с несимметричным волноводом, содержащая одну вставку CdSe.

Значения фактора оптического ограничения в зависимости от толщин слоев ZnSe матрицы в виде двухмерного графика плотности представлен на рисунке 5.

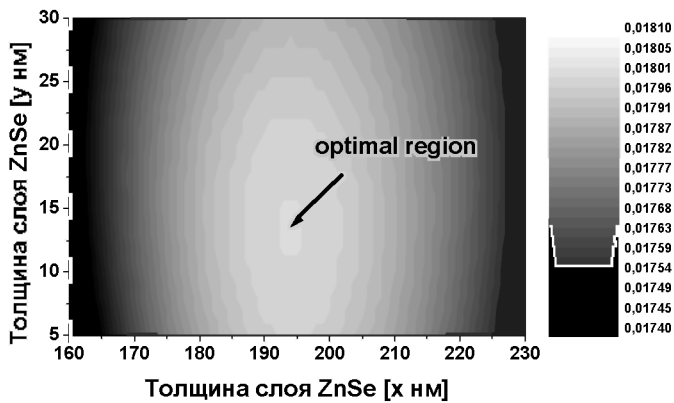


Рис. 5. Зависимость фактора оптического ограничения от толщин слоев ZnSe.

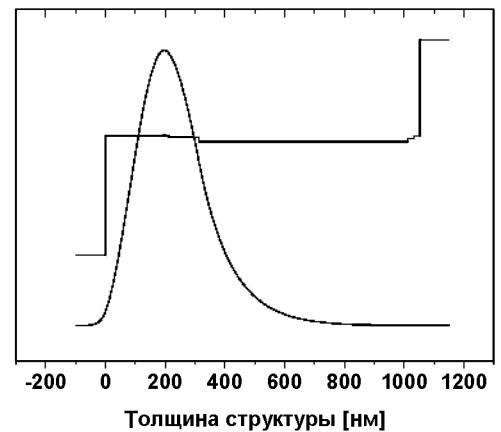


Рис. 6. Распределение интенсивности и профиль показателя преломления.

Как видно из рисунка 5 фактор оптического ограничения будет максимален при верхнем слое ZnSe матрицы (порядка 190-200 нм) и тонком слое ZnSe под вставками (порядка 10-15 нм). Причем у несимметричного волновода фактор оптического ограничения (0.0181) больше, чем у симметричного (0.0171 (рисунок 2)) На рисунке 6 изображены распределение интенсивности и профиль показателя преломления при оптимальных размерах гетероструктуры.

Также были проведены расчеты для несимметричного волновода с тремя и пятью CdSe вставками. Вид структур представлен на рисунках 7 и 8. Вычислялась зависимость фактора оптического ограничения от толщины покровного слоя ZnSe для значений толщин слоев ZnSe матрицы вокруг вставок CdSe 5, 10 и 20 нм. Результаты приведены на рисунке 9 и 10.

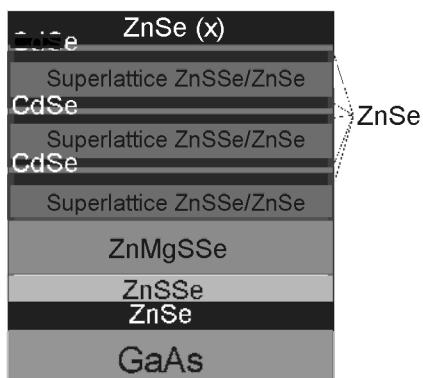


Рис. 7. Квантоворазмерная гетероструктура, содержащая 3 вставки CdSe.

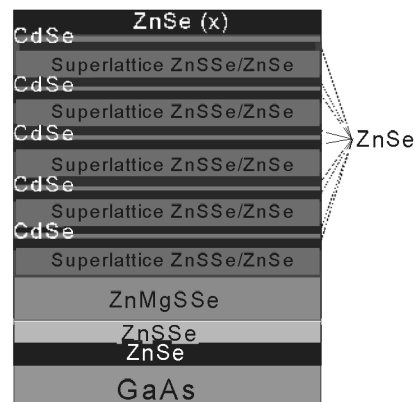


Рис. 8. Квантоворазмерная гетероструктура, содержащая 5 вставок CdSe.

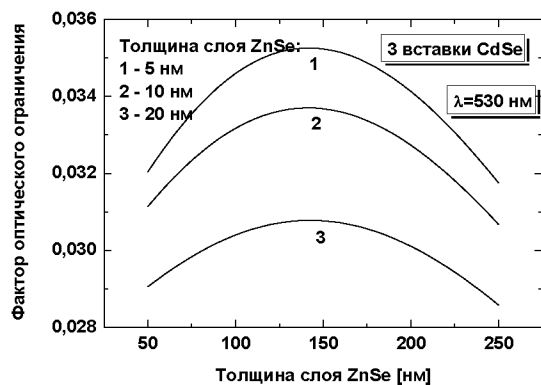


Рис. 9. Зависимость фактора оптического ограничения лазерной гетероструктуры с 3 вставками CdSe от толщины покровного слоя ZnSe.

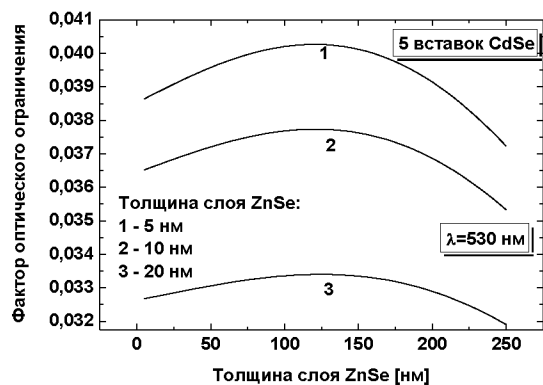


Рис. 10. Зависимость фактора оптического ограничения лазерной гетероструктуры с 5 вставками от толщины покровного слоя ZnSe.

На рисунках 9 и 10 видно, что увеличение толщины слоев ZnSe матрицы от 5 нм до 20 нм приводит к уменьшению фактора оптического ограничения. Таким образом использование слоев ZnSe матрицы толщиной 5 нм оправдано в гетероструктурах с множественными вставками CdSe. Показано, что при этих размерах слоев ZnSe матрицы максимальное значение фактора оптического будет при толщине покровного слоя ZnSe 140 нм для трех вставок CdSe (0.035) и 120 нм для пяти вставок CdSe (0.04).

Предложено применение несимметричного волновода для оптически накачиваемых лазеров с активной областью из ZnSe матрицы с CdSe вставками. Показано, что применение несимметричного волновода приводит к повышению фактора оптического ограничения, а так же улучшает условия диффузии неравновесных носителей заряда к активной области.

Литература

1. I.V. Sedova, S.V. Sorokin, A.A. Toropov, V.A. Kaygorodov, S.V. Ivanov, P.S. Kop'ev, E.V. Lutsenko, V.N. Pavlovskii, V.Z. Zubialevich, A.L. Gurskii, G.P. Yablonskii, Y. Dikme, H. Kalisch, A. Szymakowski, R.H. Jansen, B. Schineller and M. Heuken, Phys. Stat. Sol. (c), **1** (4), 1030 (2004).
2. M. J. Bergmann and H. C. Casey, Jr. J. Appl. Phys. **84**, 1196 (1998).
3. Н. П. Тарасюк, А. А. Гладышук, Е. В. Луценко. Вестник Брестского государственного технического университета **5**, 8 (2002).
4. М. Адамс. Введение в теорию оптических волноводов. Москва, 1984.

ДИНАМИКА СИГНАЛОВ ОДНОИМПУЛЬСНОГО ЭХА В УСЛОВИЯХ ЗЕЕМАНОВСКОГО ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ

В. С. Кузьмин¹, В. М. Колесенко²

¹Государственный международный экологический университет им. А.Д. Сахарова,
220009, Минск, ул. Долгобродская, 23

²Институт физики твердого тела и полупроводников НАН Беларуси, 220072, Минск,
ул. П. Бровки, 17, kuzmin@iftp.bas-net.by

Известно, что после нерезонансного возбуждения неоднородно уширенной двухуровневой спиновой системы радиочастотным (РЧ) импульсом длительностью τ в сигнале свободной прецессии (ССП) формируется один сигнал ядерного одноимпульсного эхо (ОЭ) в момент времени $t \approx 2\tau$. В [1] показано, что в ферромагнитных материалах типа кобальта включение магнитного видеоимпульса (МВИ) длительностью τ_m во время действия такого РЧ импульса приводит к генерации кроме ОЭ дополнительного сигнала, названного в работе магнитным эхо (МЭ).

Качественное объяснение механизма формирования ОЭ и МЭ [1, 2] базировалось на представлении о том, что возбуждение одним РЧ импульсом, на фоне которого действует МВИ, эквивалентно воздействию многоимпульсной последовательности, где роль возбуждающих импульсов выполняют фронты и спады как РЧ импульса, так и МВИ. В таком представлении сигнал ОЭ формируется за счет действия на квантовую систему фронтов и спадов данного составного импульса, что равносильно воздействию совокупности импульсов. Однако теоретический и экспериментальный анализ [3] отклика после окончания нерезонансного РЧ импульса показал, что ОЭ в ядерных спиновых системах обусловлено нулевыми биениями, возникающими при суперпозиции колебаний намагниченности на переменных частотах и на частоте отстройки от резонанса. По нашему мнению, наблюдающуюся в [1] экспериментальную ситуацию вполне можно объяснить в рамках вышеописанной модели [3]. Решению этой задачи и посвящена настоящая работа.

Пусть на двухуровневую систему действует РЧ импульс длительностью τ , несущая частота которого отстроена от центральной частоты перехода ω_0 на величину отстройки δ_1 . На фоне РЧ импульса включается МВИ длительностью τ_m , амплитуда которого $H(t)$ изменяется по следующему закону

$$H(t) = \begin{cases} 0, & 0 < t < \tau_1; \\ H_m, & \tau_1 < t < \tau_1 + \tau_m; \\ 0, & \tau_1 + \tau_m < t < \tau; \end{cases} \quad (1)$$

где $\tau = \tau_1 + \tau_m + \tau_2$

Решая последовательно уравнения Блоха на всех этапах действия составного импульса и сшивая полученные решения, получим выражение для ССП, генерируемого после возбуждения двухуровневой системы. Из этого выражения следует, что ССП, формирующийся после действия составного импульса, описывается четырнадцатью слагаемыми, имеющими осцилляционный характер:

$$v(\Delta, t) = \sum_{i=1}^{14} v_i(\Delta, t) \equiv \sum_{i=1}^{14} v_i \quad (2)$$

$$v_1 = v_0 \frac{\omega_1^3 \delta \xi}{2\beta^4 \zeta^2} (\sin \varphi_1^{(-)} - \sin \varphi_1^{(+)}); \quad v_8 = -v_0 \frac{\omega_1 \delta \mu^{(-)} \Delta_1}{4\beta^3 \zeta^2} (\alpha^{(+)} \sin \varphi_8^{(-)} + \alpha^{(-)} \sin \varphi_8^{(+)});$$

$$v_2 = v_0 \frac{\omega_1 \delta \xi \Delta_1}{2\beta^3 \zeta^2} (\alpha^{(-)} \sin \varphi_2^{(-)} + \alpha^{(+)} \sin \varphi_2^{(+)}); \quad v_9 = -v_0 \frac{\omega_1 \delta \mu^{(+)} \Delta_1}{4\beta^3 \zeta^2} (\alpha^{(-)} \sin \varphi_9^{(-)} + \alpha^{(+)} \sin \varphi_9^{(+)});$$

$$v_3 = v_0 \frac{\omega_1^3 \delta^2}{4\beta^3 \zeta^2} (\alpha^{(-)} \sin \varphi_3^{(-)} + \alpha^{(+)} \sin \varphi_3^{(+)}); \quad v_{10} = -v_0 \frac{\omega_1 (\mu^{(-)})^2}{8\beta^3 \zeta^2} (\alpha^{(+)} \sin \varphi_{10}^{(-)} + \alpha^{(-)} \sin \varphi_{10}^{(+)});$$

$$v_4 = -v_0 \frac{\omega_1^3 \delta^2}{4\beta^3 \zeta^2} (\alpha^{(+)} \sin \varphi_4^{(-)} + \alpha^{(-)} \sin \varphi_4^{(+)});$$

$$v_{11} = v_0 \frac{\omega_1 (\mu^{(+)})^2}{8\beta^3 \zeta^2} (\alpha^{(-)} \sin \varphi_{11}^{(-)} + \alpha^{(+)} \sin \varphi_{11}^{(+)});$$

$$v_5 = v_0 \frac{\omega_1^3 \delta^2 \Delta_1}{2\beta^4 \zeta^2} (\sin \varphi_5^{(-)} - \sin \varphi_5^{(+)}); \quad v_{12} = -v_0 \frac{\omega_1^3 \delta^2}{8\beta^3 \zeta^2} (\alpha^{(-)} \sin \varphi_{12}^{(-)} + \alpha^{(+)} \sin \varphi_{12}^{(+)});$$

$$v_6 = v_0 \frac{\omega_1^3 \delta \mu^{(-)}}{4\beta^4 \zeta^2} (\sin \varphi_6^{(-)} - \sin \varphi_6^{(+)}); \quad v_{13} = v_0 \frac{\omega_1^3 \delta^2}{8\beta^3 \zeta^2} (\alpha^{(+)} \sin \varphi_{13}^{(-)} + \alpha^{(-)} \sin \varphi_{13}^{(+)});$$

$$v_7 = -v_0 \frac{\omega_1^3 \delta \mu^{(+)}}{4\beta^4 \zeta^2} (\sin \varphi_7^{(-)} - \sin \varphi_7^{(+)}); \quad v_{14} = -v_0 \frac{\omega_1 \xi^2 \Delta_1 \sin(\Delta_1 t)}{\beta^4 \zeta^2};$$

где $v(\Delta, t)$ – v -компонента отдельного спинового пакета неоднородно-уширенной линии; Δ – сдвиг его частоты от центральной частоты спектроскопического перехода ω_0 ; $\omega_1 = \eta \mathcal{H}_1$; η – коэффициент усиления электромагнитного поля; $\gamma \mathcal{H}_1$ – частота Раби¹, γ –

¹ В тексте статьи под частотой Раби понимается частота колебаний продольной намагниченности в двухуровневой квантовой системе во время действия внешнего переменного магнитного поля.

гиромагнитное отношение; H_1 - амплитуда РЧ импульса; t - время, отсчитываемое от момента окончания РЧ импульса; ν_0 - равновесное значение намагниченности ν - компоненты отдельного спинового пакета, $\beta = \sqrt{\omega_1^2 + \Delta_1^2}$, $\zeta = \sqrt{\omega_1^2 + \Delta_2^2}$, $\xi = \omega_1^2 + \Delta_1\Delta_2$, $\Delta_1 = \Delta + \delta_1$, $\Delta_2 = \Delta + \delta_2$, $\delta_2 = \delta_1 + \delta$ $\mu^{(\pm)} = \beta\zeta \pm \xi$, $\alpha^{(\pm)} = \frac{\beta \pm \Delta_1}{\beta}$, $\varphi_i^{(\pm)} = \beta\tau_i \pm \Delta_1 t$ ($i = \overline{1,4}$), $\varphi_i^{(\pm)} = \zeta\tau_m + \beta(\tau_i - \tau_m) \pm \Delta_1 t$ ($i = \overline{5,13}$); $\tau_{3,4} = \tau_1 \pm \tau_2$; $\tau_5 = \tau_m$, $\tau_{6,7} = \tau_m \mp \tau_1$; $\tau_{8,9} = \tau_m \mp \tau_2$; $\tau_{10,11} = \tau_m \mp \tau_3$; $\tau_{12,13} = \tau_m \mp \tau_4$.

Усредняя (2) по контуру неоднородно уширенной линии, получим аналитические выражения $\langle \nu_i(t) \rangle$ для слагаемых ССП с номерами $i = \overline{1, 14}$ [4]. Каждое из слагаемых $\langle \nu_i(t) \rangle, i = \overline{1, 13}$, вычисленных с помощью метода стационарной фазы, содержит функции, которые обнаруживают максимумы на интервале $[0; \tau)$. Поэтому в ССП на этом интервале может формироваться до тринадцати сигналов ОЭ, моменты генерации которых находятся по формулам:

$$t_{mi} = \frac{|\delta_1 \tau_i|}{\sqrt{\omega_1^2 + \delta_1^2}} \quad (i = \overline{1,4}); \quad t_{mi} = \left| \tau_m th \frac{\delta_1 + \delta}{\omega_1} + (\tau_i - \tau_m) th \frac{\delta_1}{\omega_1} \right|, \quad (i = \overline{5,13})$$

Слагаемое $\langle \nu_{14}(t) \rangle$, вычисленные нами с помощью теории вычетов, описывает осциллирующий спад ССП, формирующийся после окончания составного импульса, на фоне которого генерируются сигналы ОЭ.

Анализ показывает [4], что наиболее интенсивными сигналами являются $\langle \nu_i(t_m) \rangle$ с $i = \overline{1,2,7,9,11}$, амплитуды которых зависят от частоты Раби по квадратичному закону и пропорциональны величине зеемановского сдвига спектроскопической линии, обязанному действием МВИ. Мгновенные частоты Δ_i этих слагаемых приведены на рис.1а, на котором также показана величина отстройки δ_1 . При совпадении зависящих от времени частот колебаний намагниченности Δ_i с частотой отстройки δ_1 возникают нулевые биения, которые и являются причиной формирования сигналов ОЭ. Из рис.1б видно, что их моменты формирования определяются величиной проекции точки пересечения Δ_i с прямой δ_1 .

Зависимости амплитуд рассматриваемых сигналов ОЭ от величины зеемановского сдвига δ приведены на рис.2,а. Видно, что с увеличением δ наблюдается рост сигналов ОЭ, обусловленных совместным действием МВИ и РЧ импульса ($\langle \nu_i(t) \rangle, i = \overline{1,2,7,9}$), и

уменьшение амплитуды сигнала ОЭ, возникающего в результате действия одного РЧ импульса ($\langle v_{11}(t) \rangle$). Сигналы ОЭ, амплитуда которых растет с увеличением амплитуды МВИ, можно назвать сигналами МЭ. В частном случае, когда $\tau_1 = \tau_2$, $\tau_m \ll \tau_1, \tau_2$ либо $\tau_1, \tau_2 \ll \tau_m$ в результате совпадения моментов формирования сигналов МЭ друг с другом вместо пяти сигналов формируются только два сигнала, один из которых является МЭ, а другой — ОЭ. Увеличение амплитуды МВИ приводит к возрастанию МЭ и уменьшению амплитуды ОЭ. Такое поведение сигналов МЭ и ОЭ согласуется с экспериментальными данными, приведенными на рис. 2б, [1]. Для сравнения ССП, построенных на основе аналитических выражений (рис.3а), с экспериментальными данными, на рис.3б приведены осциллограммы ССП, генерирующихся в ферромагнитном кобальте [1]. Как видим, наблюдается хорошее согласие теоретических и экспериментальных данных.

Таким образом, с помощью аналитического расчета показано, что после окончания нерезонансного возбуждения двухуровневой неоднородно уширенной системы РЧ импульсом в условиях зеемановского переключения частоты спектроскопического перехода за счет действия МВИ на интервале $[0; \tau)$ в сигнале свободной прецессии формируется совокупность сигналов ядерных ОЭ. Природа формирования данных сигналов связана нулевыми биениями, возникающими при суперпозиции колебаний намагниченности на переменных частотах, зависящих от величины амплитуды МВИ, и на частотах отстройки РЧ импульса от резонанса за счет зеемановского сдвига [4].

Авторы выражают благодарность Белорусскому республиканскому фонду фундаментальных исследований за частичную финансовую поддержку данной работы (Ф04М-028) и Т.В. Смирновой за компьютерную обработку полученных результатов.

Литература

1. А.М. Akhalkatsi, G.L. Mamniashvili, T.I. Sanadze, Appl. Magn. Reson. **15**, 393 (1998).
2. В.П. Чекмарев, Г.И. Мамниашвили, ФММ **51**, 685 (1981).
3. В.С. Кузьмин, И.З. Рутковский, А.П. Сайко, А.Д. Тарасевич, Г.Г. Федорук, ЖЭТФ **97**, 880 (1990).
4. В.С. Кузьмин, В. М. Колесенко, ЖПС **71**, 15 (2004).

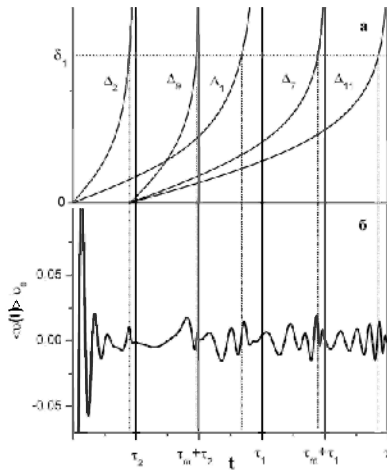


Рис 1. Временное поведение стационарных точек для слагаемых $\langle v_i(t) \rangle$, $i=1,2,7,9,11$ (а); многокомпонентная структура ССП (б).

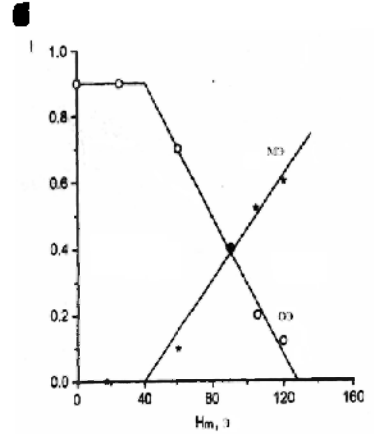
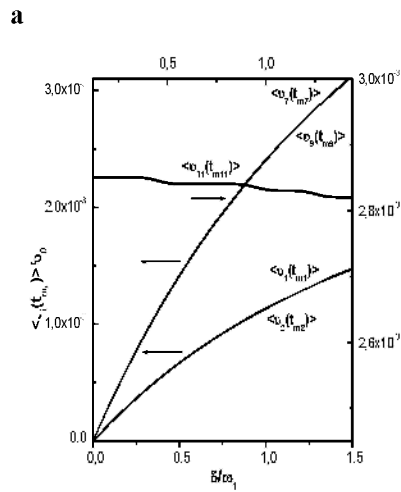


Рис. 2. Зависимости амплитуд слагаемых ССП $\langle v_i(t) \rangle$ ($i=1,2,7,9,11$) от величины δ при $\tau_1 = \tau_2$; $\tau_m / \tau = 0.02$; $\omega_1 \tau = 25\pi$; $\delta_1 / \omega_1 = 2$; $\sigma / \omega_1 = 0.5$) (а); экспериментальная зависимость интенсивностей сигналов ОЭ и МЭ от амплитуды МВИ [1] (б)

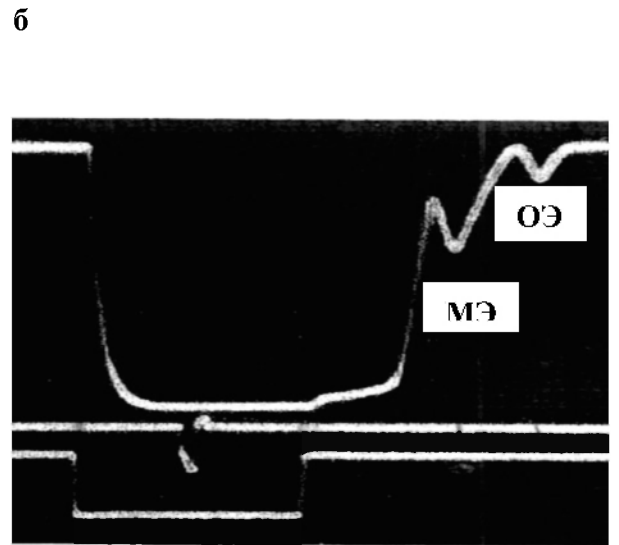
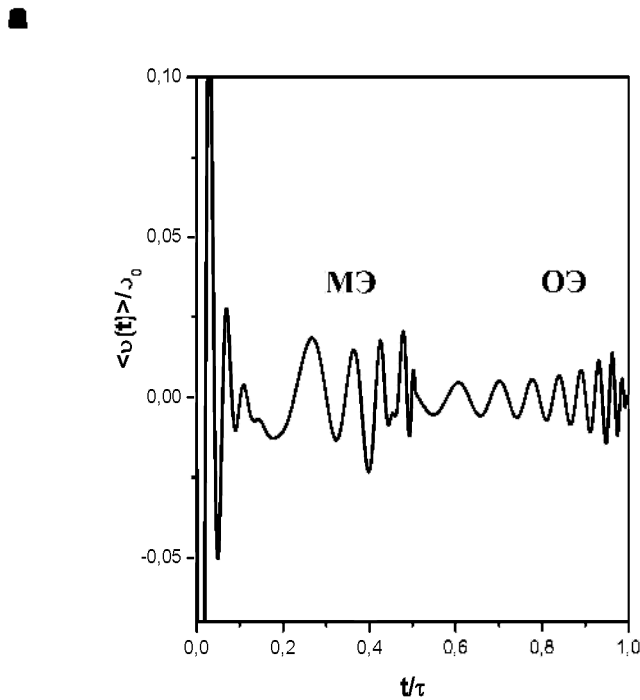


Рис. 3. Сигнал свободной прецессии при $\tau_1 = \tau_2$; $\tau_m / \tau = 0.02$; $\omega_1 \tau = 25\pi$; $\delta / \omega_1 = 0.9$; $\delta_1 / \omega_1 = 2$; $\sigma / \omega_1 = 0.5$ (а); экспериментальная осциллограмма ССП [1] (б)

РЕЖИМЫ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЙ В ЛВР С АНИЗОТРОПНЫМ НАСЫЩАЮЩИМСЯ ПОГЛОТИТЕЛЕМ В РЕЗОНАТОРЕ

С. Г. Русов

Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси,
220072, Минск, пр. Ф. Скорины, 68; e-mail: rusov@dragon.bas-net.by

Предложена модель ЛВР с анизотропным нелинейным поглотителем, помещенным в короткий внешний резонатор. Приведены результаты теоретического исследования стационарных состояний с линейно поляризованным излучением, анализ их устойчивости. Обнаружены режимы переключения между состояниями с излучением разной поляризации.

Ключевые слова: лазер с вертикальным резонатором, поляризация излучения, анизотропный насыщающийся поглотитель, оптическая обратная связь.

ВВЕДЕНИЕ

Управление поляризационными характеристиками выходного излучения лазеров с вертикальным резонатором (ЛВР) необходимо в ряде практических применений, таких как: оптические переключатели и бистабильные устройства. Экспериментально показано, что переключения между разными поляризациями можно получить в цепи обратной связи (ОС) содержится линейный поляризатор [1]. Теоретическое описание таких переключений выполнено в работах [2,3]. В работе [4] экспериментально получен режим переключений и бистабильность в полупроводниковом лазере с поляризационно-селективным насыщающимся поглотителем. В данной работе рассматривается ЛВР, содержащий в резонаторе ОС нелинейный анизотропный насыщающийся поглотитель (АНП). Показаны режимы переключений между двумя состояниями с различной поляризацией

УРАВНЕНИЯ МОДЕЛИ

Скоростные уравнения, описывающие поляризационную динамику полупроводникового микролазера на квантовых ямах в [5], модифицированы членом, соответствующим внешней анизотропной обратной связи. Оси x , y выбираются ориентированными вдоль осей внутренней анизотропии лазера:

$$\begin{aligned}\dot{E}_x &= \{[k(N-1) - \gamma_a] + i[k\alpha(N-1) - \gamma_p]\}E_x + k(i - \alpha)nE_y + fe^{-i\theta}E_x(1 - D_x) \\ \dot{E}_y &= \{[k(N-1) + \gamma_a] + i[k\alpha(N-1) + \gamma_p]\}E_y - k(i - \alpha)nE_x + fe^{-i\theta}E_y(1 - D_y) \\ \dot{N} &= \mu - N(1 + E_xE_x^* + E_yE_y^*) - in(E_yE_x^* - E_xE_y^*) \\ \dot{n} &= -n(\gamma_s + E_xE_x^* + E_yE_y^*) - iN(E_yE_x^* - E_xE_y^*) \\ \dot{D}_x &= \sigma[1 - D_x - p_xD_x(\beta_{11}E_xE_x^* + \beta_{12}E_yE_y^*)\end{aligned}\tag{1}$$

$$\dot{D}_y = \sigma[1 - D_y - p_y D_y (\beta_{21} E_x E_x^* + \beta_{22} E_y E_y^*)]$$

где E_x и E_y — x и y - поляризованные компоненты медленно меняющейся амплитуды электромагнитного поля; N - полная инверсия населенностей между зоной проводимости и валентной зоной; n - разница инверсий населенностей для двух разрешенных переходов между магнитными подуровнями; k - средняя скорость релаксации двух линейно поляризованных компонент поля; γ_α - коэффициент анизотропии потерь поля; γ_p представляет эффект линейного двулучепреломления среды; α - фактор увеличения ширины линии; μ - ток накачки нормированный на пороговый; γ_s - скорость релаксации разницы населенностей различных магнитных подуровней, f - глубина обратной связи. Коэффициенты β_{11} , β_{12} , β_{21} , β_{22} - описывают соотношение изотропной и анизотропной составляющих АНП, σ - скорость релаксации разницы населенностей в АНП, $p_{x,y}$ - параметры нелинейности, а $D_{x,y}$ - коэффициент поглощения фильтра для соответствующей поляризации. Параметры k , σ , γ_α , γ_p и γ_s нормированы на скорость релаксации Γ общей населенности носителей (здесь используется типичное значение $\Gamma = 10^9 \text{ c}^{-1}$); θ - фаза ОС. Принимается во внимание лишь один обход внешнего резонатора. Резонатор считается достаточно коротким, чтобы можно было пренебречь запаздыванием. Оси анизотропии АНП совпадают с осями внутренней анизотропии лазера.

РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис.1,2 приводятся кривые границ устойчивости (состояния неустойчивы выше кривых) стационарных решений с линейно поляризованным светом вдоль оси x (рис.1) и y (рис.2) по отношению к возмущениям ортогональной поляризации. Данные состояния являются устойчивыми по отношению к возмущениям с той же поляризацией при всех значениях параметров ОС в рамках принятых приближений. На рис.1 демонстрируется, что увеличение анизотропии АНП приводит к сдвигу кривой устойчивости стационарного состояния с линейной поляризацией x . При этом минимальное значение глубины обратной связи, при котором происходит потеря устойчивости, смещается от значения фазы ОС равной 2π к $3\pi/2$. При этом будет изменяться размер зоны перекрытия областей устойчивости x и y линейно поляризованных решений.

На рис.2 можно увидеть, что введение АНП в ОС приводит к тому, что около значения фазы ОС равной π формируется зона шириною в π , в которой стационарное состояние с излучением линейно поляризованным вдоль u неустойчиво.

Механизм потери устойчивости стационарными состояниями следующий. Излучение возвращающееся из внешнего резонатора будет интерферировать с внутрилазерным. Результат интерференции зависит от разности фаз. Поскольку излучения разной поляризации генерируется на разных частотах, то и дестабилизация их будет происходить при разных фазах ОС. Введение анизотропии поглощения или усиления в активной среде не приводит к качественному изменению характера границ устойчивости.

Из диаграмм устойчивости стационарных состояний с линейно поляризованным излучением видно, что существуют области параметров ОС (фазы и глубины), где устойчиво лишь одно из данных состояний. Таким образом, существует возможность получить переключения между состояниями с различной поляризацией. На рис.3 приводятся примеры таких переключений, которые происходят при перемене фазы ОС на π . При этом процесс переключения не превышает время $t < 20$ нс. На рис.4b происходит переключение к динамическому режиму, когда регулярным образом изменяется интенсивность обеих поляризаций.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследована устойчивость линейно поляризованных стационарных состояний в зависимости от параметров ОС и показано влияние параметров анизотропного поглотителя на изменение границ устойчивости. Продемонстрирована возможность реализации режима переключения между двумя стационарными состояниями с различной поляризацией, а также между x поляризованным излучением и динамическим режимом с регулярными пульсациями.

- [1] Robert F et al., Opt. and Quantum Electron. 27 (805) 1995.
- [2] Besnard P et al., Physical Review A56 (3191) 1997.
- [3] Loiko N A et al., Quantum and Semiclass. Opt. 10 (125) 1998.
- [4] Ozeki Y et al., Appl. Phys Lett. 58 (2214) 1991.
- [5] Martin-Regalado J et al., IEEE J. Quantum Electron. 33 (765) 1997.

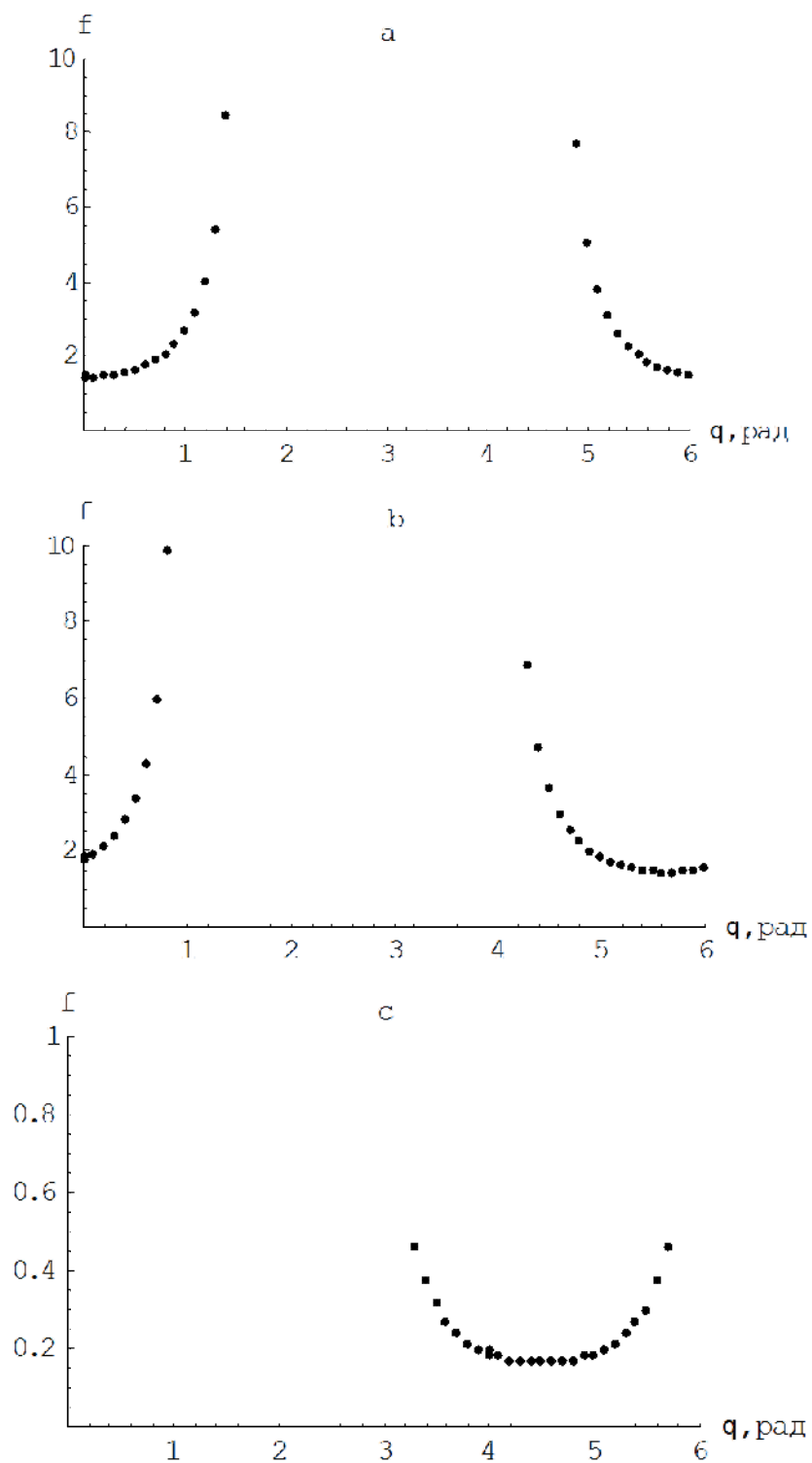


Рис.1. Граница устойчивости состояния с излучением линейно поляризованного вдоль x в координатах параметров обратной связи. $\alpha=3$, $k=300 \text{ ns}^{-1}$, $f_l=10$, $\gamma_u=0$, $\gamma_p=8.41 \text{ ns}^{-1}$, $\gamma_s=50 \text{ ns}^{-1}$, $\mu=1.47$, $\beta_{11}=1$, $\beta_{22}=1.2$, (a) $\beta_{12}=1$, $\beta_{21}=1$, (b) $\beta_{12}=0.9$, $\beta_{21}=0.9$, (c) $\beta_{12}=0$, $\beta_{21}=0$.

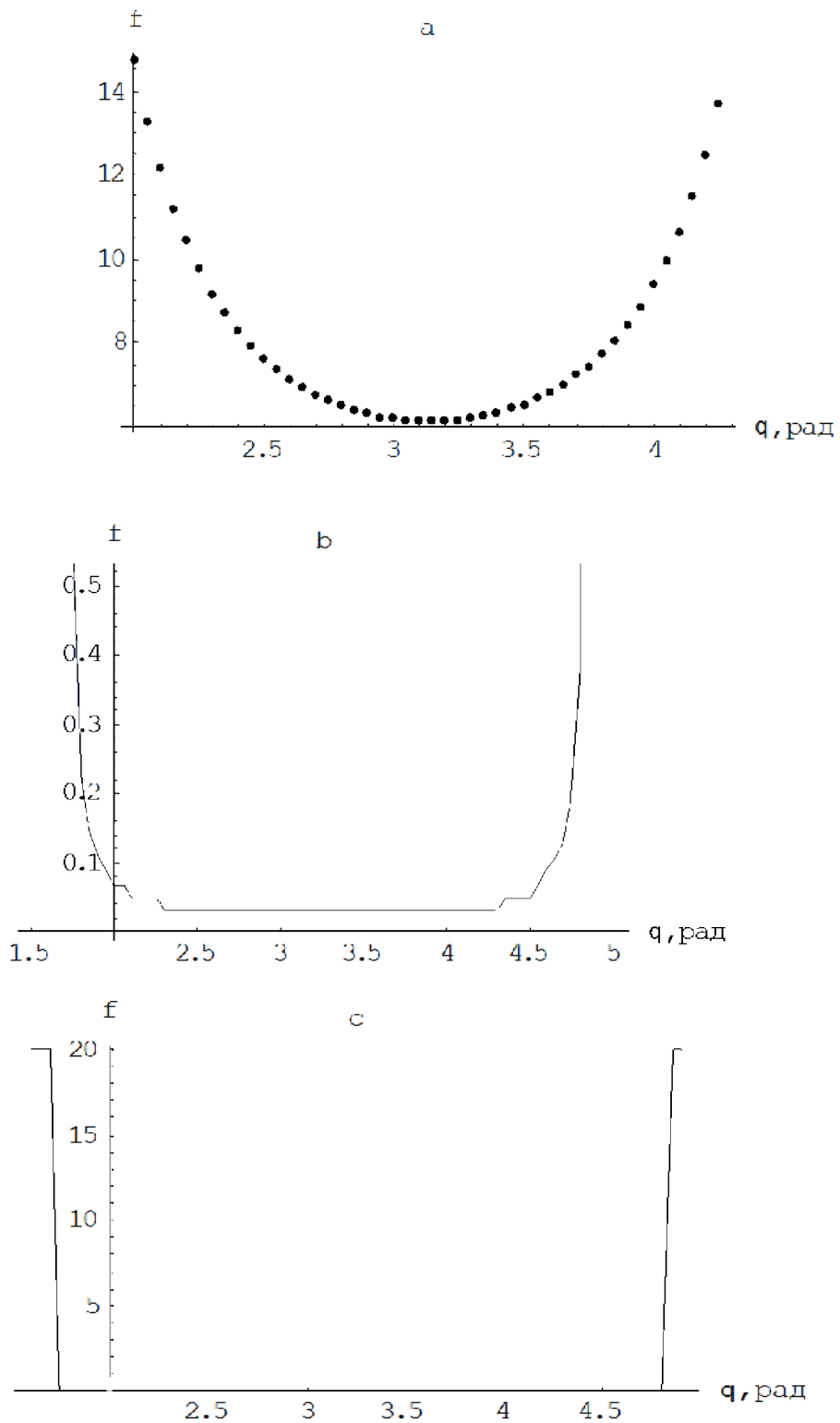


Рис.2. Граница устойчивости состояния с излучением линейно поляризованного вдоль y в координатах параметров обратной связи. $\beta_{11}=1$, $\beta_{22}=1.2$, (a) $\beta_{12}=1$, $\beta_{21}=1$, (b) $\beta_{12}=0.9$, $\beta_{21}=0.9$, (c) $\beta_{12}=0$, $\beta_{21}=0$. Остальные параметры как на рис.1.

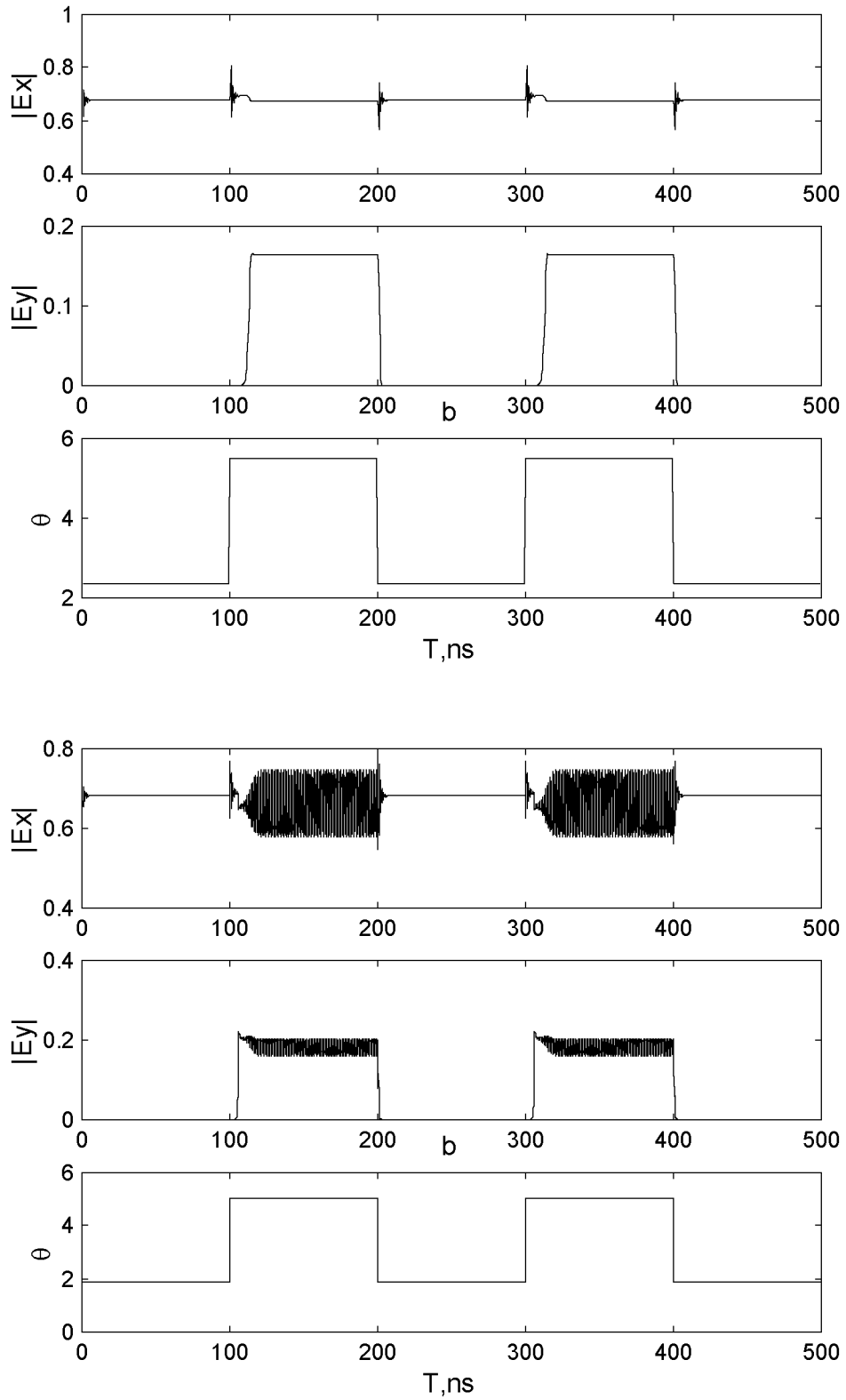


Рис.3. Режим переключения между x поляризованным излучением и (а) излучением с обеими поляризациями, (б) динамическим режимом с регулярными пульсациями посредством изменения фазы обратной связи на π .

ОЦЕНКА ПЕРСПЕКТИВНОСТИ КРИСТАЛЛОВ С ИОНАМИ Yb^{3+} ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ В ЛАЗЕРНЫХ УСИЛИТЕЛЯХ

А. В. Мандрик, А. С. Ясюкевич, В.Э.Кисель, В. Г. Щербицкий, Н. В. Кулешов

*Международный лазерный центр , пр. Ф.Скорины, 65, корп. 17, 220072 Минск, Беларусь,
mander@inbox.ru*

Лазеры на основе кристаллов, активированных ионами трехвалентного иттербия генерируют излучение в практически важном спектральном диапазоне (1000-1100 нм) и способны обеспечить получение световых импульсов большой энергии в твердотельных лазерах при накачке излучением лазерных диодов [1]. В связи с тем, что в последние годы было синтезировано значительное число кристаллических матриц с Yb^{3+} , были предприняты попытки предложить критерии качества таких активных материалов. В [2] для импульсного режима генерации предлагалось оценивать перспективность иттербий содержащих кристаллических матриц по сечению вынужденного испускания на частоте генерации и по минимальной интенсивности накачки, необходимой для достижения состояния просветления на частоте генерации. Для оценки перспективности кристаллов с Yb^{3+} для лазеров, работающих в непрерывном режиме генерации, в работах [3, 4] был предложен подход, основанный на численном моделировании генерации в квази трехуровневых лазерах.

В последнее время на усилителях, работающих по схеме активного зеркала (АМА) (Active Mirror Amplifier) в режиме, ограниченном усиленным спонтанным излучением и термическим разрушением, достигнуты средние мощности световых пучков 14.5 кВт [5]. Это направление развития твердотельных лазерных усилителей при накачке излучением диодных лазеров для получения световых пучков большой мощности и энергии представляется на сегодняшний день наиболее перспективным. В связи с этим, мы оценим перспективность применения лазерных кристаллов, активированных ионами Yb^{3+} в АМА усилителях на основе модели усиления светового импульса в квазитрехуровневой активной среде. Данная модель является обобщением хорошо известной модели Франца – Нодвика, которая с применяется для описания работы усилителей, работающих по трех- и четырехуровневым схемам [6, 7].

Эффективность активных сред с Yb^{3+} как преобразователей мощности излучения накачки в энергию усиливаемого импульса будем оценивать, сопоставляя величины плотности максимальной запасенной энергии E_{st} и соответствующей ей плотности поглощенной мощности излучения накачки W_{abs} . В своих расчетах мы основываемся на спектроскопических данных иттербий содержащих активных сред, приведенных в работе [4] и на результатах собственных измерений спектроскопических параметров для Yb^{3+} в KGW и KYW [8].

Плотность максимальной запасенной энергии в квази трехуровневой усиливающей среде, которая может быть извлечена усиливаемым излучением и плотность поглощенной мощности излучения накачки определяются как

$$E_{st} = h\nu_l (N_2^{\max} - N_2^{\min}) \quad (1)$$

$$W_{abs} = \frac{h\nu_p N_2^{\max}}{\tau} \quad (2)$$

где ν_p , ν_l - частоты импульса накачки и усиливаемого импульса, соответственно, N_2^{\max} - максимальная населенность верхнего мультиплета, созданная за счет накачки, N_2^{\min} - минимальная населенность верхнего мультиплета, τ - излучательное время жизни примесного центра на верхнем мультиплете. N_2^{\max} и N_2^{\min} определяется как

$$N_2^{\max} = \frac{g_0 + \sigma_{12}^l N}{\sigma_{12}^l + \sigma_{21}^l} \quad (3)$$

$$N_2^{\min} = \frac{\sigma_{12}^l N}{\sigma_{12}^l + \sigma_{21}^l} \quad (4)$$

где g_l^0 - максимальный коэффициент ненасыщенного усиления, σ_{12}^l и σ_{21}^l - сечения вынужденных переходов с поглощением и излучением, N - концентрация примесных центров.

На рис.1 представлена диаграмма качества лазерных кристаллов, где значения E_{st} и W_{abs} вычислялись по формулам (1) и (2), соответственно. При расчетах мы рассматривали двухпроходовой вариант накачки ($m = 2$), который часто применяется в АМА усилителях, и полагали, что в активной среде поглощается не менее 90% мощности излучения накачки, падающей на активный элемент. Это достигается за счет оптимизации концентрации активных центров.

При заданном коэффициенте ненасыщенного усиления наибольшими значениями запасенной энергии обладают те активные кристаллы, которые имеют невысокие сечения переходов с вынужденным излучением и поглощением для усиливаемого излучения, а поглощенная мощность в значительной степени определяется излучательным временем жизни примесного центра на верхнем мультиплете.

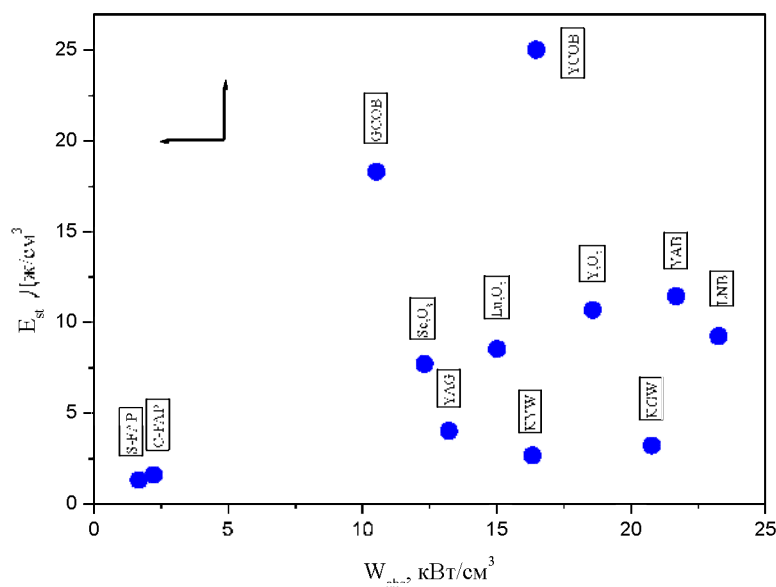


Рис. 1. Диаграмма параметров качества ($W_{abs} - E_{st}$) для кристаллов, активированных Yb^{3+} . Стрелками отмечены направления наилучшего сочетания параметров качества активных сред.

Среди кристаллов, рассмотренных нами обращают на себя внимание активные материалы на основе *YCOB* и *GCOB* которые в данном случае позволяют получить наиболее высокие значения запасенной энергии. В связи с этим представляет интерес в дальнейшем более подробно изучить потенциальные возможности кристаллов из ряда оксиборатов кальция, активированных ионами иттербия, для применений в лазерных усилителях. Так, кристаллы *YCOB* обладают лучевой стойкостью, сравнимой с *Nd:YAG* (порог разрушения $>1\text{ГВт/см}^2$).

В данной работе проанализированы потенциальные возможности некоторых активных кристаллов с Yb^{3+} для усиления световых импульсов в режиме ограниченном усиленным спонтанным излучением. Рассмотрение проводилось на основе модели усилителя импульсных сигналов для квази трехуровневых активных сред. В качестве параметров качества предложены величины плотности запасенной энергии в активной среде и плотности поглощенной мощности накачки, для случая когда коэффициент ненасыщенного усиления ограничивается усиленным спонтанным излучением. Наилучшим сочетанием пара-

метров качества в предложенной модели обладают кристаллы *YCOB* и *GCOB* активированные ионами иттербия.

Литература.

1. W. F. Krupke. "Ytterbium solid-state lasers – the first decade", IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics **6**, 1287- 1296 (2000).
2. L.D.DeLoach, S.A.Payne, L.L.Chase et al. "Evaluation of Absorption and Emission Properties of Yb^{3+} -doped Crystals for Laser Applications", IEEE Journal of Quantum Electronics **29**, 1179-1190 (1993).
3. A.Brenier. "A new evaluation of Yb^{3+} -doped crystals for laser applications", Journal of Luminescence **92**, 199-204 (2001).
4. A.Brenier, G.Boulon. "Overview of the best Yb^{3+} -doped crystals", Journal of Alloys and Compounds **323-324**, 210-213 (2001).
5. J. Vetrovec. "Active mirror amplifier for high -average power", in Proc. SPIE **4270**, 45 - 55 (2001).
6. L. M. Frantz, J.S.Nodvik. "Theory of pulse propagation in a laser amplifier", Journal of Applied Physics **34**, 2346-2349 (1963).
7. W. Koechner. "Solid-state laser engineering", Springer, V ed, p.746, 1999.
8. V. E. Kisel, A. E. Troshin, V. G. Shcherbitsky, N. V. Kuleshov, "Luminescence lifetime measurements in Yb^{3+} -doped $KY(WO_4)_2$ and $KGd(WO_4)_2$ ", in ASSP 2004 Topical Meeting, OSA Technical Digest, p. WB7.

ГЕНЕРАЦИЯ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ЛАЗЕРЕ НА КРИСТАЛЛЕ Yb:KYW

А.Е. Трошин, В.Э. Кисель, В.Г. Щербицкий, Н.В. Кулешов

Международный лазерный центр, пр. Ф.Скорины 65, корп. 17, Минск, Беларусь

В последние годы вырос интерес к фемтосекундным лазерным системам с диодной накачкой. Импульсы с высокими пиковыми мощностями таких систем находят применение в нелинейной спектроскопии, для накачки оптических параметрических генераторов для фемтосекундных перестраиваемых источников, работающих в ИК области. А также это эффективный способ получения излучения в УФ области с использованием каскада

внешних однопроходовых преобразователей частоты.

Для реализации режима генерации фемтосекундных импульсов в твердотельных лазерах с пассивной синхронизацией мод необходима активная среда с широкой полосой усиления, большим сечением усиления (для снижения вероятности перехода лазера в режим синхронизации мод с одновременной модуляцией добротности) и хорошими термическими свойствами. К таким материалам относятся кристаллы $Ti:Al_2O_3$ [1], $Yb:KGW$ [2] и стекло с неодимом [3], на которых и были получены импульсы фемтосекундной длительности.

В данной работе для получения фемтосекундных импульсов исследовался

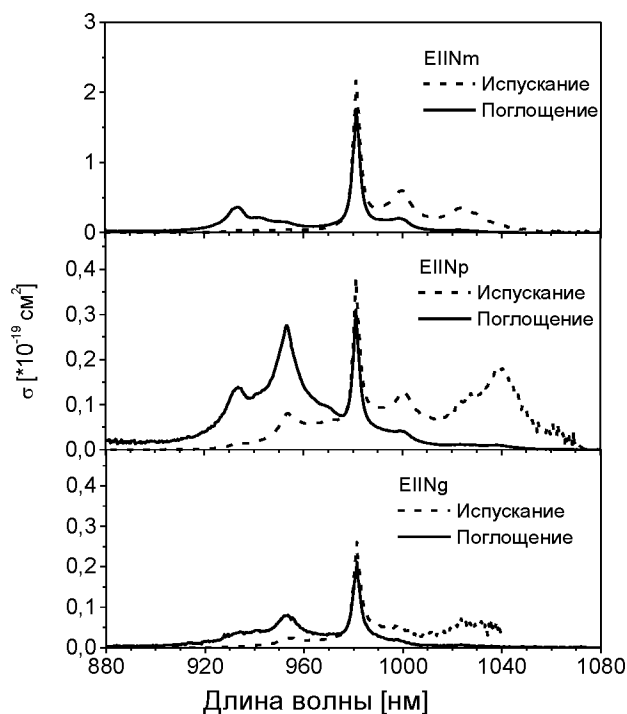


Рис.1. Сечения поглощения и испускания.

кристалл $Yb^{3+}:KY(WO_4)_2$. Спектры сечений поглощения и вынужденного испускания приведены на рисунке 1 и показывают значительные различия для поляризаций излучения параллельно трем главным оптическим осям N_g , N_m , и N_p . Самая сильная полоса поглощения наблюдается на длине волны 981 нм для поляризации $E||N_m$ с сечением поглощения около $1,71 \times 10^{-19} \text{ см}^2$ и шириной полосы на полувысоте около 3,5 нм. Высокое сечение поглощения на длине волны 981 нм дает возможность применять для накачки промышленно выпускаемые лазерные диоды. Максимальное значение сечения вынужденного испуска-

ния, рассчитанного методом соответствия, составляет $0,36 \times 10^{-19}$ на длине волны 1025 нм. Таким образом, кристалл калий-иттриевого вольфрамата, легированный ионами Yb^{3+} , обладает уникальными свойствами: широкой полосой усиления, большим поперечным сечением усиления (больше, чем в $\text{Yb}:\text{YAG}$), а также очень малыми тепловыми потерями (порядка 4%) из-за малого квантового дефекта ($\lambda_{\text{накачки}}/\lambda_{\text{генерации}}$), что делает этот материал перспективным для указанных приложений.

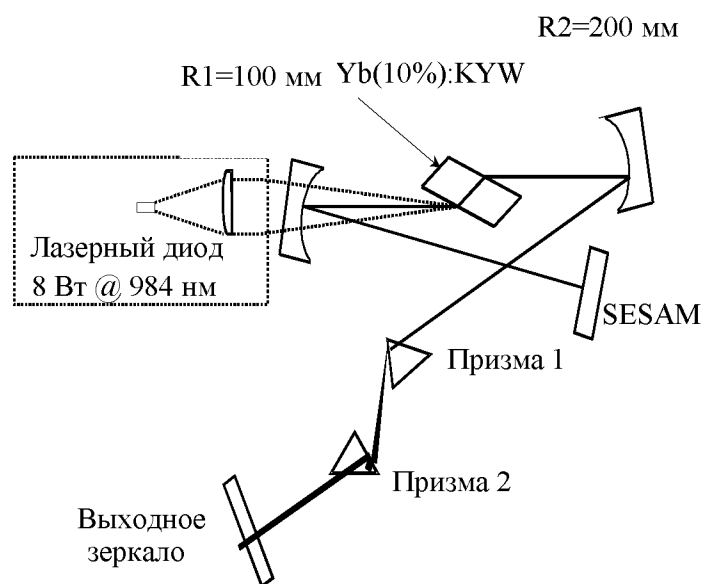


Рис.2. Схема лазерного эксперимента.

дольной накачки активного элемента использовался лазерный диод с волоконным выходом ($\lambda=984$ нм, $\varnothing=100$ мкм, $N.A.=0,22$) мощностью 8 Вт. 4-х линзовым объективом излучение накачки фокусировалось в кристалле в пятно размером 110×220 мкм. Размер моды резонатора в кристалле составлял около 100×200 мкм. В качестве пассивного затвора для

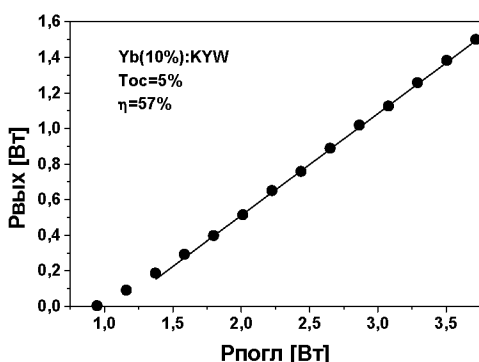


Рис.3. Зависимость выходной мощности от поглощенной мощности накачки в непрерывном режиме.

Для получения режима непрерывной синхронизации мод использовался X-образный резонатор, рассчитанный с учетом компенсации астигматизма и термической линзы, вносимых активным элементом (рисунок 2). В качестве активного элемента использовался кристалл Yb(10 ат. %):KYW толщиной 2 мм. Установленный под углом Брюстера, кристалл размещался на медном теплоотводе с водяным охлаждением (10 °C). Для про-

получения режима синхронизации мод использовалось полупроводниковое зеркало с насыщением поглощения (SESAM) с глубиной модуляции около 1% и плотностью энергии насыщения около 350 мкДж/см².

В непрерывном режиме генерации (без призм в резонаторе и с высокоотражающим зеркалом вместо SESAM) максимальная выходная мощность составила 1,5 Вт на длине волны 1040 нм при про-

пускании выходного зеркала 4,5% на данной длине волны. Зависимость выходной мощности от поглощенной мощности накачки приведена на рисунке 3. Дифференциальная эффективность генерации составила около 57%.

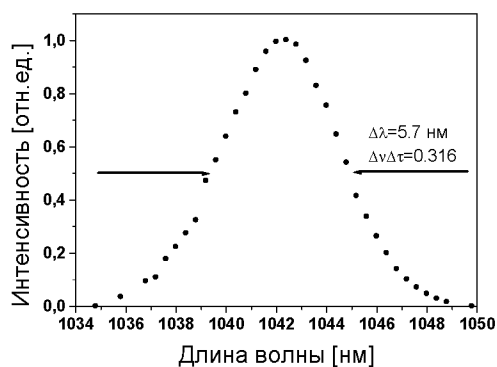
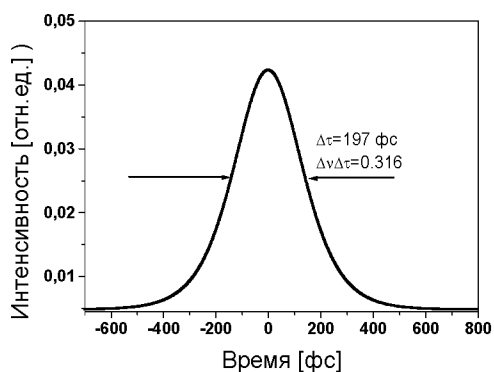


Рис.4. Автокорреляционная функция и спектр импульса.

пиковой мощностью порядка 20 кВт. Автокорреляционная функция и спектр импульса приведены на рисунке 4. Полученные автокорреляционные зависимости аппроксимировались функцией sech^2 , описывающей спектрально ограниченный импульс. В случае идеального солитона произведение спектра импульса $\Delta\nu$ на его длительность Δt должно составлять 0.315, в нашем случае $\Delta\nu \Delta t$ составило 0.316, что свидетельствует о получении генерации спектральноограниченных световых импульсов.

Посредством внесения ножа в пространственно диспергированный пучок между второй призмой и выходным зеркалом в режиме синхронизации мод была получена перестройка длины волны от 1030 до 1050 нм. Выходная мощность и длительность импульса при этом варьировались от 0,2 до 0,31 Вт и от 184 фс до 248 фс, соответственно. Спектры импульсов полученных при перестройке длины волны приведен на рисунке 5.

Получение спектрально ограниченных импульсов (солитонов) было реализовано посредством взаимодействия двух эффектов: фазовой самомодуляции в активной среде и отрицательной дисперсии групповой скорости, реализованной с помощью пары призм. Расстояние между призмами составляло около 48 см, что соответствует полной дисперсии групповой скорости в резонаторе за полный проход -3000 фс^2 .

В данном резонаторе был реализован устойчивый режим синхронизации мод Yb:KYW лазера в диапазоне средних выходных мощностей от 0,25 до 0,63 Вт, при пропускании зеркала около 1,5% на длине волны генерации. Были получены импульсы длительностью около 197 фс с частотой повторения около 155 МГц и

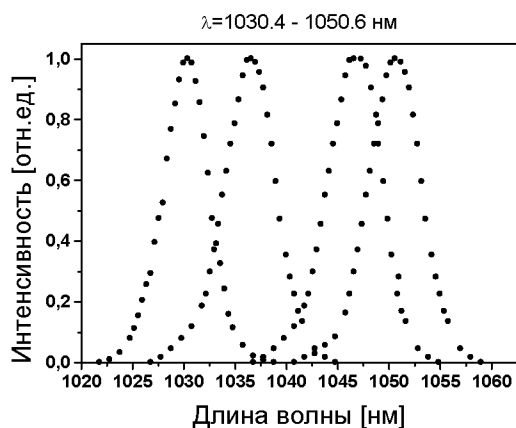


Рис.5. Спектральный состав излучения.

В заключение, в работе был получен и исследован режим генерации фемтосекундных импульсов в Yb:KYW лазере с непрерывной диодной накачкой. Максимальное значение средней выходной мощности составила 0,63 Вт при длительности импульсов 197 фс с частотой повторения 155 МГц. Продемонстрирована перестройка длины волны излучения в диапазоне 20 нм.

Литература

1. Z. Liu, S. Izumida, S. Ono, H. Ohtake, and N. Sarukura, Appl. Phys. Lett. 74, 3622 (1999).
2. F. Brunner, G.J. Spuhler, J. Aus der Au, L. Krainer, F. Morier-Genoud, and R. Paschotta, Opt. Lett. 25, 1119 (2000).
3. J. Aus der Au, F.H. Loesel, F. Morier-Genoud, M. Moser, und U. Keller, Opt. Lett. 23,271 (1998).

УЧЕТ ДИПОЛЬ-ДИПОЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В ТЕОРИИ СИНХРОНИЗАЦИИ МОД С КОГЕРЕНТНЫМ ПОГЛОТИТЕЛЕМ

А.М. Лемеза², А.А. Афанасьев¹, Р.А. Власов¹, С.Ю. Михневич¹.

¹ *Институт физики НАНБ Пр-т Скорины 68, 220072 Минск, Беларусь*

e-mail: lvp@dradon.bas-net.by

² *Белорусский государственный университет. Пр-т Скорины 4, 220050 Минск, Беларусь.*

e-mail: azemel@gmail.ru

Со времени зарождения лазерной техники значительные усилия были сосредоточены на создании источников стабилизированных по частоте ультракоротких импульсов. Продвижение в область фемтосекундных длительностей связано с развитием методов синхронизации мод, чему посвящено множество литературных обзоров. В работе [1] был предложен механизм формирования импульсов, основанный на эффекте самоиндуцированной прозрачности в поглотителе. Стремление повысить мощность генерации или же при данной мощности уменьшить размеры резонатора путем увеличения концентрации атомов активной среды, приводит к необходимости учета диполь-дипольного взаимодействия между атомами.

Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию формирования импульса постоянной формы в лазере с поглощающей ячейкой и оптическим фильтром. Предполагается наличие диполь-дипольных взаимодействий между резонансными атомами, как в усилителе, так и в поглотителе. Центр линии усиления совпадает с несущей частотой ω , а центр линии поглощения расположен на частоте отличной от несущей. Считается, что времена релаксации двух сред и длительность импульса удовлетворяют соотношению $T_{2p}^{-1} \ll \tau_p^{-1} \ll T_{2g}^{-1}$, где T_{2g} , T_{2p} – времена поперечной релаксации усилителя и поглотителя соответственно, τ_p – длительность импульса. В этом случае в поглотителе вследствие когерентного взаимодействия излучения со средой устанавливается форма импульса, а в усилителе компенсируются потери резонатора. Оптический фильтр препятствует возникновению режима непрерывной генерации.

Запишем волновое уравнение в предположении медленно меняющихся фаз и амплитуд, предварительно разделив поляризацию на синфазные (P_p , P_g) и квадратурные (Q_p , Q_g) части, где индекс \mathbf{p} обозначает пассивную компоненту, \mathbf{g} – активную. Предполагаем, что контуры обеих сред однородно уширены. Тогда:

$$\left(\frac{\nu_p^{-1} - c^{-1}}{\tau_p} \frac{\partial}{\partial u} + L_{BW} \right) E = -\frac{L_g}{T_{2g}} Q_g - \frac{L_p}{T_{2p}} Q_p \quad (1)$$

$$E \frac{\nu_p^{-1} - c^{-1}}{\tau_p} \frac{\partial \varphi}{\partial u} = \frac{L_g}{T_{2g}} P_g + \frac{L_p}{T_{2p}} P_p \quad (2)$$

где $u = (t - z/\nu_p)/\tau_p$ – волновая координата; ν_p, τ_p – скорость и длительность импульса.

При этом полные поле и поляризация запишутся в следующем виде:

$$E(u) = \frac{\hbar}{d_g} E(u) \exp(i\varphi(u)) \quad (3)$$

$$\mathbf{P}(u) = \{d_g n_g [P_g(u) + iQ_g(u)] + d_p n_p [P_p(u) + iQ_p(u)]\} \exp(i\varphi(u)) \quad (4)$$

В уравнениях (1) – (4) введены следующие обозначения: n_g и n_p – концентрации активных и пассивных атомов, T_{2g} и T_{2p} – времена поперечной релаксации усилителя и поглотителя, d_g и d_p – дипольные моменты переходов для усиливающей и поглощающей компоненты, L_{BW} – величина линейных потерь, вносимая оптически фильтром, полагается одинаковой во всём частотном диапазоне.

$$L_g = \frac{2\pi\omega d_g^2 n_g}{c\hbar} T_{2g} \quad L_p = \frac{2\pi\omega d_p^2 n_p}{c\hbar} T_{2p} \quad \mu = \frac{d_p}{d_g}$$

Для определения компонент синфазной и квадратурной частей поляризаций запишем две системы уравнений Блоха для усилителя и поглотителя соответственно.

$$\begin{aligned} \frac{\partial P_g}{\partial u} &= -\left(-\frac{\partial \varphi}{\partial u} + \beta_g N_g \right) Q_g - \frac{P_g}{T} \\ \frac{\partial Q_g}{\partial u} &= \left(\frac{\partial \varphi}{\partial u} + \beta_g N_g \right) P_g - \frac{Q_g}{T} - \tau_p E N_g \\ \frac{\partial N_g}{\partial u} &= \tau_p E Q_g \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial P_p}{\partial u} &= -\left(\delta - \frac{\partial \varphi}{\partial u} + \beta_p N_p \right) Q_p - \frac{P_p}{kT} \\ \frac{\partial Q_p}{\partial u} &= \left(\delta - \frac{\partial \varphi}{\partial u} + \beta_p N_p \right) P_p - \frac{Q_p}{Tk} - \tau_p \mu E N_p \\ \frac{\partial N_p}{\partial u} &= \tau_p \mu E Q_p \end{aligned} \quad (6)$$

В системах уравнений введены дополнительные обозначения:

$$T = \frac{T_{2g}}{\tau_p}, \quad k = \frac{T_{2p}}{T_{2g}}, \quad \beta_p = \omega_{L,p} \tau_p, \quad \beta_g = \omega_{L,g} \tau_p, \quad \delta = (\omega - \omega_0) \tau_p$$

где $\omega_{L,g}, \omega_{L,p}$ – константы диполь-дипольного взаимодействия усилителя и поглотителя.

Воспользуемся малостью параметра $T = T_{2g} / \tau_p$ и получим приближенное решение системы уравнений Блоха для усиливающей компоненты. При этом синфазная и квадратурная части поляризации усилителя выразятся через амплитуду и фазу импульса. При вычислениях удобно перейти к комплексным переменным с помощью формул:

$$p(u) = \frac{1}{T_{2g}} P_g(u) \exp(i\varphi(u)), \quad q(u) = \frac{1}{T_{2g}} Q_g(u) \exp(i\varphi(u)), \quad e(u) = E(u) \exp(i\varphi(u)).$$

Тогда для компонент поляризации из системы уравнений (6) нетрудно получить выражение:

$$p(u) - iq(u) = \frac{i}{T} \int_0^{\infty} e(u - \xi) N_g(u - \xi) \exp\left(-\frac{\xi}{T}\right) d\xi$$

Предполагая, что компоненты вектора Блоха и огибающая поля меняются медленно по сравнению с величиной ξ/T , получим разложение в ряд Тейлора:

$$p(u) - iq(u) = i \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n T^n \frac{\partial^n}{\partial u^n} (e(u) N_g(u)) \quad (7)$$

Ограничиваясь вторым порядком малости по T , инверсию представим в виде ряда:

$$N_g(u) = N_0(u) + TN_1(u) + T^2 N_2(u)$$

Далее, переходя в выражении (7) к вещественным переменным и подставляя $Q_g(u)$ и $N_g(u)$ в уравнение для инверсии получаем:

$$N_0 = const, \quad N_1 = -N_0 \tau_p J(u), \quad N_2 = \frac{1}{2} N_0 \tau_p^2 (J^2(u) + E^2(u)), \quad (8)$$

где введено обозначение $J(u) = \int_{-\infty}^t E^2(\xi) d\xi = \tau_p \int_{-\infty}^u E^2(\xi) d\xi$ – энергия прошедшая через

усилитель к данному моменту времени t . При выводе выражений (8) были использованы начальные условия для инверсии:

$$N_g(u = -\infty) = N_0 = 1, \quad N_1(u)|_{u=-\infty} = N_2(u)|_{u=-\infty} = 0$$

Подставляя выражение для инверсии в разложение (7), получим:

$$\frac{Q_g}{T_{2g}} = -E + T \left(\frac{\partial E}{\partial u} + \tau_p J E \right) \quad (9)$$

$$\frac{P_g}{T_{2g}} = -T \left(\frac{\partial \varphi}{\partial u} - \beta_g \right) E \quad (10)$$

Для дальнейшего рассмотрения в выражениях для Q_g и P_g отброшены слагаемые второго порядка малости. Тогда из уравнений (1) и (2) можно получить выражения для синфазной и квадратурной частей поляризации поглотителя:

$$Q_p = \frac{kT\tau_p\mu}{\rho} \left(\frac{v_p^{-1} - c^{-1}}{\tau_p L_g} \frac{\partial E}{\partial u} + \eta E - T \left(\frac{\partial E}{\partial u} + \tau_p J E \right) \right) \quad (11)$$

$$P_p = \frac{kT\tau_p\mu}{\rho} \left[\left(-\frac{v_p^{-1} - c^{-1}}{\tau_p L_g} + T \right) \frac{\partial \varphi}{\partial u} - T \beta_g \right] E \quad (12)$$

где введены обозначения:

$$\eta = 1 - \frac{L_{BW}}{L_g} \quad \rho = \frac{L_p}{L_g}$$

Интегрируя последнее уравнение системы (5) в предположении $N_p(u)|_{u=-\infty} = -1$, получим

выражение для инверсии:

$$N_p(u) = \frac{kT\mu^2\tau_p^2}{\rho} \left(\frac{v_p^{-1} - c^{-1}}{\tau_p L_g} \frac{E^2}{2} + \frac{\eta}{\tau_p} J - \frac{T}{2} (E^2 + J^2) \right) - 1 \quad (13)$$

Подставляя (11) – (13) в систему (6), не трудно показать, что решение в виде

$$E(u) = \frac{A}{ch(u)} \quad \varphi(u) = \Omega u + \varphi_0 \quad (14)$$

удовлетворяет (1), (2), (5), (6) при выполнении следующих алгебраических соотношений:

$$\Omega = \delta, \quad \mu^2 \tau_p^2 A^2 = 1 + \left(\frac{\beta_p kT}{1 + kT} \right)^2, \quad \frac{v_p^{-1} - c^{-1}}{\tau_p L_g} = T - \frac{T}{\Omega} \left(\beta_g + \frac{\beta_p k\rho}{(1 + kT)^2 + (\beta_p kT)^2} \right),$$

$$\tau_p^2 A^2 = \frac{1}{\Omega} \left(\beta_g + \frac{\beta_p k\rho}{(1 + kT)^2 + (\beta_p kT)^2} \right), \quad \eta = \frac{\beta_g T}{\Omega} + \frac{\rho(1 + kT(1 + \beta_p/\Omega))}{(1 + kT)^2 + (\beta_p kT)^2}.$$

Не останавливаясь на анализе полученных соотношений, приведем характерный вид зависимости мощности генерации от отношения концентраций пассивных и активных атомов, а также зависимость скорости и амплитуды импульса от его длительности.

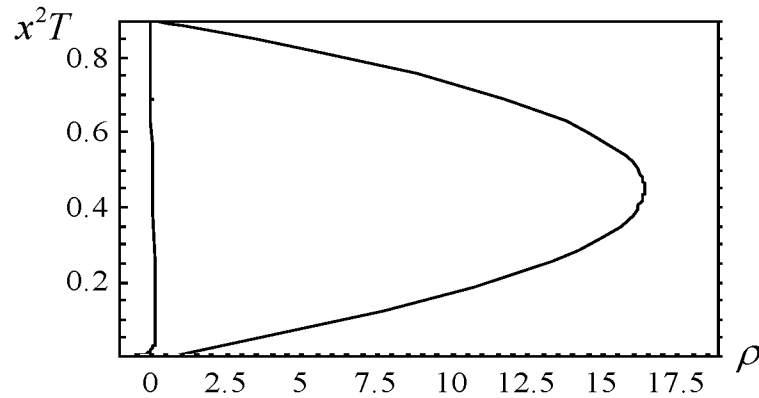


Рис. 1 Зависимость мощности генерации от отношения концентраций ρ (Величина $x^2 T$ прямо пропорциональна мощности импульса).

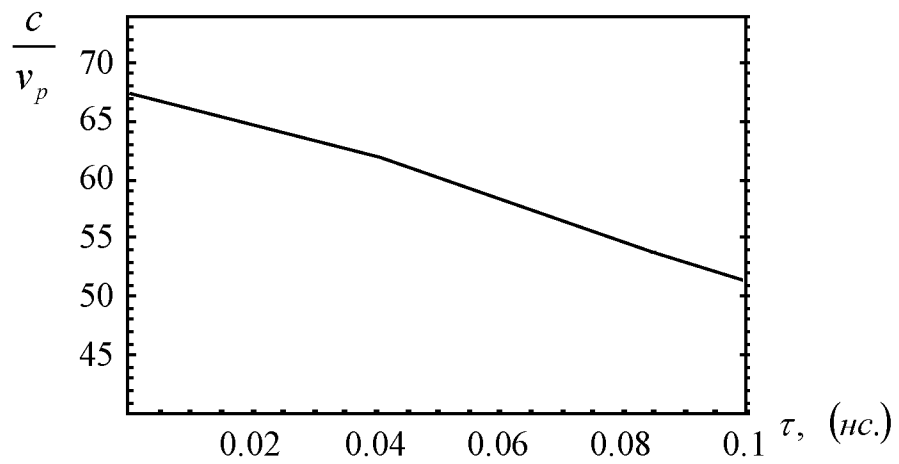


Рис 2 Зависимость отношения скорости света к скорости импульса от его длительности импульса.

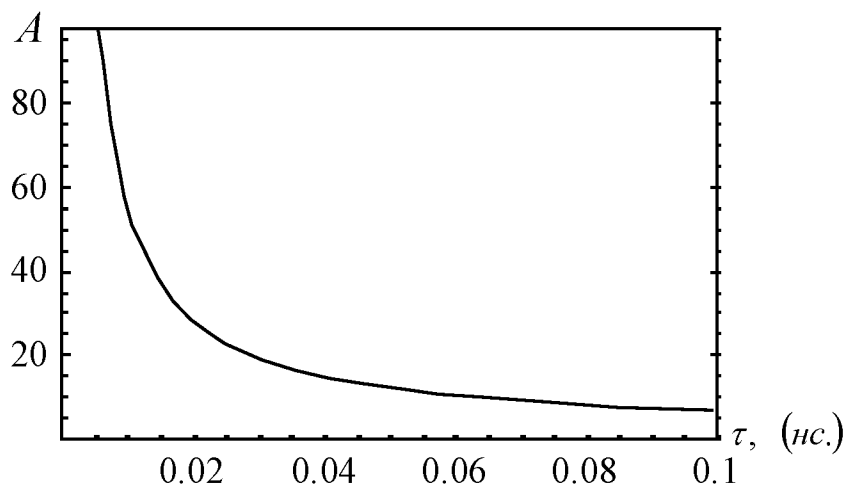


Рис 3 Зависимость амплитуды от длительности импульса.

При вычислении использовались следующие значения, приведенные в системе единиц СГС: $T_{2p} = 10^{-10}$, $T_{2g} = 10^{-12}$, $d_p = 5 \cdot 10^{-19}$, $d_g = 10^{-18}$, $\eta = 0.9$, $\xi = 0.0045$, $n_g = 10^{20}$, $n_g = 1.8 \cdot 10^{18}$, $\omega_0 = 10^{15}$.

Таким образом, получены условия, выполнение которых приводит к установлению в двухкомпонентной среде поля в виде (14). Показано, что данное решение может иметь место только при положительной расстройке поглотителя относительно несущей частоты, при ее отсутствии в усилителе, причем, в отсутствие расстройки аналитическое решение в данном приближении найти не удастся. Анализ результатов показывает, что генерация мощности того же порядка, что и в работе [1] возможна, но в меньшем диапазоне изменения отношения концентраций пассивной и активной компоненты. Данный диапазон зависит от расстройки относительно несущей частоты в поглощающей компоненте. Получены зависимости амплитуды и скорости импульса от его длительности.

1. В.В.Козлов, Э.Е.Фрадкин, *ЖЭТФ*, **107**, 62-78, (1995).

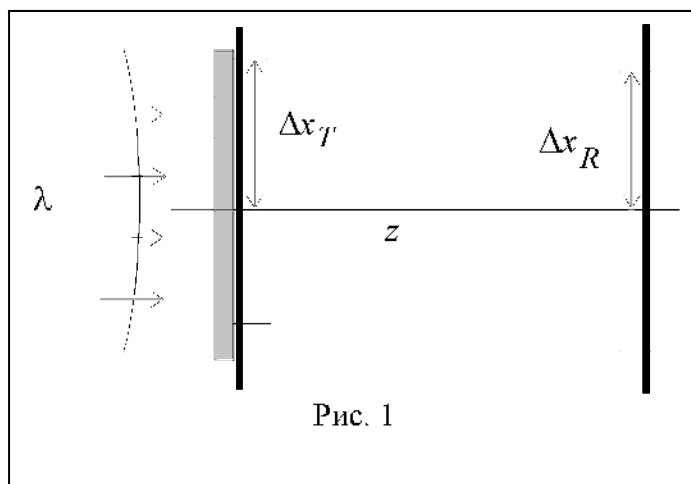
СИНГУЛЯРНОЕ РАЗЛОЖЕНИЕ ФУНКЦИИ ГРИНА В ДИФРАКЦИОННОЙ ОПТИКЕ — ЗАДАЧА СУЩЕСТВОВАНИЯ

Н. В. Карелин

*Институт физики им. Б.И.Степанова НАН.Беларуси, пр. Ф. Скорины 68,
220072 Минск, Беларусь, karelin@dragon.bas-net.by*

Предметом дифракционной оптики [1] является расчет и создание компьютерных голограмм (фокусаторов, дифракционно-оптических элементов), при этом основным способом расчета является итерационная оптимизация, главным образом на основе быстрого Фурье преобразования. В некоторых ситуациях (например при синтезе трехмерных распределений света — *light sculpturing*, и для управления пространственно-временной структурой фемтосекундных импульсов) необходимо решить т. н. задачу существования (*feasibility problem* [2]): для заданного целевого распределения (амплитуды поля световой волны, интенсивности излучения или корреляционной функции) определить, с какой точностью целевое распределение реализуемо без проведения итерационной оптимизации.

В настоящей работе, по аналогии с предыдущей работой [3] решение задачи существования для заданного распределения комплексной амплитуды электромагнитного поля в одномерной приемной апертуре с полушириной Δx_R (см. Рис. 1) рассматривается с учетом ограничения на дифракционную эффективность схемы. Анализ проводится на основе раз-



ложения по сингулярному базису функции Грина. Этот метод был впервые предложен Л. И. Мандельштамом в 1912 г. для описания формирования оптического изображения [4] и активно использовался как в оптике, так и в радиофизике для синтеза фазированных антенных решеток с заданной диаграммой направленности и ограничением на реактивную мощность [5, 6].

Распределение поля в приемной апертуре представимо [7], как

$$E_{out}(x_R) = \int_{-\Delta x_T}^{\Delta x_T} dx_T G(x_R, x_T) E_{in}(x_T)$$

где $G(x_1, x_2)$ — функция Грина оптической системы, $E_{in}(x_T)$ — поле во входной апертуре. В приближении Френеля для одномерных апертур выполняется (λ — длина волны излучения)

$$G(x_R, x_T) = \frac{\exp(ikz) \exp(-i\pi/4)}{\sqrt{\lambda z}} \exp \left[ik \left(\frac{x_R^2 + x_T^2}{2z} - \frac{x_R x_T}{z} \right) \right], \quad k = 2\pi/\lambda.$$

Функцию Грина можно представить в виде ряда

$$G(x_R, x_T) = \sum_n g_n a_n^*(x_T) b_n(x_R)$$

с условиями ортогональности (сингулярное разложение)

$$\int_{-\Delta x_T}^{\Delta x_T} dx_T a_n(x_T) a_m^*(x_T) = \delta_{nm} \quad \int_{-\Delta x_R}^{\Delta x_R} dx_R b_n(x_R) b_m^*(x_R) = \delta_{nm}$$

и в общем случае функции разложения можно найти из задачи на собственные значения интегрального уравнения

$$|g_n|^2 a_n(x_T) = \int_{-\Delta x_T}^{\Delta x_T} dx_T' K(x_T, x_T') a_n(x_T') \quad K(x_T, x_T') = \int_{-\Delta x_R}^{\Delta x_R} dx_R G^*(x_R, x_T) G(x_R, x_T')$$

и аналогично для функций в приемной апертуре.

Такое разложение существует во всех «физических» условиях распространения и (в случае разнесенных апертур) существует лишь конечное число N членов разложения с существенным вкладом.

Сингулярное разложение позволяет вычислять распространение электромагнитной волны (прямая и обратная задачи), а также дает простое решение задачи существования целевого распределения [2]:

$$E_{appr}(x_R) = \sum_{n=1}^N B_n b_n(x_R), \quad B_n = \int_{-\Delta x_R}^{\Delta x_R} dx_R b_n^*(x_R) E_{targ}(x_R) \quad (1)$$

где $E_{appr}(x_R)$, $E_{targ}(x_R)$ — приближенное (реализуемое) и требуемое (целевое) распределение интенсивности. Параметр

$$\varepsilon = \int_{-\Delta x_R}^{\Delta x_R} dx_R |E_{appr}(x_R) - E_{targ}(x_R)|^2 \left(\int_{-\Delta x_R}^{\Delta x_R} dx_R |E_{targ}(x_R)|^2 \right)^{-1}$$

описывает точность восстановления целевого распределения (разрешение схемы). Эта ошибка возникает вследствие волновых свойств излучения, носит принципиальный характер, не зависит от вида используемого дифракционного элемента, определяется геометрией схемы и числом членов N .

Во френелевском приближении разложение может быть записано в аналитической форме, через вытянутые сфероидальные функции $\beta_n(x_R)$ (prolate spheroidal wave functions — PSWFs [2, 5])

$$b_n(x_R) = \exp(ik x_R^2 / 2z) \beta_n(x_R)$$

$$\frac{z}{\lambda} |g_n|^2 \beta_n(x_R) = \int_{-\Delta x_R}^{\Delta x_R} dx'_R \frac{\sin[k \Delta x_T (x_R - x'_R) / z]}{\pi(x_R - x'_R)} \beta_n(x'_R)$$

$$g_n = \exp(ikz) (-i)^{n-1} |g_n|$$

Число существенных функций разложения (число степеней свободы) определяется числом Френеля оптической системы

$$N_F = \frac{(2\Delta x_T)(2\Delta x_R)}{\lambda z}$$

и при $n < N_F$ выполняется $|g_n|^2 \approx 1$; при $n > N_F$ коэффициенты $|g_n|^2$ быстро спадают к 0 (см. например, работу [2]).

Использование в ряде (1) достаточно большого числа слагаемых ($N > N_F$) позволяет, в принципе, добиться произвольно высокого разрешения (малого значения ε — в эксперименте это соответствует требованию контроля над очень тонкими деталями структуры дифракционного элемента). Но, как цена за уменьшение ошибки восстановления происходит очень быстрое падение дифракционной эффективности

$$\gamma = \int_{-\Delta x_R}^{\Delta x_R} dx_R |E_{appr}(x_R)|^2 / \int_{-\infty}^{\infty} dx_R |E_{appr}(x_R)|^2.$$

Вследствие свойства двойной ортогональности сфероидальных функций [5]

$$\int_{-\Delta x_R}^{\Delta x_R} dx_R \beta_n(x_R) \beta_m^*(x_R) = \delta_{nm} \quad \int_{-\infty}^{\infty} dx_R \beta_n(x_R) \beta_m^*(x_R) = \delta_{nm} / |g_n|^2$$

величину дифракционной эффективности можно выразить через коэффициенты разложения синтезируемого поля

$$\gamma = \sum_{n=1}^N |B_n|^2 / \sum_{n=1}^N |B_n|^2 / |g_n|^2$$

Аналогичный свойство сингулярного разложения можно использовать и для других типов геометрии распространения (например аксиконов) — везде, где распространение описывается, как Фурье-преобразование в конечных пределах.

Изменение дифракционной эффективности при улучшении разрешения представлен на Рис. 2 (+ — дифракционная эффективность γ в логарифмическом масштабе, 0 — отн. погрешность восстановления ε). Оказывается, что достижение линейного роста разрешения приводит к экспоненциальному спаду дифракционной эффективности. Аналогичный

эффект отмечается как при синтезе антенных решеток [5, 6], так и в работах по оптическому сверхразрешению [8]. Здесь и далее использовались следующие параметры распространения излучения: $\Delta x_T = 0.5$ мм, $\Delta x_R = 0.75$ мм, $z = 0.1$ м, $\lambda = 600$ нм (т. е. $N_F = 25$). Оценивалась ошибка синтеза плосковершинного распределения (супергауссового порядка 10) с полушириной 0.2 мм.

При заданном значении дифракционной эффективности использование метода Лагранжа и двойной ортогональности функций разложения дает новое выражение для синтезируемого поля

$$E_{appr}(x_R) = \sum_{n=1}^N D_n b_n(x_R),$$

$$D_n = \frac{B_n}{1 + \mu(1 - \gamma / |g_n|^2)}, \quad B_n = \int_{-\Delta x_R}^{\Delta x_R} dx_R b_n^*(x_R) E_{targ}(x_R),$$

где множитель μ [$0 < \mu < 1/(\gamma/|g_n|^2 - 1)$] — корень уравнения

$$\sum_{n=1}^N \frac{|B_n|^2 (1 - \gamma / |g_n|^2)}{[1 + \mu(1 - \gamma / |g_n|^2)]^2} = 0$$

(данный подход эквивалентен задаче синтеза линейной антенны с заданным коэффициентом сверхнаправленности).

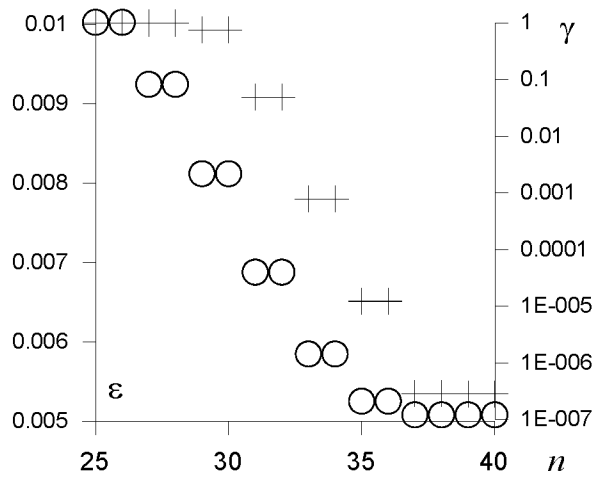


Рис. 2

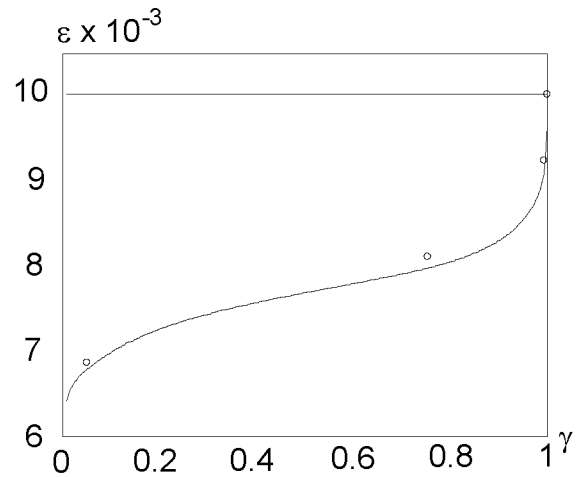


Рис. 3

Как показано на Рис. 3, синтез распределения поля при заданном значении дифракционной эффективности схемы принципиально возможен. Однако достигаемое предельное разрешение (точность восстановления) оказывается примерно такая же, как и при «прямолинейном» использовании дополнительных степеней свободы (показаны на графиче-

ке кружками, ср. также Рис. 2). Прямая линия на Рис. 3 — предел разрешения, полученный из стандартного Фурье-анализа [7]

Исследования по теме работы поддержаны Белорусским Республиканским фондом фундаментальных исследований, договор № Ф03МС-066.

Литература

1. Методы компьютерной оптики, под. ред. В. А. Сойфера, 2-е изд., Москва, 2003, 688 с.
2. A. Thaning, P. Martisson, M. Karelin, A. T. Friberg, *J. Opt. A* **5**, 153 (2003).
3. R. Piestun, J. Shamir, *Proc. IEEE* **90**, 222 (2002).
4. В. И. Таланов, *УФН* **87**, 23 (1965)
5. Функции с двойной ортогональностью в радиоэлектронике и оптике, М. К. Размахнин, В. П. Яковлев — Перевод и научная обработка, Москва, 1971, 256 с.
6. Р. Ч. Хансен, *ТИИЭР* **68**, 25 (1981)
7. Дж. Гудмен, *Введение в Фурье-оптику*, Москва, 1970, 364 с.
8. T. R. M. Sales, G. M. Morris, *J. Opt. Soc. Am. A* **14**, 1637 (1997).

ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ФАЗА И КВАНТОВЫЕ ВЫЧИСЛЕНИЯ

Е.А. Толкачев¹, А.Я. Трегубович¹, А.Э. Шалыт-Марголин²

¹ *Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, пр. Ф. Скорины 68, 220072
Минск, Беларусь, tea@dragon.bas-net.by*

² *Национальный центр физики частиц и физики высоких энергий, ул. Богдановича 153,
220040 Минск, Беларусь, alexm@hep.by*

Фундаментальные успехи, достигнутые за последние 20 лет в физике твёрдого тела и нелинейной оптике, позволили говорить о принципиально новом способе хранения информации, когда её бит представляет собой не электрический сигнал, а квантовое состояние некоторой системы, приготовленное и контролируемое с достаточной степенью точности. Возникшая вслед за этим идея преобразования такой квантовой информации путём интерференции состояний, управляемой внешними параметрами, делает реальной реализацию основных логических элементов с помощью квантовых объектов. Так в 80-ых годах в работах Фейнмана и Дойча [1, 2] возникла идея квантового компьютера. В фундамент этой идеи легли основные понятия квантовой механики: квантовое состояние как бит информации и унитарные операторы на пространстве состояний как вычисления.

И хотя высказанные в этих работах идеи и по сей день далеки от практической реализации, рост числа публикаций по этой тематике за последние 10 лет принял экспоненциальный характер. Были, в частности предложены самые различные способы реализации квантовых вычислений (см. например [3] в качестве обзора). Недавно в работах [4, 5] была предложена модель голономного квантового компьютера (ГК), в которой квантовые вычисления реализуются неабелевой [6] фазой Берри [7]. Соответствующее унитарное преобразование возникает при циклическом адиабатическом изменении параметров вырожденной параметрической квантовой системы и смешивает собственные состояния одного и того же вырожденно-го уровня энергии. Эти преобразования имеют вид

$$\varphi_n(T) = U(C)\varphi_n(0), \quad (1)$$

где $U(C)$ - P -упорядоченной экспонента

$$U(C) = P \exp \left(i \oint_C A_\mu(\vec{\lambda}) d\lambda^\mu \right), \quad A_\mu = i \langle \varphi_{nh} | \nabla_{,\mu} \varphi_{nh} \rangle, \quad (2)$$

а φ_{na} , составляющие вместе вектор φ_n - собственные состояния параметрической системы с гамильтонианом $H(\vec{\lambda})$, управляемой N внешними параметрами λ_μ , $\vec{\lambda} = (\lambda_1, \dots, \lambda_N)$, соответствующие энергетическому уровню E_n , вырожденному с кратностью s_n (т.е. $a = 1, \dots, s_n$).

Интеграл в (2) берётся по замкнутой кривой C , описываемой вектором $\vec{\lambda}$ в пространстве параметров, т.е. $\vec{\lambda}(T) = \vec{\lambda}(0)$. Чтобы введенные преобразования имели смысл квантовых вычислений, нужно контролировать их с помощью внешних параметров в любой момент времени. Для этого в свою очередь необходимо знать “потенциал” A_μ (его иногда называют потенциалом Вильчека – Зи) как функцию λ_μ , поэтому актуальной задачей является установление такой зависимости для достаточно широкого класса систем.

Несмотря на то, что в работах [4, 5] был сделан ряд шагов в указанном направлении, универсальный метод вычисления A_μ до сих пор отсутствует, поэтому целью данной работы является предложить метод вычисления потенциала Вильчека – Зи для конечноуровневых систем с постоянным спектром и произвольным вырождением.

Рассмотрим систему с N адиабатически меняющимися параметрами $\lambda_\mu(t)$ и гамильтонианом $H(\vec{\lambda})$. Согласно адиабатической теореме выполняется квазистационарное уравнение Шредингера

$$H(\vec{\lambda}) \varphi_{ia} = E_i \varphi_{ia}, \quad i = 1, \dots, n; \quad a = 1, \dots, s_i \quad (3)$$

Мы предполагаем спектр $H(\vec{\lambda})$ стационарным, т.е.

$$H(\vec{\lambda}(t)) = U(\vec{\lambda}(t))H(0)U^\dagger(\vec{\lambda}(t)) \quad (4)$$

Потенциал A_μ есть, вообще говоря, некоторая $s_i \times s_i$ -матрица. Рассмотрим вначале случай полного отсутствия вырождения, когда $s_i = 1$. В этом случае формулы (1, 2) упрощаются и принимают вид

$$\varphi_m(T) = \exp(i\gamma_m(C)) \varphi_m(0), \quad \gamma_m(C) = \oint_C A^{(m)}_\mu(\vec{\lambda}) d\lambda^\mu, \quad (5)$$

где

$$A^{(m)}_{\mu}(\vec{\lambda}) = i \langle \varphi_m | \nabla_{\mu} \varphi_m \rangle = i \langle m | \nabla_{\mu} m \rangle, \quad (6)$$

где для сокращения записи мы будем писать $|m\rangle$ вместо $|\varphi_m\rangle$. Обозначим через H_{\perp} матрицу, получающуюся из гамильтониана вычёркиванием последней строки и столбца и предположим, что

$$\det(H_{\perp} - E_m) \neq 0, \quad 0 \leq t \leq T. \quad (7)$$

Тогда нормированный вектор состояния можно представить в виде

$$\vec{m} = \frac{(\vec{\xi}_m, 1)}{(1 + |\vec{\xi}_m|^2)^{1/2}}. \quad (8)$$

Выражая $\vec{\xi}_m$ из уравнения на собственные значения, имеем

$$\vec{\xi}_m = (H_{\perp} - E_m)^{-1} \vec{h}, \quad h_i = -H_{im}. \quad (9)$$

Замечая, что потенциал (6) можно представить в виде

$$A_{\mu} = \frac{i}{2} (\vec{m}^* \nabla_{\mu} \vec{m} - \vec{m} \nabla_{\mu} \vec{m}^*),$$

окончательно имеем

$$A_{\mu} = \frac{i}{2} \frac{\vec{\xi}_m^* \nabla_{\mu} \vec{\xi}_m - \vec{\xi}_m \nabla_{\mu} \vec{\xi}_m^*}{(1 + |\vec{\xi}_m|^2)^{1/2}}. \quad (10)$$

Нетрудно проверить, что в частном случае спина j в магнитном поле, когда гамильтониан является трёхдиагональной матрицей $H = \hbar \omega_0 \vec{B} \vec{J}$, фаза Берри, соответствующая проекции спина m равна

$$\gamma_m(C) = m\Omega(C),$$

где $\Omega(C)$ - телесный угол, под которым виден из начала координат конфигурационного пространства контур C , описываемый вектором \vec{B} . Таким образом, из формулы (10) как частный случай следует хорошо известный результат [7].

Вернёмся теперь к общему случаю вырожденной системы. Теперь обозначим через H_{\perp} матрицу, полученную из H вычёркиванием s_m последних строк и столбцов. Не нарушая общности, предположим справедливость условия (7) для вновь введённой матрицы H_{\perp} . Обозначим s_m собственных векторов, относящихся к энергии E_m через $\vec{\xi}_{ma}$, $a = 1, \dots, s_m$. Из уравнения на собственные значения получаем

$$\vec{\xi}_{ma} = (H_{\perp} - E_m)^{-1} h \vec{c}_a, \quad (11)$$

где \vec{c}_a - произвольные векторы размерности s_m , которые могут быть выбраны ортонормированными, а h - $(n - s_m) \times s_m$ -матрица

$$h = \begin{pmatrix} H_{1, n-s_m+1} & H_{1, n-s_m+2} & \cdots & H_{1, n} \\ H_{2, n-s_m+1} & H_{2, n-s_m+2} & \cdots & H_{2, n} \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ H_{n-s_m, n-s_m+1} & H_{n-s_m, n-s_m+2} & \cdots & H_{n-s_m, n} \end{pmatrix}$$

После ортогонализации $\vec{\xi}_{ma}$ получаем ортонормированный базис собственного подпространства H , соответствующего энергии E_m (для упрощения записи индекс m опущен):

$$\vec{z}_a = \frac{1}{\det \Gamma_{a-1}} \begin{pmatrix} \Gamma_{a-1} & \vec{x}_1 \\ \langle \vec{\xi}_a | \vec{\xi}_1 \rangle & \vdots \\ \langle \vec{\xi}_a | \vec{\xi}_2 \rangle & \cdots \\ \langle \vec{\xi}_a | \vec{\xi}_{a-1} \rangle & \vec{x}_a \end{pmatrix}, \quad (12)$$

где $\vec{x}_b = (\vec{\xi}_b, \vec{c}_b)$, а

$$T_a = \begin{pmatrix} 1 + \langle \vec{\xi}_1 | \vec{\xi}_1 \rangle & \langle \vec{\xi}_1 | \vec{\xi}_2 \rangle & \dots & \langle \vec{\xi}_1 | \vec{\xi}_a \rangle \\ \langle \vec{\xi}_2 | \vec{\xi}_1 \rangle & 1 + \langle \vec{\xi}_2 | \vec{\xi}_2 \rangle & \dots & \langle \vec{\xi}_2 | \vec{\xi}_a \rangle \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \langle \vec{\xi}_a | \vec{\xi}_1 \rangle & \langle \vec{\xi}_a | \vec{\xi}_2 \rangle & \dots & 1 + \langle \vec{\xi}_a | \vec{\xi}_a \rangle \end{pmatrix} = 1 + Z_a^+ Z_a. \quad (13)$$

Здесь $(n - s_m) \times a$ -матрица Z_a состоит из первых a столбцов $(n - s_m) \times s_m$ -матрицы

$$Z = (H_{\perp} - E_m)^{-1} h.$$

Воспользовавшись выражениями (2, 12), получаем окончательное выражение для потенциала Вильчека-Зи в виде матричнозначной 1-формы

$$A = \frac{i}{2} \frac{g_{ab}^{ij} (\vec{\xi}_j^* d\vec{\xi}_i - d\vec{\xi}_j^* \vec{\xi}_i) + 2\omega_{ab}}{2 \det(1 + Z_{a-1}^+ Z_{a-1}) \det(1 + Z_{b-1}^+ Z_{b-1})}, \quad 1 \leq i \leq a, \quad 1 \leq j \leq b, \quad (14)$$

где производится суммирование по i, j в указанных выше пределах, а величины g_{ab}^{ij}, ω_{ab} определяются формулами

$$g_{ab}^{ij} = \Gamma_a^i \Gamma_b^{j*}, \quad \omega_{ab} = \langle \vec{\xi}_j | d(\text{Im } g_{ab}^{ij}) \vec{\xi}_i \rangle + \sum_{i=1}^{\min(a,b)} g_{ab}^{ii} \quad (15)$$

Здесь Γ_a^i - алгебраическое дополнение $\vec{\xi}_i$ в Γ_a . Заметим, что замена базиса $\vec{c}_a' = U_{ab}(\vec{\lambda}) \vec{c}_b$ индуцирует калибровочное преобразование

$$A' = UAU^+ + i(dU)U^+,$$

как того и следовало ожидать.

Таким образом, формулы (14, 15) дают решение задачи нахождения потенциала Вильчека-Зи для конечноуровневой системы с произвольным вырождением и постоянным во времени спектром с единственным ограничением, накладываемым на контур C условием (7).

Литература

1. Feynman R. Int.J.Theor.Phys. **21**, 467 (1982)

2. Deutsch D. Proc.Roy.Soc London **A400**, 97 (1985); Ibid. **A425**, 73 (1989)
3. Steane A.M. Rep.Progr.Phys. **61**, 117 (1998); quant-ph/9708022
4. Zanardi P. and Rasetti M. Phys.Lett **A264**, 94 (1999); quant-ph/9904011;
Pachos J., Zanardi P. and Rasetti M. Phys.Rev **A61**, 1 (2000); quant-ph/9907103
5. Pachos J. and Chountasis S. Phys.Rev. **A62**, 2318 (2000); quant-ph/9912093
6. Wilczek F. and Zee A. Phys.Rev.Lett. **52**, 2111 (1984)
7. Berry M.V. Proc.Roy.Soc. London **A 392**, 45 (1984)

МНОГОФЕРМИОННЫЕ ФУНКЦИИ ГРИНА ДЛЯ ИНСТАНТОННЫХ ПРОЦЕССОВ И ИХ ВКЛАД В ГЛУБОКОНЕУПРУГОЕ РАССЕЙЯНИЕ

Р.Г. Шуляковский

*Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси,
пр. Ф. Скорины 68, 220072 Минск, Беларусь, shul@dragon.bas-net.by*

В рамках кирального предела КХД вычисляются инстантонные функции Грина для произвольного числа кварков. Полученный результат используется для оценки вклада в глубоконеупругое рассеяние инстантонных процессов с большой кварковой множественностью.

1. Введение

Инстантоны (классические решения в евклидовом пространстве с конечным действием) [1], описывающие в квантовой теории туннельные переходы [2], позволяют объяснить ряд важных явлений сильных [3] и электрослабых взаимодействий [4]. В то же время на сегодняшний день отсутствует прямое экспериментальное подтверждение существования инстантонов. Возможная причина заключается в том, что вероятность любого инстантонного процесса пропорциональна малому фактору $\exp\left(-\frac{16\pi^2}{g^2}\right)$, который имеет порядок 10^{-160} в электрослабой теории и 10^{-10} в КХД. В начале 90-ых годов было показано, что сечение инстантонных процессов может значительно увеличиваться в процессах при высоких энергиях [5]:

$$\sigma \propto \exp\left(\frac{16\pi^2}{g^2} F(\sqrt{s})\right), \quad F(\sqrt{s}) = -1 + \frac{9}{8} \left(\frac{\sqrt{s}}{E_{sp}}\right)^4 - \frac{9}{16} \left(\frac{\sqrt{s}}{E_{sp}}\right)^2 + \dots, \quad \sqrt{s} < E_{sp}$$

где E_{sp} - энергия сфалерона (величина потенциального барьера, через который совершается туннелирование) [6], \sqrt{s} - энергия в системе центра масс. Т.е. при энергиях, близких к энергии сфалерона, может происходить компенсация малого экспоненциального фактора, подавляющего инстантонные процессы. В электрослабой теории инстантонные процессы могут наблюдаться при энергиях $\sqrt{s} \propto 10-100$ ТэВ, не достижимых на современных ускорителях, в КХД - при энергиях $\sqrt{s} \propto 1$ ГэВ [5].

Первые результаты по поиску КХД-инстантонов в электрон-протонном глубоконеупругом рассеянии на ускорителе HERA (DESY, Гамбург, Германия) оставляют вопрос открытым: избыток событий, который можно было бы интерпретировать как

инстантонный сигнал, лежит в пределах погрешностей [7]. Эксперимент основывался на проверке теоретических предсказаний для широкого круга инстантонных характеристик в различных кинематических областях, полученных А. Рингвальдом и Ф. Шремпом [8]. В основе расчётов Рингвальда–Шремпа лежит инстантонный процесс, включающий минимально необходимое число кварков и произвольное число глюонов. В то же время инстантонные процессы с участием произвольного числа фермионов не подавлены малостью константы связи. Для изучения их влияния на свойства адронного спектра инстантонного канала глубоконеупругого рассеяния нужно вычислить многофермионные инстантонные функции Грина.

2. Многофермионные инстантонные функции Грина

Рассмотрим евклидову КХД с одним безмассовым кварковым ароматом

$$L = \frac{1}{2} \text{Tr}(F_{\mu\nu}F_{\mu\nu}) - i\bar{\psi}\hat{D}\psi, \quad \hat{D} = \gamma_{\mu}(\partial_{\mu} - igA_{\mu}), \quad A_{\mu} = A_{\mu}^a \frac{\lambda^a}{2}.$$

Цветовые и спинорные индексы кварковых полей для упрощения выражений здесь и ниже опущены. Обобщение на случай трёх безмассовых ароматов u, d, s тривиально; рождение массивных кварков в инстантонных процессах подавлено и обычно не рассматривается [3].

Инстантонная функция Грина с произвольным числом внешних глюонов и кварков, записанная в виде функционального интеграла по полям, имеет следующий вид в гауссовом приближении:

$$\int DAD\psi D\bar{\psi} e^{-S[A,\psi,\bar{\psi}]} \prod_{i=1}^m \psi(x_i)\bar{\psi}(y_i) \prod_{j=1}^n A_{\mu_j}(z_j) \approx \int d^4z \int_0^{\infty} \frac{d\rho}{\rho^5} dU \mu(\rho) e^{-\frac{8\pi^2}{g^2} \sum_{j=1}^n A_{\mu_j}^I(z_j - z)} \times \\ \times \int D\psi D\bar{\psi} e^{-\bar{\psi}\hat{D}[A^I]\psi} \prod_{i=1}^m \psi(x_i - z)\bar{\psi}(y_i - z),$$

где $A_{\mu_j}^I(z_j - z)$ - инстантонные решения [1], z_{μ} , ρ , U и $\mu(\rho)$ - соответственно центр, размер, ориентация в цветовом пространстве и плотность инстантонов [9]. Т.е. интегрирование по фермионным и бозонным полям производится независимо в гауссовом приближении. Бозонная часть интеграла хорошо изучена [5], поэтому сосредоточим внимание на фермионной части интеграла, которая может рассматриваться как фермионная функция Грина во внешнем (инстантонном) поле:

$$\langle \psi(x_1) \cdots \bar{\psi}(y_m) \rangle^I = \int D\psi D\bar{\psi} e^{-\int dx \bar{\psi} \hat{D}[A^I] \psi} \prod_{i=1}^m \psi(x_i) \bar{\psi}(y_i). \quad (1)$$

В простейшем случае $m=0$ выражение (1), являющееся инстантонной амплитудой "вакуум \rightarrow вакуум", исчезает вследствие наличия нулевой моды (собственной функции $\psi_0(x)$ оператора $\hat{D}[A^I]$, принадлежащей нулевому собственному значению) [2].

Простейшая неисчезающая функция Грина имеет вид [2]:

$$\langle \psi(x) \bar{\psi}(y) \rangle^I = \det' \{ \hat{D}[A^I] \} \psi_0(x) \bar{\psi}_0(y), \quad \det' \{ \hat{D}[A^I] \} = \prod_{n \neq 0} \lambda_n,$$

$$\hat{D}[A^I] \psi_n(x) = \lambda_n \psi_n(x), \quad \lambda_0 = 0.$$

Вычислим 4-хточечную фермионную функцию Грина:

$$\begin{aligned} \langle \psi(x_1) \bar{\psi}(y_1) \psi(x_2) \bar{\psi}(y_2) \rangle^I &= \prod_n \int dc_n d\bar{c}_n e^{\lambda_n c_n \bar{c}_n} \psi(x_1) \bar{\psi}(y_1) \psi(x_2) \bar{\psi}(y_2) = \\ &= \int dc_0 d\bar{c}_0 c_0 \psi_0(x_1) \bar{c}_0 \bar{\psi}_0(y_1) \prod_{n \neq 0} \int dc_n d\bar{c}_n (1 + \lambda_n c_n \bar{c}_n) \psi(x_2) \bar{\psi}(y_2) + \dots, \\ \prod_{n \neq 0} \int dc_n d\bar{c}_n (1 + \lambda_n c_n \bar{c}_n) \psi(x_2) \bar{\psi}(y_2) &= \sum_{k \neq 0} \int dc_k d\bar{c}_k c_k \psi_k(x_2) \bar{c}_k \bar{\psi}_k(y_2) \times \\ \times \prod_{n \neq 0, k} \int dc_n d\bar{c}_n \lambda_n c_n \bar{c}_n &= \sum_{k \neq 0} \psi_k(x_2) \bar{\psi}_k(y_2) \prod_{n \neq 0, k} \lambda_n = S^{nz}(x_2, y_2) \det' \{ \hat{D}[A^I] \}, \end{aligned}$$

где во второй строчке выражения опущены слагаемые, отличающиеся от предыдущего лишь перестановкой координат; пропагатор ненулевых мод в поле инстантона

$S^{nz}(x, y) = \sum_{j \neq 0} \frac{\psi_j(x) \bar{\psi}_j(y)}{\lambda_j}$ известен аналитически [3,10]. При вычислениях, как принято

при работе с функциональными интегралами по ферми-полям, использовались грассмановы переменные c_n, \bar{c}_n .

Таким образом, 4-хточечная фермионная функция Грина в поле инстантона имеет вид:

$$\langle \psi(x_1) \bar{\psi}(y_1) \psi(x_2) \bar{\psi}(y_2) \rangle^I = \psi_0(x_1) \bar{\psi}_0(y_1) S^{nz}(x_2, y_2) \det' \{ \hat{D}[A^I] \} + (x_1 \leftrightarrow x_2) + (y_1 \leftrightarrow y_2) + (x_1 \leftrightarrow x_2, y_1 \leftrightarrow y_2). \quad (2)$$

Аналогично могут быть вычислены функции Грина высших порядков. Так, например, для шести фермионов получим

$$\langle \psi(x_1) \bar{\psi}(y_1) \psi(x_2) \bar{\psi}(y_2) \psi(x_3) \bar{\psi}(y_3) \rangle^I = \psi_0(x_1) \bar{\psi}_0(y_1) \psi_0(x_2) \bar{\psi}_0(y_2) \times S^{nz}(x_3, y_3) \det' \{ \hat{D}[A^I] \} + (\text{перестановки}). \quad (3)$$

3. Вклад многофермионных инстантонных процессов в глубоконеупругое рассеяние

Вклад инстантонных процессов с произвольной фермионной множественностью в полное сечение, оцененный О. Эспинозой [11],

$$\sigma_{\text{multifermion}} \propto \exp \left[\frac{1}{4} \left(\frac{\sqrt{s}}{E_{\text{sp}}} \right)^{\frac{4}{3}} \right], \quad \sqrt{s} < E_{\text{sp}},$$

может играть существенную роль при энергиях, близких к энергии сфалерона. Метод, использованный в работе [11], не позволяет вычислить вклад многофермионных процессов в распределение по множественности вторичных частиц и другие характеристики адронного спектра. Эта задача может быть решена при использовании многофермионных функций Грина.

Амплитуда вероятности рождения $2m$ фермионов может быть получена на основе функций Грина (2), (3) при использовании процедуры Леммана–Симанчика–Циммерманна (см., например, [12]). Квадрирование амплитуды и суммирование по всевозможным значениям импульсов и спинов конечных частиц приводит к распределению Пуассона по числу пар фермионов для каждого безмассового аромата в инстантонных процессах в дополнение к фиксированному (минимально допустимому) числу кварков [13]. Учёт стадии адронизации производится при модификации монтекарловского генератора инстантонных событий QCDINS2.0. [14].

Вклад произвольной кварковой множественности в наиболее чувствительные к присутствию инстантонов характеристики адронного спектра показан на графиках 1 и 2.

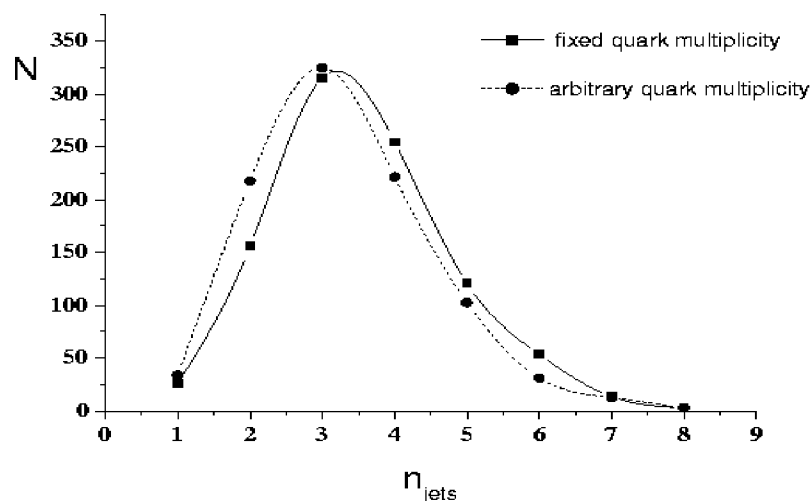


График 1. Распределение по числу адронных министруй для случаев произвольной (пунктирная линия) и фиксированной (сплошная линия) кварковой множественности.

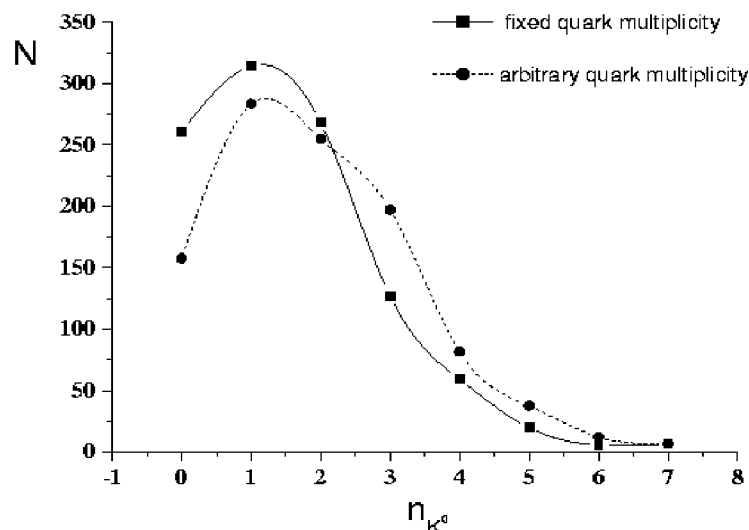


График 2. Распределение по числу нейтральных каонов для случаев произвольной (пунктирная линия) и фиксированной (сплошная линия) кварковой множественности.

Учёт произвольной кварковой множественности позволяет получить более точные критерии обнаружения инстантонов по сравнению с уже имеющимися, что может быть использовано в эксперименте по поиску КХД-инстантонов на ускорителе HERA (DESY), а также, в перспективе, на строящемся ускорителе LHC (CERN).

Литература

1. A. Belavin, A. Polyakov, A. Schwarz and Yu. Tyupkin, Phys.Lett. **B59**, 85 (1975).
2. G. 't Hooft, Phys.Rev.Lett. **37**, 8 (1976); Phys.Rev. **D14**, 3432 (1976).
3. T. Schaefer, E. Shuryak, Rev.Mod.Phys. **70**, 323 (1998).
4. В.А. Рубаков, М.Е. Шапошников, УФН, **166**, 493 (1996).
5. A. Ringwald, Nucl.Phys. **B330**, 1 (1990);
Д.И. Дьяконов, В.Ю. Петров, Материалы XXVI Зимней Школы ЛИЯФ, 8 (1991).
6. N. Manton, Phys.Rev. **D28**, 2019 (1984).
7. C. Adloff et al. (H1 Collaboration), Eur.Phys.J. **C25**, 495 (2002).
8. A. Ringwald, F.Schrempp, Nucl.Phys. Phys.Lett. **B438**, 217 (1998); Phys.Lett. **B495**, 249 (1999); Phys.Lett. **B503**, 331 (2001).
9. А.И. Вайнштейн и др., УФН **134**, 553 (1982).
10. L. Brown et al., Phys.Rev. **D17**, 1583 (1978).
11. O. Espinosa, Nucl. Phys. **B375**, 263 (1992).
12. Дж. Бьёркен, С. Дрелл, Релятивистская квантовая теория. Том2. М., Наука, 1978.
13. V.I. Kashkan, V.I. Kuvshinov, R.G. Shulyakovsky. Proceed. of the 10th Seminar "Nonlinear phenomena in complex systems" (May 15-18, 2001, Minsk, Belarus), Minsk, 2001, 172;
V.I. Kuvshinov, V.A. Shaparau, R.G. Shulyakovsky. Proceed. of the 17th International Workshop on Quantum Field Theory and High Energy Physics /QFTHEP'2003/ (September 4-11, 2003, Volga, Russia), to be published.
14. A. Ringwald, F. Schrempp, Comput.Phys.Commun. **132**, 267 (2000).

РАВНОВЕСНЫЕ И ДИФФУЗИОННЫЕ СВОЙСТВА ДВУХУРОВНЕВОГО РЕШЕТОЧНОГО ГАЗА

Я.Г. Грода, Р.Н. Ласовский

*Белорусский государственный технологический университет, ул. Свердлова 13а,
220050 Минск, Беларусь, groda@bstu.unibel.by*

Решеточные модели широко используются при исследовании равновесных свойств и кинетических процессов в различных физико-химических системах [1]. При этом, как правило, используются модели с эквивалентными узлами, что лишь приближенно отражает особенности реальных физических систем, например, поверхностей кристаллов. Поэтому в последнее время был предпринят ряд попыток развития стандартной решеточной модели на случай систем с неэквивалентными узлами [2-6]. В настоящей работе представлены результаты обобщения ранее предложенного диаграммного приближения (ДП) [7] для вычисления равновесных характеристик решеточных систем на случай систем, содержащих узлы двух типов. В рамках этого обобщения изучены равновесные и диффузионные свойства двухуровневого решеточного газа с притяжением между ближайшими соседями. Все полученные результаты сопоставлены с результатами прямого компьютерного моделирования по методу Монте–Карло (МКМ).

В качестве примера двухуровневой модели рассмотрим изображенную на рис. 1 решеточную систему. Нетрудно видеть, что в ней можно выделить два типа узлов – α - и β -узлы. При этом глубина потенциальной ямы ϵ , соответствующей решеточному узлу, может быть различной $\epsilon_\alpha \neq \epsilon_\beta$. Также необходимо отметить, что число α - узлов в два раза больше, нежели число β -узлов

$$N_\alpha = 2N/3, \quad N_\beta = N/3. \quad (1)$$

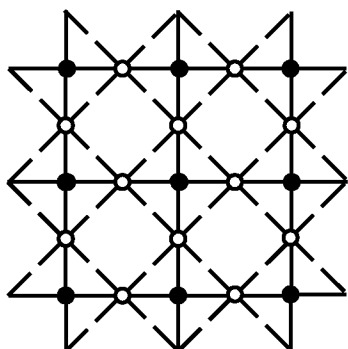


Рис. 1. Схема двухуровневой решеточной системы с учетом ее подрешеточной структуры. Светлыми и темными кружками обозначены α - и β - узлы, соответственно.

Наличие в системе узлов двух типов позволяет явным образом ввести в исходной решетке две подрешетки. При рассмотрении решеточных газов с взаимодействием только ближайших соседей решеточный газ в пределах каждой из подрешеток является идеаль-

ным, но будет присутствовать межподрешеточное взаимодействие – находящаяся на подрешетке β частица может взаимодействовать с четырьмя α -частицами ($z_\beta=4$), а каждая α -частица имеет только два соседних β -узла ($z_\alpha=2$).

Микросостояние решеточной системы определяется заданием набора чисел заполнения $\{n_i\}$, принимающих значения $n_i=1$ либо $n_i=0$ если i -й узел решетки занят частицей либо вакантен, соответственно. Это позволяет представить внутреннюю энергию системы n частиц на данной решетке в следующем виде:

$$U = \varepsilon_\alpha \sum_{\langle \alpha \rangle} n_i + \varepsilon_\beta \sum_{\langle \beta \rangle} n_i + J \sum_{\langle mn \rangle} n_i n_j, \quad (2)$$

где $\langle \alpha \rangle$, $\langle \beta \rangle$ и $\langle mn \rangle$ обозначает суммирование по всем α - , β -узлам и всем парам ближайших узлов, соответственно.

Как и в случае решеточного газа с отталкиванием ближайших соседей на одноуровневой решетке [8] в рассмотрение могут быть введены концентрации частиц на каждой из подрешеток (c_α и c_β), параметр порядка (δc) и средняя концентрация частиц (c):

$$c_\alpha = \frac{n_\alpha}{N_\alpha} = \frac{3n_\alpha}{2N}, \quad c_\beta = \frac{n_\beta}{N_\beta} = \frac{3n_\beta}{N}, \quad \delta c = c_\beta - c_\alpha, \quad c = \frac{n_\alpha + n_\beta}{N_\alpha + N_\beta} = \frac{1}{3}(2c_\alpha + c_\beta). \quad (3)$$

Свободная энергия решеточного газа может быть представлена как [9]:

$$F = F_r + F_d, \quad (4)$$

где F_r – свободная энергия базисной системы, описываемой одночастичными средними потенциалами $\varphi_j^{\alpha(\beta)}(n_i^{\beta(\alpha)})$, F_d – диаграммная часть свободной энергии. Первое из этих слагаемых легко факторизуется, а второе допускает разложение в ряд по степеням перенормированных функций Майера [8].

Суть сформулированного ранее [9] квазихимического приближения (КХП) для двухуровневых решеточных систем состоит в учете в разложении свободной энергии только двухвершинных диаграмм. Это приводит к полному занулению диаграммной части свободной энергии, а средние потенциалы базисной системы определяются из решения системы нелинейных алгебраических уравнений:

$$X_i^\alpha = \sum_{j=0}^1 c_j^\beta W_{ij} / X_j^\beta, \quad X_i^\beta = \sum_{j=0}^1 c_j^\alpha W_{ij} / X_j^\alpha, \quad (5)$$

где $X_i^\gamma = \exp(-\varphi_j^{(1)}(n_i^\gamma)/k_B T)$, $W_{ij} = \exp(-J n_i n_j / k_B T)$, $c_1^\gamma = c_\gamma$, $c_0^\gamma = 1 - c_\gamma$, $\gamma = \alpha, \beta$.

Свободная энергия системы в КХП может быть записана в следующем виде:

$$F^{\text{QChA}} = 1/3 \times \sum_{\gamma=\alpha}^{\beta} 4z_\gamma^{-1} \left(c_1^\gamma \varepsilon_\gamma + 1/k_B T \sum_{i=0}^1 c_1^\gamma \ln \left[c_1^\gamma \left(X_i^\gamma \right)^{-z_\gamma} \right] \right). \quad (6)$$

В диаграммном приближении (ДП) свободная энергия принимается равной [7, 10]

$$F = F^{\text{QChA}} - \frac{1}{3} \lambda k_B T d^m, \quad (7)$$

где второе слагаемое представляет собой вклад простейшей диаграммы, являющейся простой кольцевой диаграммой с восьмью вершинами ($m=8$),

$$d = (W-1) \sqrt{c_0^\alpha c_0^\beta c_1^\alpha c_1^\beta} / (X_0^\alpha X_0^\beta X_1^\alpha X_1^\beta). \quad (8)$$

Коэффициент λ определяется из равенства критической температуры системы ее наилучшей оценке [5] и для решеточного газа с притяжением ближайших соседей на решетке с $\varepsilon_\beta - \varepsilon_\alpha = J$ равен 1.7692.

Таким образом, система соотношений (5)–(8) позволяет определить свободную энергию решеточного газа в диаграммном приближении, а значит – и любые его равновесные характеристики. Так, например, химический потенциал и термодинамический фактор решеточного газа определяются соотношениями:

$$\mu = \left(\frac{\partial F}{\partial c} \right)_T, \quad \chi_T = \frac{c}{k_B T} \left(\frac{\partial \mu}{\partial c} \right)_T. \quad (9)$$

Зависимости химического потенциала и термодинамического фактора рассматриваемой решеточной системы от концентрации при различных температурах представлены на рис. 2 и 3, соответственно, где проведено их сравнение с результатами МКМ.

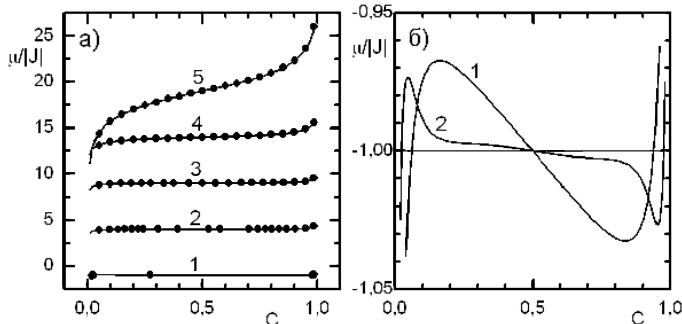


Рис. 2. Зависимость химического потенциала решеточного газа от концентрации. (а) $T/T_c = 0.80$ (1), 1.05 (2); 1.20 (3); 2.00 (4); 6.00 (5). Каждая группа кривых смещена относительно предыдущей на 5 единиц вдоль вертикальной оси (первоначальные положения кривых соответствуют $\mu/J=1.0$ при $c=0.5$). Линиями представлены результаты ДП, точками – МКМ. (б) КХП (1) и ДП (2) изотермы при $T/T_c = 0.80$.

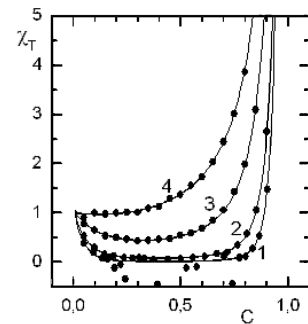


Рис. 3. Зависимость от концентрации термодинамического фактора решеточного газа с отталкиванием ближайших соседей на двухуровневой решетке: $T/T_c = 1.05$ (1), 1.20 (2); 2.00 (3); 6.00 (4).

Из проведенного сравнения видно, что результаты ДП хорошо согласуются с данными МКМ во всем диапазоне рассматриваемых температур и концентраций, как для химического потенциала, так и для термодинамического фактора. В двухфазной области теоретические расчеты дают ван-дер-ваальсовскую петлю, соответствующую фазовому переходу первого рода, а построение Максвелла позволяет определять точки фазового перехода

(см. рис. 2а). Соответствующие фазовые диаграммы, полученные в КХП и ДП, представлены на рис. 4.

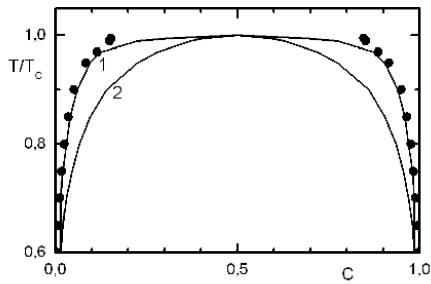


Рис. 4. Фазовая диаграмма решеточного газа с отталкиванием ближайших соседей на двухуровневой решетке. Точками представлены результаты МКМ, линиями – КХП (1) и ДП (2).

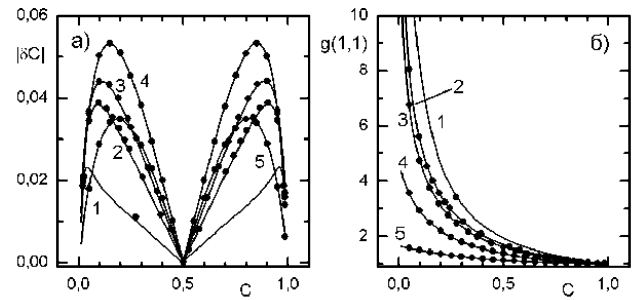


Рис. 5. Зависимость от концентрации (а) параметра порядка (3) и (б) корреляционных функций (10). $T/T_c = 0.80$ (1), 1.05 (2); 1.20 (3); 2.00 (4); 6.00 (5).

Как и в случае одноуровневых систем с притяжением [11], зависимость термодинамического фактора от концентрации характеризуется малыми значениями термодинамического фактора в широком диапазоне концентраций при температуре близкой к критической, что отражают наличие больших флуктуаций концентрации частиц в системе.

Сопоставление фазовых диаграмм показывает, что переход от КХП к ДП положительным образом сказывается на виде фазовой диаграммы, приближая ее к результатам МКМ. Как и в случае одноуровневых систем с притяжением, фазовая диаграмма является широкой и обладает плоской вершиной.

Одной из важнейших структурных характеристик решеточной системы является введенный соотношениями (3) параметр порядка (см. рис. 5а). Сопоставление результатов МКМ с результатами ДП показывает, что последний метод верно отражает как качественный, так и количественный ход зависимости параметра порядка от концентрации. Также можно отметить высокую точность ДП и при вычислении корреляционных функций (см. рис. 5б)

$$g(1,1) = \frac{P(1,1)}{c_\alpha c_\beta} = \frac{3}{4c_\alpha c_\beta} \left(\frac{\partial F}{\partial J} \right)_T, \quad (10)$$

где $P(1,1)$ – вероятность двум ближайшим узлам быть занятыми.

В целом необходимо отметить, что величина параметра порядка является достаточно малой, что свидетельствует о незначительной упорядоченности системы. Это в свою очередь позволяет надеяться на малое влияние эффектов памяти системы на ее диффузионные свойства. Как было показано ранее [12], в пренебрежении влиянием эффектов памяти, кинетический коэффициент диффузии решеточного газа D_J может быть определен с по-

мощью соотношения Жданова [6] через коэффициент диффузии невзаимодействующего решеточного газа и равновесные характеристики системы

$$D_J = D_0 \exp\left(\frac{\ddot{z}}{k_B T}\right) P(0,0) / 6c. \quad (11)$$

На рис. 6 представлена зависимость кинетического коэффициента диффузии от концентрации при температуре $T = 1.5 T_c$ найденная согласно соотношению (11) в сочетании с ДП для определения равновесных характеристик решеточного газа, и проведено сопоставление полученных результатов с результатами прямого компьютерного моделирования диффузионных процессов в решеточных системах по методу Монте - Карло. Анализ результатов показывает, что соотношение (11) в сочетании с ДП позволяет верно описывать зависимость коэффициента диффузии от концентрации как с качественной, так и с количественной точки зрения. В целом, общий вид зависимости коэффициента диффузии от концентрации не отличается от аналогичной зависимости для случая одноуровневых систем.

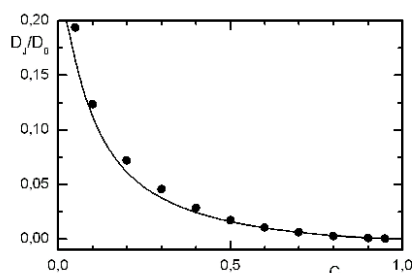


Рис. 6. Зависимость кинетического коэффициента диффузии двухуровневого решеточного газа с притяжением ближайших соседей от концентрации при $T/T_c = 1.50$. Точками представлены результаты МКМ, линией – результаты соотношения (11) в сочетании с ДП.

Таким образом, подводя итог, можно сделать вывод о том, что сформулированное диаграммное приближение позволяет с высокой степенью точности определять любые равновесные характеристики двухуровневого решеточного газа с притяжением ближайших соседей и может быть использовано для изучения неравновесных, например, диффузионных, характеристик данных систем.

Литература

1. C. Domb, Adv. Phys. **9**, 149 (1960).
2. Z. Chvoj, H. Conrad, V. Chab, Surf. Sci. **442**, 455 (1999).
3. J. Bisquert, V.S. Vikhrenko, Electrochim. Acta **47**, 3977 (2002).
4. A.A. Tarasenko, Z. Chvoj, L. Jastrabik et al., Surf. Sci. **482**, 396 (2001).
5. A.A. Tarasenko, Z. Chvoj, L. Jastrabik et al., Phys. Rev. B. **63**, art. no. 165423 (2001).
6. A.A. Tarasenko, L. Jastrabik, Surf. Sci. **507**, 108 (2002).
7. V.S. Vikhrenko, Ya.G. Groda, G.S. Bokun, Phys. Let. A **286**, 127 (2001).
8. Ya.G. Groda, P. Argyrakis, G.S. Bokun et al., Euro. Phys. Journ. B. **32**, 527 (2003).
9. P. Argyrakis, Ya.G. Groda, V.S. Vikhrenko Автоматический контроль и автоматизация производственных процессов, 366, Минск, 2003.
10. Я.Г. Грода, Труды БГТУ (2004, в печати)
11. G.S. Bokun, Ya.G. Groda, V.V. Belov et al., Euro. Phys. Journ. B. **15**, 297 (2000).
12. G.S. Bokun, Ya.G. Groda, C. Uebing, V.S. Vikhrenko Physica A. **296**, 83 (2000).

СИСТЕМЫ С ШУМОМ И ПЕТЛЯ ВИЛЬСОНА В ПРИБЛИЖЕНИИ ГАУССОВОЙ ДОМИНАНТНОСТИ.

П. В. Буйвидович¹, В. И. Кувшинов²

¹ *Белорусский государственный университет, пр. Ф. Скорины 4, 220050 Минск,
Беларусь, buividovich@tut.by*

² *Институт физики им. Б.И. Степанова НАН. Беларуси, пр. Ф. Скорины 68, 220072 Минск,
Беларусь, kuvshino@dragon.bas-net.by*

При анализе физических систем, описываемых матричными уравнениями, часто используются понятия оператора эволюции или упорядоченной экспоненты. В некоторых случаях уравнения, описывающие поведение физических систем, не являются полностью определенными, а содержат случайные величины с заданными статистическими свойствами. В таких задачах рассматривается оператор эволюции, усредненный по этим величинам. Например, для квантовых систем таким образом рассматривают флуктуации величин внешних (классических) параметров и шумы окружения (резервуара) [1, 4, 5], в квантовой хромодинамике вводится стохастический вакуум [3, 6]. Если случайные процессы или поля, входящие в уравнения, можно считать статистически однородными (это значит, что средние величины не зависят от координат и времени, а корреляционная функция зависит только от модуля разности координат либо от модуля разности пространственных координат и разности времен), то поведение таких систем подчиняется некоторым общим закономерностям.

Рассмотрим линейное уравнение вида:

$$\frac{d\hat{U}}{dt} = i \cdot (\hat{A}_0 + \hat{A}_s) \cdot \hat{U}, \quad \hat{U}(0) = \hat{I}, \quad \hat{U}(t, 0) = \prod_i \hat{U}(t_{i+1}, t_i) = \hat{T} \exp \left(i \int_0^t (\hat{A}_0 + \hat{A}_s) dt \right) \quad (1)$$

где \hat{A}_0 - оператор невозмущенного уравнения, \hat{A}_s - оператор случайного возмущения с нулевым средним, \hat{I} - единичный оператор, \hat{U} - оператор эволюции, \hat{T} - оператор временного упорядочения. Найдем усредненный по реализациям случайного процесса \hat{A}_s оператор эволюции от времени t_i до t_{i+1} $\hat{U}(t_{i+1}, t_i)$, причем $(\hat{A}_0 + \hat{A}_s) \cdot \Delta t \ll 1$, где $\Delta t = t_{i+1} - t_i$. Используем разложение для упорядоченной экспоненты (1) и усредним каждое слагаемое [1, 2]:

$$\begin{aligned} \overline{\hat{U}(t_{i+1}, t_i)} &= I + i \hat{A}_0 \Delta t + i \int_{t_i}^{t_{i+1}} \overline{\hat{A}_s} dt - \int_{t_i}^{t_{i+1}} dt_1 \int_{t_i}^{t_1} dt_2 \overline{\hat{A}_s(t_1) \hat{A}_s(t_2)} - \frac{\hat{A}_0^2 \Delta t^2}{2} \\ &\quad - i \int_{t_i}^{t_{i+1}} dt_1 \int_{t_i}^{t_1} dt_2 \int_{t_i}^{t_2} dt_3 \overline{\hat{A}_s(t_1) \hat{A}_s(t_2) \hat{A}_s(t_3)} + \dots \end{aligned} \quad (2)$$

Так как \hat{A}_s считается статистически однородным во времени процессом, то для слагаемых, содержащих \hat{A}_s , получим:

$$\begin{aligned} \overline{\hat{A}_s} &= 0, \quad \overline{\hat{A}_s(t_1)\hat{A}_s(t_2)} = \hat{\sigma}^2 f(t_2 - t_1) \quad f(0) = 1 \quad \int_0^{+\infty} d\xi f(\xi) \approx \tau_{corr} \\ \int_{t_i}^{t_{i+1}} dt_1 \int_{t_i}^{t_1} dt_2 \overline{\hat{A}_s(t_1)\hat{A}_s(t_2)} &\approx \frac{\hat{\sigma}^2 \Delta t}{2} \int_0^{+\infty} d\xi f(\xi) \quad \int_{t_1 > \dots > t_n} \overline{\hat{A}_s(t_1) \dots \hat{A}_s(t_n)} dt_1 \dots dt_n \approx \hat{\sigma}^n \tau_{corr}^{n-1} \Delta t / n! \end{aligned} \quad (3)$$

где $\hat{\sigma}^2$ - матрица дисперсии, $f(t)$ - корреляционная функция данного процесса, τ_{corr} - характерное время корреляции внешнего возмущения. Ряд (1) идет по степеням $\hat{\sigma} \cdot \tau_{corr}$ и $\hat{A}_0 \cdot \Delta t$. При выполнении условий

$$\hat{A}_0 \cdot \tau_{corr} \ll 1 \quad \hat{\sigma} \cdot \tau_{corr} \ll 1 \quad (4)$$

можно выбрать Δt так, чтобы в ряду (2) доминировали только первые члены. (Здесь и далее операторные выражения сравниваются в смысле величин всех матричных элементов). Условия, при котором в разложениях по случайным полям, аналогичных (2), можно учитывать только корреляторы второго порядка, называется условием гауссовой доминантности [3, 6, 8, 9]. Если эти условия выполняются, то в разложении (2) можно ограничиться первыми двумя ненулевыми членами:

$$\overline{\hat{U}(t_{i+1}, t_i)} \approx \hat{I} + i\hat{A}_0 \Delta t - \frac{\hat{\sigma}^2 \tau_{corr} \Delta t}{2} \quad (5)$$

Так как в пределах приближения операторы $\hat{U}(t_{i+1}, t_i)$ можно считать некоррелированными, то среднее от их произведения равно произведению средних. Переходя к пределу в (1), получим выражение для усредненного оператора:

$$\overline{\hat{U}(t, 0)} = \prod_i \overline{\hat{U}(t_{i+1}, t_i)} = \hat{T} \exp \left(\int_0^t (i\hat{A}_0 - \frac{\hat{\sigma}^2 \tau_{corr}}{2}) dt \right) \quad (6)$$

Выражение (6) аналогично разложению Ван-Кампена для уравнений со стохастическими величинами до второго порядка по σ [3, 8, 9]. Вычисление операторного выражения (6) подразумевает решение дифференциального уравнения вида:

$$\frac{d\overline{\hat{U}(t, 0)}}{dt} = (i \cdot \hat{A}_0 - \frac{\hat{\sigma}^2 \tau_{corr}}{2}) \cdot \overline{\hat{U}(t, 0)} \quad (7)$$

Используя уравнения (6) и (7) можно при выполнении условий (4) проанализировать поведение квантовых систем, взаимодействующих со случайным процессом. Такое приближение тем точнее, чем ближе возмущение по своим статистическим свойствам к "белому шуму", т.е. процессу с исчезающе малым временем корреляции. Сведение взаимодействия квантовой системы с окружающей средой ("резервуаром", "термостатом") к взаимодействию со случайным возмущением является одним из приемов анализа процессов декогеренции и диссипации [1, 7, 8, 9].

Для того, чтобы иметь возможность описывать статистически усредненные величины, необходимо работать с матрицей плотности (статистическим оператором) квантовой системы. Эволюция матрицы плотности во времени описывается уравнением Лиувилля [4] ($\hbar=1$):

$$\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = -i[\hat{H}, \hat{\rho}] \quad (8)$$

Пусть динамика системы определяется гамильтонианом, медленно меняющимся во времени, и случайным возмущением, которое будем считать стационарным процессом. Тогда в матричном представлении можно записать:

$$\hat{\rho} = |f_i\rangle \rho_{ij} \langle f_j|, \hat{H} = |f_i\rangle (H_{ij}^0 + H_{ij}^s) \langle f_j|, \overline{H_{ij}^s} = 0, \overline{H_{ij}^s(t_1)H_{kl}^s(t_2)} = \sigma_{ijkl}^2 f(t_2 - t_1) \quad (9)$$

где $|f_i\rangle$ - базисные вектора представления. Преобразуем уравнение (8) к виду, аналогичному уравнению (1), представив коммутатор в виде линейного оператора на пространстве матриц плотности. Для этого перепишем (8) с учетом (9):

$$\frac{\partial \rho_{ij}}{\partial t} = i \cdot \rho_{kl} ((H_{ij}^0 \delta_{ik} - H_{ik}^0 \delta_{lj}) + (H_{ij}^s \delta_{ik} - H_{ik}^s \delta_{lj})) = i \cdot (X_{ijkl}^0 + X_{ijkl}^s) \rho_{kl} \quad (10)$$

где $X_{ijkl} = H_{ij}^s \delta_{ik} - H_{ik}^s \delta_{lj}$.

Выделяя в полученном уравнении слагаемые, содержащие H^s и учитывая (9), используем приближение (6) в форме уравнения (7) для нахождения зависимости усредненной по реализациям случайных процессов H_{ik}^s матрицы плотности от времени:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho}_{ij}}{\partial t} &= i \cdot \hat{X}_{ijkl}^0 \cdot \bar{\rho}_{kl} - \frac{\tau_{corr}}{2} \overline{\hat{X}_{ij\alpha\beta}^s \hat{X}_{\alpha\beta kl}^s} \bar{\rho}_{kl} = \\ &= i \cdot (\bar{\rho}_{ik} H_{kj}^0 - H_{ik}^0 \bar{\rho}_{kj}) - \frac{1}{2} \sigma_{ikkl}^2 \tau_{corr} \bar{\rho}_{lj} - \frac{1}{2} \bar{\rho}_{ik} \tau_{corr} \sigma_{klj}^2 + \sigma_{iklj}^2 \tau_{corr} \bar{\rho}_{kl} \end{aligned} \quad (11)$$

Условия применимости приближения (6) в этом случае есть:

$$H_{ij} \cdot \tau_{corr} \ll 1 \quad \sigma_{ijkl}^2 \tau_{corr} \ll 1 \quad (12)$$

Характерное время системы можно оценить как величину, обратную максимальному собственному значению гамильтониана \hat{H}^0 , тогда первое условие означает, что время корреляции возмущения намного меньше собственных времен системы.

Рассмотрим некоторые упрощенные формы уравнения (11). Допустим, что возмущения всех компонент матрицы гамильтониана статистически независимы. Этот случай может соответствовать системе с большим расстоянием между энергетическими уровнями либо пространственной разнесенности частей системы. Для упрощения расчетов предположим, что дисперсии возмущений всех компонент матрицы гамильтониана одинаковы. При этом корреляционная матрица возмущений гамильтониана имеет вид: $\sigma_{ijkl}^2 = \overline{\delta H_{ij} \delta H_{kl}} = \sigma^2 (\delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{il} \delta_{jk})$. При подстановке этого выражения в уравнение (11) переменные разделяются, и решение записывается в явном виде:

$$\rho_{ij} = (\rho_{ij}^0 - \frac{\delta_{ij}}{N}) \cdot \exp(i(E_j - E_i) - \sigma^2 N \tau_{corr} t) + \frac{\delta_{ij}}{N} \quad (13)$$

где N - число базисных векторов матричного представления, E_k - энергия на k -м уровне. Недиagonальные компоненты матрицы плотности экспоненциально затухают (с практически одинаковыми скоростями), что соответствует декогеренции

первоначально чистых состояний, а величины компонент на диагонали матрицы плотности стремятся к $1/N$, что соответствует выравниванию заселенности уровней. Интересно отметить, что в такой модели декогеренции скорость превращения первоначально чистого состояния в статистическую смесь пропорциональна числу базисных векторов матричного представления, то есть увеличивается с ростом числа степеней свободы системы. В макроскопических системах декогеренция должна происходить практически мгновенно, что согласуется с фактом отсутствия интерференции квантовых состояний в макроскопических системах [7].

Выравнивание заселенностей уровней можно объяснить тем, что по условиям (12) характерные квантовые времена системы намного больше характерных времен резервуара, а значит, температура "резервуара" значительно превышает температуру системы [9]. Далее рассмотрим случай, когда возмущения компонент матрицы гамильтониана отличны от нуля только для диагональных компонент. В этом случае

$$\sigma_{ijk}^2 = \overline{\delta H_{ij} \delta H_{kl}} = \sigma^2 \quad (i = j = k = l)$$

Подставляя это выражение в уравнение (19), получаем решение:

$$\rho_{ij} = \rho_{ij}^0 \cdot \exp(i(E_j - E_i) - \sigma^2 \tau_{corr} (1 - \delta_{ij})t) \quad (14)$$

Недиагональные компоненты матрицы плотности экспоненциально затухают, причем скорость затухания в отличие от первого случая не зависит от числа степеней свободы системы. Перераспределения населенностей энергетических уровней не происходит. Из сравнения полученных решений можно сделать вывод, что скорость перераспределения заселенностей энергетических уровней существенно зависит от дисперсий возмущений недиагональных компонент матрицы гамильтониана.

Приближение (6) можно применить также для анализа поведения систем с шумом в многомерных пространствах. В таком случае вводится некоторое векторное поле $A_\mu = A_\mu^0 + A_\mu^s$, являющееся суперпозицией детерминированного поля и случайного поля, которое можно считать статистически однородным. Определим в пространстве характеристику поля - контурный интеграл и его усредненный по реализациям случайного процесса A_μ^s след:

$$U(C) = \hat{P} \exp \left(i \int_C (A_\mu^0 + A_\mu^s) dx^\mu \right) \quad W(C) = Tr(\overline{U(C)}) \quad (15)$$

Для полей Янга-Миллса A_μ - векторный потенциал, а величина $W(C)$ - петля Вильсона. В квантовой хромодинамике с помощью петли Вильсона формулируется критерий Вильсона удержания кварков (конфайнмента): если для величины $W(C)$

выполняется "закон площадей", то есть $W(C) \sim e^{-\sigma_{\mu\nu} S_C^{\mu\nu}}$, то говорят, что кварки связаны струной с постоянным "натяжением" σ [2, 3, 6]. В случае стохастического вакуума КХД заданным случайным полем является поле тензора напряженности $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu + i[A_\mu, A_\nu]$, и интеграл по контуру (15) при помощи неабелевой теоремы Стокса необходимо преобразовать к интегралу по поверхности, натянутой на контур, после чего может применяться операция усреднения по реализациям $F_{\mu\nu}$:

$$U(C) = \hat{P} \exp \left(i \int_{S(C)} U(x, y) F_{\mu\nu}(y) U(y, x) dS^{\mu\nu} \right) = \prod_k \hat{P} \exp \left(i \int_{\Delta S_k} \tilde{F}_{\mu\nu} dS^{\mu\nu} \right) \quad (16)$$

$$U(x, y) = \hat{P} \exp \left(i \int_x^y A_\mu dx^\mu \right) \quad \tilde{F}_{\mu\nu}(x) = U(x, y) F_{\mu\nu}(y) U(y, x)$$

Разложение в ряд и операция усреднения аналогичны (2):

$$\overline{\hat{U}(\Delta S_k)} = \hat{I} + i \int_{\Delta S_k} \overline{\tilde{F}_{\mu\nu}} dS^{\mu\nu} - \frac{1}{2} \iint_{\Delta S_k} \overline{\tilde{F}_{\mu\nu} \tilde{F}_{\alpha\beta}} dS^{\mu\nu} dS^{\alpha\beta} + \dots \quad (17)$$

Аналогично (2) слагаемые в ряду (16) можно оценить степенями \hat{D} :

$$\overline{\hat{F}_{\mu\nu}} = 0 \quad \overline{\hat{F}_{\mu\nu}(\vec{x}_1) \hat{F}_{\alpha\beta}(\vec{x}_2)} = \hat{D}_{\mu\nu\alpha\beta} \cdot f(\vec{x}_1 - \vec{x}_2) \quad f(\vec{0}) = 1 \quad \int d\xi^2 f(\xi) \approx I_{corr}^2 \quad (18)$$

$$\iint_{\Delta S_k} \overline{\tilde{F}_{\mu\nu} \tilde{F}_{\alpha\beta}} dS^{\mu\nu} dS^{\alpha\beta} \approx \hat{D}_{\mu\nu\alpha\beta} \cdot I_{corr}^2 \cdot \Delta S_k \quad \iint_{\Delta S_k} \overline{\tilde{F}^n} dS^n \sim \hat{D}^{n/2} \cdot I_{corr}^{2(n-1)} \cdot \Delta S_k$$

Зависимость от факторов $\hat{U}(x, y)$ в корреляторах можно не учитывать в силу цветовой нейтральности вакуума КХД [3, 6]. Условие гауссовой доминантности в этом случае есть [3, 6]: $\sqrt{\hat{F}^2} \cdot I_{corr}^2 \ll 1$. Если это условие выполнено, величину $W(C)$ можно выразить только через коррелятор второго порядка и площадь контура [3]:

$$\overline{\hat{U}(C)} = Tr \exp \left(- \int_{S(C)} \hat{D}_{\mu\nu} dS^{\mu\nu} \right) \quad W(C) \sim e^{-D_{\mu\nu} S^{\mu\nu}} \sim e^{-I_{corr}^2 \overline{F^2} S} \quad (19)$$

где $\hat{D}_{\mu\nu} = \int \hat{D}_{\mu\nu\alpha\beta} \cdot f(\xi) d\xi^\alpha d\xi^\beta$. Следовательно, для статистически однородного стохастического вакуума в гауссовом приближении критерий Вильсона выполняется, и в стохастическом вакууме КХД возникает конфайнмент.

Итак, введение стохастических членов в оператор эволюции с последующим усреднением приводит к схожим эффектам в разных областях физики, а именно к экспоненциальному затуханию величин, характеризующих упорядоченное движение.

Литература:

1. T. Prosen, M. Žnidarič, J. Phys. A: Math. Gen. **34** (2001) L681-L687
2. Ying Chen, Bing He, Ji-Min Wu: Non-Abelian Stokes theorem and computation of Wilson loop. arXiv:hep-th/0006104 v2
3. Ю. А. СИМОНОВ, УФН №4, 1996
4. Y.C. Cheng, R. J. Silbey: A stochastic Liouville equation approach for the effect of noise in Quantum Computations. arXiv:quant-ph/0312053 v1
5. V.I. Kuvshinov, A.V. Kuzmin, Physics Letters A **316** (2003)
6. Ю. А. СИМОНОВ, УФН №1, 2004
7. W. T. Strunz, F. Haake, D. Braun, Physical Review A **67**, 022101 (2003)
8. N. G. van Kampen, Physica 74, 215 (1974)
9. C.W. Gardiner, IBM J. Res. Develop. **32** No. 1, 1988, pp. 127-136

ИССЛЕДОВАНИЕ УСТОЙЧИВОСТИ СИСТЕМЫ ПЕРТУРБАТИВНОГО И НЕПЕРТУРБАТИВНОГО (АНТИ-) САМОДУАЛЬНОГО ВАКУУМНОГО ПОЛЯ В ПРИСУТСТВИИ ПОЛЯ ХИГГСА В РАМКАХ SU(2) ТЕОРИИ

В.И. Кувшинов¹, В.А. Петров²,

¹ *Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, пр. Ф. Скорины 68, 220072
Минск, Беларусь, kuvshino@dragon.bas-net.by,*

² *Белорусский государственный университет.*

В данной работе был проведен анализ устойчивости системы пертурбативного и однородного (анти-)самодуального непертурбативного вакуумного поля в присутствии поля Хиггса. Указанная система рассматривается в рамках SU(2) теории. Существенным в работе является рассмотрение однородного (анти-)самодуального поля наряду с полем Хиггса. Различные свойства этого поля были исследованы в [1,2,3]. Было показано, что трансляционноинвариантное поле устойчиво относительно локальных флуктуаций поля только, если оно (анти-)самодуальное и абелево. Важно отметить, что эти поля могут приводить к конфайнменту кварков и глюонов. То есть однородное (анти-) самодуальное вакуумное поле, по крайней мере, можно рассматривать как возможный источник конфайнмента в КХД, если будет показано, что это поле является преобладающей конфигурацией в функциональном интеграле КХД. Важным отличием представленной работы от работ [1,2,3] является то, что в рассмотрение включено поле Хиггса, которое может существенным образом влиять на устойчивость динамики полей Янга-Миллса. Используя метод локальной неустойчивости Тода [4], в работе проведен анализ устойчивости для различных наборов параметров системы.

Лагранжиан полей Янга-Миллса и Хиггса в рамках SU(2) в случае евклидовой метрики имеет следующий вид:

$$L = -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a - \frac{1}{2}(D_\mu\phi)^+(D_\mu\phi) - V(\phi).$$

Включение однородного (анти-)самодуального вакуумного поля в лагранжиан полей Янга-Миллса происходит путем проведением замены:

$$A_\mu \rightarrow A_\mu + B_\mu,$$

где A_μ представляет собой пертурбативную часть, а B_μ непертурбативную часть исследуемого поля, которое выбираем в виде однородного (анти-)самодуального вакуумного поля [5]. Данное поле записывается в следующем виде:

$$B_{\mu}^a = \frac{1}{2} n^a B_{\mu\nu} x_{\nu},$$

где n^a - направляющий цветовой вектор, $B_{\mu\nu}$ - напряженность вакуумного поля, x_{ν} - координата. Указанное поле характеризуется следующими свойствами:

$$B_{\mu\nu} = -B_{\nu\mu}, \quad B_{\mu\nu} B_{\mu\rho} = B^2 \delta_{\nu\rho},$$

$$\tilde{B}_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} B_{\alpha\beta} = \pm B_{\mu\nu},$$

$$B_{ij} = -\varepsilon_{ijk} B_k, \quad B_{i4} = \pm B_i,$$

где + и - относятся соответственно к самодуальному и антисамодуальному полю.

Наложим ряд ограничений на нашу модель. Выберем направляющий вектор в следующем виде [1,2]: $n^a = (0, 0, 1)$, $n^a n^a = 1$.

На потенциал квантовых флуктуаций полей Янга-Миллса и Хиггса наложим условие пространственной однородности, а также используем гамильтонову калибровку [4,6]:

$$\partial_i A_{\mu}^a = 0, \partial_i \phi_{\mu}^a = 0, i = 1..3; A_0^a = 0.$$

В случае $\mu^2 < 0$ поле Хиггса будет иметь минимум при следующем значении:

$$|\phi_0| = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}} = \nu.$$

Таким образом, мы получили ненулевой вакуум поля Хиггса. Этот вакуум вырождается и после спонтанного нарушения симметрии физической вакуум может быть выбран в следующем виде: $\phi_0 = (0, 0, \nu)$

В данной работе рассмотрено малое пертурбативное поле на фоне непертурбативного поля. Поэтому можно пренебречь слагаемыми высшего порядка и оставить слагаемые до второго порядка величины пертурбативного поля [1,2].

Выберем направление непертурбативного поля вдоль третьей оси [1,2,5]. Данный выбор соответствует следующей подстановке:

$$\vec{B} = (0, 0, B).$$

Проведем анализ устойчивости построенной модели. Для изучения оставим в исследуемом потенциале следующие две компоненты пертурбативного поля по аналогии с работой [4]:

$$A_1^1 = q_1, \quad A_2^2 = q_2,$$

остальные компоненты полагаем равными нулю.

Проведя указанные переобозначения, исследуемый потенциал запишется в следующем виде:

$$V = B^2 + \frac{1}{2}g^2 \left\{ \frac{1}{4}B^2(z^2 - t^2) + v^2 \right\} (q_1^2 + q_2^2) + \frac{1}{8}g^2B^2(x^2q_1^2 + y^2q_2^2) + gBq_1q_2.$$

Как видно, представленный потенциал зависит от двух полевых переменных - q_1, q_2 и семи параметров: g - константа связи, \mathbf{B} - напряженность непертурбативного поля, v - величина поля Хиггса, x, y, z и t - пространственно-временные координаты.

Анализ устойчивости системы проведем при помощи метода локальной неустойчивости Тода [4]. Набор параметров системы полностью определяет устойчивость либо неустойчивость системы. Таким образом, можно ввести семимерное пространство параметров. В каждой точке этого пространства определен характер устойчивости. Очевидно, что указанное пространство по этому признаку разделяется граничной гиперповерхностью на два типа: области устойчивости и неустойчивости.

Проведенный анализ показал наличие области неустойчивости в параметрическом пространстве. Граничные плоскости разделения областей устойчивости и неустойчивости задаются следующими соотношениями:

$$(t^2)_{\pm} = 4 \frac{v^2}{B^2} + z^2 + \frac{1}{2}x^2 + \frac{1}{2}y^2 \pm 4 \sqrt{\frac{1}{g^2B^2} + \frac{1}{2^6}(x^2 - y^2)^2} \quad (1).$$

Область неустойчивости находится между двумя указанными плоскостями. Для ее демонстрации построим требуемые для этого графики. Два первых графика относятся к случаю рассмотрения устойчивости системы в точке на оси, т.е. при $x=0, y=0$. Первый график (рис.1) демонстрирует срез области неустойчивости в пространстве параметров плоскостью изменения квадрата времени и напряженности непертурбативного поля. На графике продемонстрирована зависимость расположения области от величины поля Хиггса и влияние константы связи на ширину области, также четко прослеживается зависимость ширины области неустойчивости от величины непертурбативного поля. Второй график (рис.2) демонстрирует срез области неустойчивости в пространстве параметров плоскостью изменения квадрата времени и величины поля Хиггса. Здесь продемонстрирована зависимость расположения области от напряженности непертурбативного поля.

График на рис.3 показывает эволюцию области неустойчивости вдоль оси x при $z = y = 0$. Из графика видно, что в момент времени определяемый соотношением,

$$(t^2)_\pm = 4 \frac{\nu^2}{B^2} \pm 4 \frac{1}{gB},$$

где взят знак $-$, вдоль оси x возникает область неустойчивости, которая далее по мере эволюции отрывается в момент, определяемый этим же соотношением, где взят знак $+$, от оси z и около оси образуется область устойчивости, которая расширяется, подчиняясь следующему выражению:

$$x^2 = t^2 - 4 \frac{\nu^2}{B^2} + \frac{16}{g^2 B^2 (4 \frac{\nu^2}{B^2} - t^2)}.$$

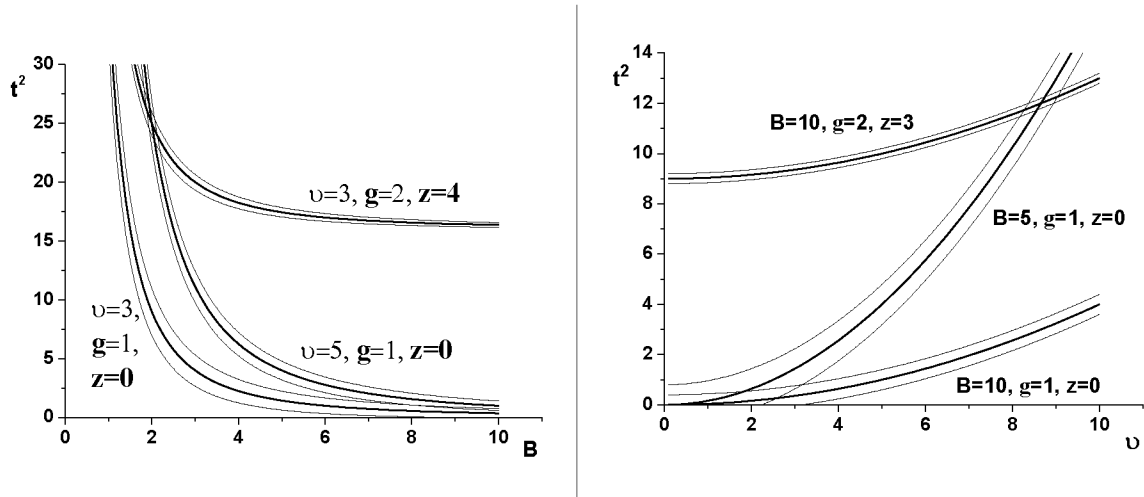


Рис.1 и рис.2 (соответственно). Срез области неустойчивости плоскостью изменения квадрата времени и соответственно напряженности непертурбативного поля или величины поля Хиггса.

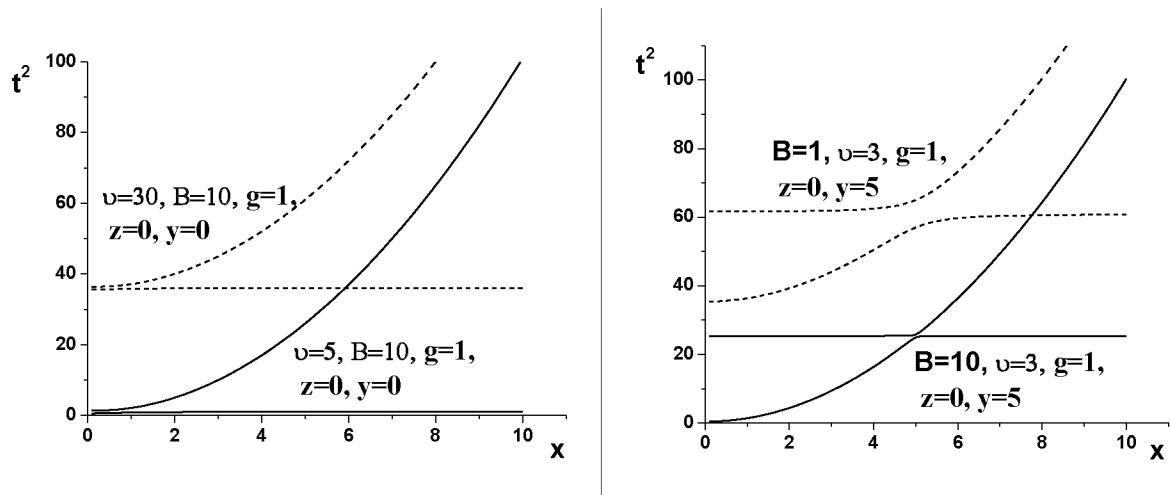


Рис.3 и рис.4 (соответственно). Срез области неустойчивости в пространстве параметров плоскостью изменения квадрата времени и координаты x , при $y = 0$ и $y = 5$.

График представленный на рис.4 демонстрирует эволюцию области неустойчивости на прямой параллельной оси x и удаленной от оси z вдоль y на определенную величину.

Важно отметить, что динамика этой области существенным образом зависит от соотношения между координатами x и y . Для точек $x < y$ в момент времени, определяемый (1), со знаком $-$, в них возникает неустойчивость, которая сохраняется до времени определяемым соотношением:

$$(t^2)_{\pm} = 4 \frac{\nu^2}{B^2} + y^2 \pm 4 \frac{1}{gB}, \quad (2)$$

со знаком $+$. После этого времени во всей области $x < y$ практически одновременно происходит переход в устойчивое состояние. А для точек $x > y$ все происходит наоборот. В моменты времени близкие к (2), со знаком $-$, происходит переход состояния в этих точках из устойчивого, в котором они находились до этого, в неустойчивое. То есть, возникает область неустойчивости $x > y$. А далее состояния в этих точках будут переходить в устойчивое в моменты времени определяемые из соотношения (1), со знаком $+$.

В данной работе был проведен анализ устойчивости системы пертурбативного поля, непертурбативного однородного (анти-)самодуального вакуумного поля и поля Хиггса. Модель была рассмотрена в рамках $SU(2)$ теории. Проведенный анализ показал наличие области неустойчивости во введенном семипараметрическом пространстве. Были найдены аналитические выражения для задания граничных плоскостей разделения областей устойчивости и неустойчивости. Далее была исследована зависимость расположения и ширины отмеченной области от семи параметров системы в указанном параметрическом пространстве. Полученные аналитически результаты были проиллюстрированы графиками (рис.1 - рис.4), которые изображают срез изучаемой области в параметрическом пространстве двумерной плоскостью изменения двух выбранных параметров. Приведенные графики достаточно точно иллюстрируют зависимость вида области неустойчивости системы от набора параметров.

Литература

- [1] H.Leutwyler, Phys.Lett. **96B**, 154 (1980).
- [2] H.Leutwyler, Nucl.Phys. **B179**, 129 (1981).
- [3] P.Minkowski, Nucl.Phys. **B177**, 203 (1981).
- [4] Salasnich L, E-print: nucl-th/9707035 (1997).
- [5] G.V.Efimov, A.C.Kalloniatis and S.N.Nedelko, Phys.Rev. **D59**, 014026 (1998).
- [6] Г.П.Берман, Ю.И.Маньков, А.Ф.Садреев, ЖЭТФ **88**, 705 (1985).

ЭФФЕКТЫ КРИВИЗНЫ В ПРОЦЕССЕ РАССЕЙНИЯ В ПРОСТРАНСТВЕ ЛОБАЧЕВСКОГО

Ю. А. Курочкин¹, Д. В. Шёлковский²

¹ *Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, пр. Ф. Скорины 68,
220072 Минск, Беларусь, yukuroch@dragon.bas-net.by или*
² *Shoukavy@dragon.bas-net.by*

Введение

Квантовомеханические задачи в пространствах постоянной положительной и отрицательной кривизны являются предметом интенсивного исследования с 1940 года, когда Э. Шредингер [1] впервые решил квантовомеханическую задачу об атоме на трехмерной сфере (Вселенная Эйнштейна). Аналогичная задача в трехмерном пространстве Лобачевского впервые была решена Инфельдом и Шилдом [2], а также Стефенсоном [3]. В дальнейшем были установлены интересные алгебраические свойства этих задач, а также сделаны попытки применения полученных результатов к описанию реальных физических систем. Однако до сих пор, как при использовании алгебраического подхода, так и при аналитическом решении квантовомеханических задач в пространствах постоянной кривизны не ставилась и не решалась задача рассеяния. Исключение составляет книга, в которой авторы развивают разработанную ими абстрактную теорию рассеяния для оператора Лапласа - Бельтрами на плоскости Лобачевского [4].

Основная проблема при постановке задачи рассеяния в трехмерном пространстве Лобачевского заключалась в выборе выражения для падающей волны. Выбор в качестве последней гармоники (плоской волны Шапиро), связанной с представлениями основной серии представлений группы Лоренца - группы движений пространства Лобачевского, дал возможность поставить и решить задачу рассеяния на кулоновском центре [5].

Постановка задачи

Мы будем использовать вложение пространства Лобачевского в 4-мерное псевдоевклидово пространство, в котором введены прямоугольные координаты x_μ , $\mu = 1, 2, 3, 4$, причем для пространства Лобачевского выполняется равенство $x_\mu x_\mu = \vec{x}^2 + x_4^2 = \underline{x}^2 - x_0^2 = -\rho$, $\vec{x} = \{x_1, x_2, x_3\}$, $x_4 = ix_0$. Уравнение Шредингера, записанное с использованием координат x_μ , имеет вид ($\hbar = m = 1$)

$$H\Psi = E\Psi, \quad (1)$$

где

$$H = \left(\frac{1}{4\rho^2} M_{\mu\nu} M_{\mu\nu} + U + \frac{1}{2} \right), \quad M_{\mu\nu} = x_\mu \partial_\nu - x_\nu \partial_\mu,$$

а U – потенциальная энергия.

На больших расстояниях от рассеивающего центра решение уравнения Шредингера, соответствующее задаче рассеяния, должно представлять собой суперпозицию падающей и рассеянной волн. В качестве падающей волны обычно рассматривают плоскую волну. В пространстве Лобачевского уравнение Шредингера не имеет решений вида плоской волны. Наиболее близким по своим свойствам к плоской волне является решение свободного уравнения Шредингера вида (см. [6])

$$\xi(\vec{x}, \vec{n}) = \left(\frac{x_0 - \vec{x}\vec{n}}{\rho} \right)^{-1-i\eta}, \quad \eta = \sqrt{2E\rho^2} \quad (2)$$

где \vec{n} – единичный вектор задающий, направление распространения волны в пространстве Лобачевского.

В качестве рассеянной волны рассматривается сферическая волна. В плоском пространстве это расходящаяся волна, имеющая на больших расстояниях r от центра вид $f(\vartheta)\exp(ikr)/r$. В пространстве Лобачевского уравнение Шредингера также имеет решения вида сферической волны. Эти решения находятся с использованием сферической системы координат

$$\begin{aligned} x_0 &= \rho ch\beta, x_1 = \rho sh\beta \sin\theta \cos\varphi, \\ x_2 &= \rho sh\beta \sin\theta \sin\varphi, x_3 = \rho sh\beta \cos\theta, \\ 0 &\leq \beta < \infty, 0 \leq \theta \leq \pi, 0 \leq \varphi \leq 2\pi. \end{aligned} \quad (3)$$

Выделяя в решении уравнения Шредингера зависимость от углов θ и φ с помощью сферических гармоник в виде $\Psi = R_l(\beta)Y_l^m(\theta, \varphi)$, мы получаем в случае $U=0$ уравнение

$$\left[\frac{1}{2\rho^2} \left(-\frac{1}{sh^2\beta} \frac{d}{d\beta} sh^2\beta \frac{d}{d\beta} + \frac{l(l+1)}{sh^2\beta} \right) - E \right] R_l(\beta) = 0. \quad (4)$$

Решение этого уравнения, регулярное при $\beta = 0$, имеет вид

$$S_{\eta l}(\beta) = \sqrt{\frac{\pi}{2sh\beta}} \frac{\Gamma(i\eta + l + 1)}{\Gamma(i\eta + 1)} P_{\frac{1}{2} - l}^{-\frac{1}{2} + i\eta}(ch\beta). \quad (5)$$

Асимптотический вид решения $S_{\eta l}(\beta)$ при $\beta \rightarrow \infty$ задается выражением

$$S_{\eta l}(\beta) \approx \frac{1}{2i\eta sh\beta} \left[e^{i\eta\beta} - \frac{\Gamma(i\eta + l + 1)\Gamma(1 - i\eta)}{\Gamma(i\eta + l)\Gamma(i\eta + 1)} e^{-i\eta\beta} \right]. \quad (6)$$

Решение уравнения (4), представляющее собой расходящуюся сферическую волну в пространстве Лобачевского, имеет вид

$$C_{\eta l}(\beta) = \sqrt{\frac{\pi}{2sh\beta}} \frac{1}{2} \left[\frac{\Gamma(i\eta + l + 1)}{\Gamma(i\eta + 1)} P_{\frac{1}{2} + i\eta}^{-\frac{1}{2} - l}(ch\beta) + \frac{\Gamma(i\eta - l)}{\Gamma(i\eta + 1)} P_{\frac{1}{2} + i\eta}^{\frac{1}{2} + l}(ch\beta) \right]. \quad (7)$$

При $\beta \rightarrow \infty$ имеем

$$C_{\eta l}(\beta) \approx \frac{1}{2i\eta sh\beta} e^{i\eta\beta}. \quad (8)$$

Выберем вектор \vec{n} в (2) в виде $\vec{n} = (0, 0, 1)$. Тогда падающая волна может быть записана в виде

$$\xi(\beta, \theta) = (ch\beta - sh\beta \cos \theta)^{-1 - i\eta}. \quad (9)$$

Падающая волна (9) может быть разложена по сферическим волнам (5) (см., например, [7])

$$\xi(\beta, \theta) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l + 1) S_{\eta l}(\beta) P_l(\cos \theta). \quad (10)$$

Точная волновая функция, являющаяся решением уравнения Шредингера с потенциальной энергией $U(\beta)$ должна иметь при больших значениях β вид

$$\Psi \approx (ch\beta - sh\beta \cos \theta)^{-1 - i\eta} + \frac{f(\theta)}{\rho sh\beta} e^{i\eta\beta}. \quad (11)$$

Здесь функция $f(\theta)$ играет роль амплитуды рассеяния.

Рассеяние на потенциальной яме

В качестве примера рассмотрим рассеяние частицы на сферически симметричной потенциальной яме (см. [8]). Потенциал ямы зададим в виде

$$U = \begin{cases} 0, & \beta \geq \alpha, \\ -U_0, & \beta \leq \alpha, \end{cases}$$

где постоянная α играет роль радиуса ямы.

В качестве падающей волны будем рассматривать волну вида (2). Волну внутри ямы $\beta \leq \alpha$ обозначим $\varphi(\beta, \theta)$, а рассеянную волну $\chi(\beta, \theta)$. Будем использовать для падающей волны разложение (10). Волну внутри потенциальной ямы представим в виде разложения по регулярным при $\beta = 0$ решениям радиального уравнения Шредингера с $U = U_0$

$$\varphi(\beta, \theta) = \sum_{l=0}^{\infty} A_l S_{\eta l}(\beta) P_l(\cos \theta), \quad (12)$$

$$\eta' = \sqrt{2(E + U_0)\rho^2} . \quad (13)$$

Рассеянная волна будет иметь вид разложения по расходящимся сферическим волнам (7)

$$\chi(\beta, \theta) = \sum_{l=0}^{\infty} B_l C_{\eta l}(\beta) P_l(\cos \theta). \quad (14)$$

Коэффициенты разложения A_l и B_l могут быть определены из условия непрерывности волновых функций и их производных на границе ямы $\beta = \alpha$, которое приводит к следующей системе линейных уравнений:

$$\begin{aligned} s_{\eta l}(ch\alpha) + c_{\eta l}(ch\alpha)B_l &= s_{\eta l}(ch\alpha)A_l, \\ s'_{\eta l}(ch\alpha) + c'_{\eta l}(ch\alpha)B_l &= s'_{\eta l}(ch\alpha)A_l, \end{aligned} \quad (15)$$

где мы ввели обозначения

$$s_{\eta l}(ch\alpha) = \sqrt{\frac{2sh\beta}{\pi}} S_{\eta l}(\beta), \quad c_{\eta l}(ch\alpha) = \sqrt{\frac{2sh\beta}{\pi}} C_{\eta l}(\beta)$$

и

$$s'_{\eta l}(ch\alpha) = \frac{ds_{\eta l}(ch\alpha)}{dch\beta}, \quad c'_{\eta l}(ch\alpha) = \frac{dc_{\eta l}(ch\alpha)}{dch\beta}.$$

В итоге для коэффициентов B_l и A_l получим их выражения через решения радиального уравнения, взятые на границе потенциала

$$B_l = \frac{s_{\eta l}(ch\alpha)s'_{\eta l}(ch\alpha) + s_{\eta l}(ch\alpha)s'_{\eta l}(ch\alpha)}{c_{\eta l}(ch\alpha)s'_{\eta l}(ch\alpha) + s_{\eta l}(ch\alpha)c'_{\eta l}(ch\alpha)}. \quad (16)$$

Для A_l получаем

$$A_l = \frac{c_{\eta l}(ch\alpha)s'_{\eta l}(ch\alpha) + c'_{\eta l}(ch\alpha)s_{\eta l}(ch\alpha)}{c_{\eta l}(ch\alpha)s'_{\eta l}(ch\alpha) + s_{\eta l}(ch\alpha)c'_{\eta l}(ch\alpha)}. \quad (17)$$

Случай ямы, радиус которой стремится к нулю.

Рассмотрим случай, когда радиуса ямы стремится к нулю, а именно $\alpha \rightarrow 0$. Рассматриваемый случай является тестом для проверки правильности полученного результата. В случае, когда потенциал симметричным образом охватывает начало координат, рассеянная волна должна быть расходящейся сферической волной, т.е. члены ряда (14) с $l \neq 0$ должны быть равными нулю. Рассмотрим выражения коэффициентов B_l этого ряда при $\alpha \rightarrow 0$. Для этого выразим производные функций Лежандра с помощью рекуррентных формул

$$(z^2 - 1) \frac{dP_v^\mu(z)}{dz} = (v + \mu)(v - \mu + 1) \sqrt{(z^2 - 1)} P_v^{\mu-1}(z) - \mu z P_v^\mu(z). \quad (18)$$

Воспользуемся, также выражаем функций Лежандра через гипергеометрические функции.

В случае, когда $\alpha \rightarrow 0$ коэффициент B_l , ведет себя следующим образом

$$B_l \sim \frac{a}{b + \frac{1}{\alpha^{2l+3}}} \sim \alpha^{2l+3},$$

где a, b – некоторые коэффициенты, которые не зависят от α .

В итоге действительно в пределе $\alpha \rightarrow 0$ сохраняется только B_0 при этом

$$B_0 = \frac{\frac{2}{3}i\eta(\eta^2 - \eta'^2)}{\frac{1}{3}i\eta(\eta^2 - \eta'^2) + \frac{1}{\alpha^3}}. \quad (19)$$

Как видно из (21) возникает единственный полюс при следующем значении энергии

$$E = -\frac{9}{8} \frac{1}{\alpha^6 \rho^6 U_0^2}. \quad (20)$$

Как известно в плоском пространстве полюса соответствуют связанным состояниям системы. Следовательно, в случае маленькой ямы ($\alpha \rightarrow 0$) возникает единственное связанное состояние в пространстве Лобачевского. Стоит отметить, что в случае плоского предела, когда $\rho \rightarrow \infty$ коэффициент B_0 равен 2.

Таким образом, полученный выше результат свидетельствует о том, что наличие кривизны пространства, в котором рассматривается задача, может приводить к принципиально новым по сравнению плоским пространствам эффектам.

Литература

1. E. Schrodinger, Proc. R. Irish. Acad. **46**, 9-16 (1940).
2. L. Infeld and A. Schild, Phys. Rev. **67**, 121-122 (1945).
3. A. F. Stevensen, Phys. Rev. **59**, 842 (1941).
4. П.Д. Лакс, Р.С. Филлипс. Теория автоморфных функций. Москва, 1979.
5. А. А. Богуш, Ю. А. Курочкин, В. С. Отчик, Докл. АН БССР **47**, 54 (2003).
6. И. М. Гельфанд, М. И. Граев, Н. Я. Виленкин, Интегральная геометрия и связанные с ней вопросы теории представлений, М., 1962.
7. В. Г. Кадышевский, Р. М. Мир-Касимов, Н. Б. Скачков, Физика ЭЧАЯ. **2**, 635-690 (1972).
8. Yu. A. Kurochkin, Dz. V. Shoukavy, Proceedings of 11th International Conference and School FANS-2003, Minsk, Belarus, September 22-25, 48-52.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕСТАЦИОНАРНОГО ВКР В СЖАТОМ ВОДОРОДЕ

А.Г. Шведко

*Институт физики им. Б.И.Степанова НАН.Беларуси, пр. Ф. Скорины 68, 220072 Минск,
Беларусь, shvedko@dragon.bas-net.by*

Вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) в сжатых газах является одним из наиболее распространённых методов перестройки частоты лазерного излучения в различных спектральных диапазонах. Результаты исследования данного эффекта и его прикладного использования широко обсуждаются в научной литературе [1–3]. При этом основное внимание до недавнего времени уделялось ВКР, возбуждаемому наносекундными лазерными импульсами.

В связи со стремительным развитием в последние годы лазеров, генерирующих импульсы пико- и фемтосекундной длительности, и возможностью их широкого применения в различных областях науки и техники возник большой интерес к ВКР-преобразованию частоты их излучения [4]. Выполненные к настоящему моменту экспериментальные и теоретические исследования нестационарного ВКР сверхкоротких лазерных импульсов в сжатых газах носили фрагментарный характер, в частности, не были детально изучены энергетические характеристики нестационарного ВКР.

В настоящей работе выполнены экспериментальные исследования энергетических характеристик различных компонент ВКР в сжатом водороде при возбуждении импульсами второй гармоники лазера на сапфире с титаном. Наряду с этим проведён теоретический анализ, что дало возможность найти объяснение ряда особенностей, обнаруженных в экспериментальных данных.

В экспериментах использовалась лазерная система, включающая в себя пикосекундный задающий генератор на сапфире с титаном, возбуждаемый излучением непрерывного Ar-лазера, и регенеративный усилитель на сапфире с титаном, который накачивался моноимпульсным Nd:YLF-лазером с частотой следования импульсов 1 кГц. После удвоения в кристалле ВВО лазерное излучение имело следующие параметры: энергия в импульсе до 270 мкДж, длина волны генерации около 400 нм, расходимость генерируемого потока 0,24 мрад, диаметр лазерного пучка 2,5 мм. Длительность лазерного импульса определялась по автокорреляционной функции, определяемой по генерации

второй гармоники; временная форма хорошо описывалась Гауссовой функцией с полушириной на полувывоте $\tau_H \approx 2,5$ пс.

ВКР возбуждалось в кювете длиной 100 см со сжатым водородом при различных давлениях. Фокусирующая линза устанавливалась на расстоянии 5 см от входного окна кюветы и имела фокусное расстояние 83 см. Плавное изменение энергии накачки осуществлялось нейтральным кварцевым фильтром с хромовым напылением. Прошедшее излучение накачки и возбуждаемые им компоненты ВКР коллимировались на выходе кюветы второй линзой и пространственно разделялись с помощью призмы Пеллин-Брока. Энергетические измерения выполнялись пироэлектрическими измерителями (Molelectron PM3 и PM500A).

Теоретическое исследование проводилось на основе математической модели, описывающей нестационарное взаимодействие волн накачки, первой и второй стоксовых компонент в рамках плосковолнового приближения. При этом учитывался параметрический характер генерации второй стоксовой компоненты. Волновая расстройка четырёхфотонного параметрического процесса генерации второй стоксовой компоненты определялась выражением:

$$\Delta\vec{k}_{2c} = 2\vec{k}_{1c} - \vec{k}_H - \vec{k}_{2c}. \quad (1)$$

Важным параметром, в значительной степени влияющим на выбор комбинационно-активной среды, является пороговое значение $\varepsilon_{пор}$ энергии лазерных импульсов. Это значение зависит как от характеристик рассеивающей среды, так и от параметров используемого лазерного излучения. Нами были проведены измерения $\varepsilon_{пор}$ для существенно нестационарного режима ВКР, когда $\tau_H < T_2$. Измерение величины $\varepsilon_{пор}$ проводилось в водороде при накачке импульсами второй гармоники лазера на сапфире с титаном с длительностью 2,5 пс в диапазоне давлений от 20 до 60 атм. На рис. 1 представлена экспериментальная и теоретическая зависимости пороговых значений энергии накачки пикосекундного ВКР в водороде от давления. Видно хорошее соответствие между экспериментальными и теоретическими данными, что демонстрирует высокую предсказательную способность разработанной математической модели.

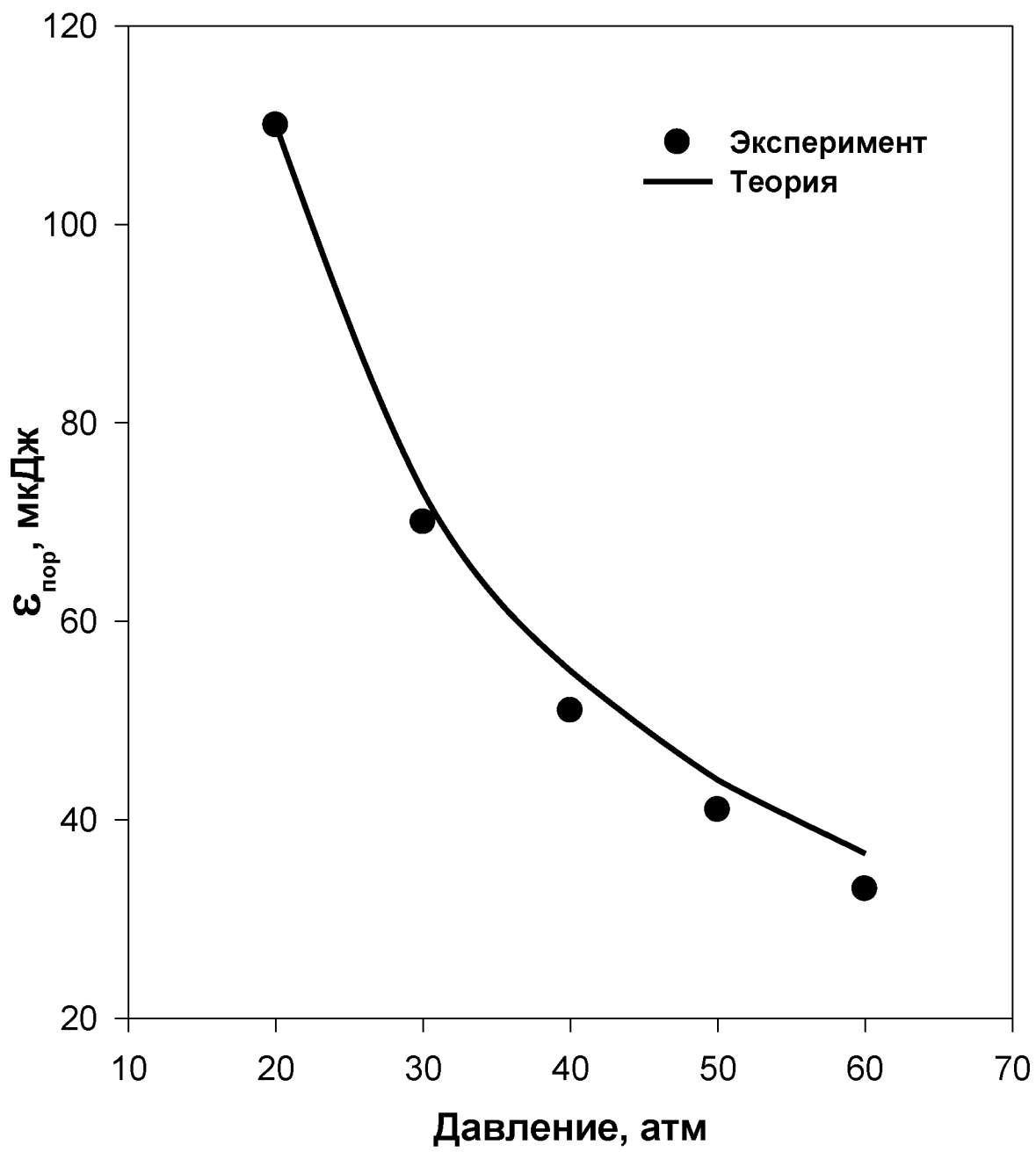


Рис. 1

Было проведено экспериментальное и теоретическое исследование энергетических характеристик первой и второй стоксовых компонент пикосекундного ВКР. В результате проведенных исследований было установлено, что приемлемые для широкого практического использования значения энергии импульсов указанных компонент реализуются в диапазоне энергий накачки от 100 до 200 мкДж. На рис. 2 для указанного диапазона энергий накачки приведены теоретические и экспериментальные энергетические зависимости для первой (рис. 2а) и второй (рис. 2б) стоксовых компонент пикосекундного ВКР. Расчёт проводился на основе описанной выше математической модели нестационарного ВКР. Видно, что имеет место хорошее соответствие между экспериментальными и теоретическими данными. Максимальные энергетические эффективности ВКР-преобразования в первую и вторую стоксовые компоненты составили соответственно 15 % и 10 %.

Как уже было отмечено ранее, основной вклад в генерацию второй стоксовой компоненты вносил четырёхфотонный параметрический процесс (1). Существенное влияние на эффективность протекания этого процесса оказывает дисперсия рассеивающей среды, определяемая при выбранной длине волны накачки давлением водорода. Были измерены и посчитаны зависимости энергии импульсов первой (рис. 3а) и второй (рис. 3б) стоксовых компонент от давления водорода. На рис. 3б видно, что для водорода существует оптимальное значение давления, при котором достигается максимальная энергия импульсов второй стоксовой компоненты. Наличие этого оптимума обусловлено тем, что с возрастанием давления происходит, с одной стороны, уменьшение нестационарности режима рассеяния (и соответствующее увеличение усиления), а с другой – увеличение волновой расстройкой для четырёхфотонного параметрического процесса (1), приводящее к уменьшению эффективности этого процесса. В оптимальных по давлению условиях и при энергии импульсов накачки 200 мкДж были получены импульсы второй стоксовой компоненты с энергией 20 мкДж. Оптимум достигался при давлении 50 атм.

Литература

1. A.D. Martino, R. Frey, F. Pradere, J. Ducuing, *Infrared Phys.* **19**, 247 (1979).
2. M.G. Raymer, I.A. Walmsley, *Progress in Optics XXVIII*, Elsevier science publishers, 1990.
3. A.G. Shvedko, S.G. Kruglik, P.A. Apanasevich, V.A. Orlovich, *Laser Physics* **11**, 377 (2001).
4. Y. Uesugi, Y. Mizutani, S.G. Kruglik, et al., *Journal of Raman Spectroscopy* **31**, 339 (2000).

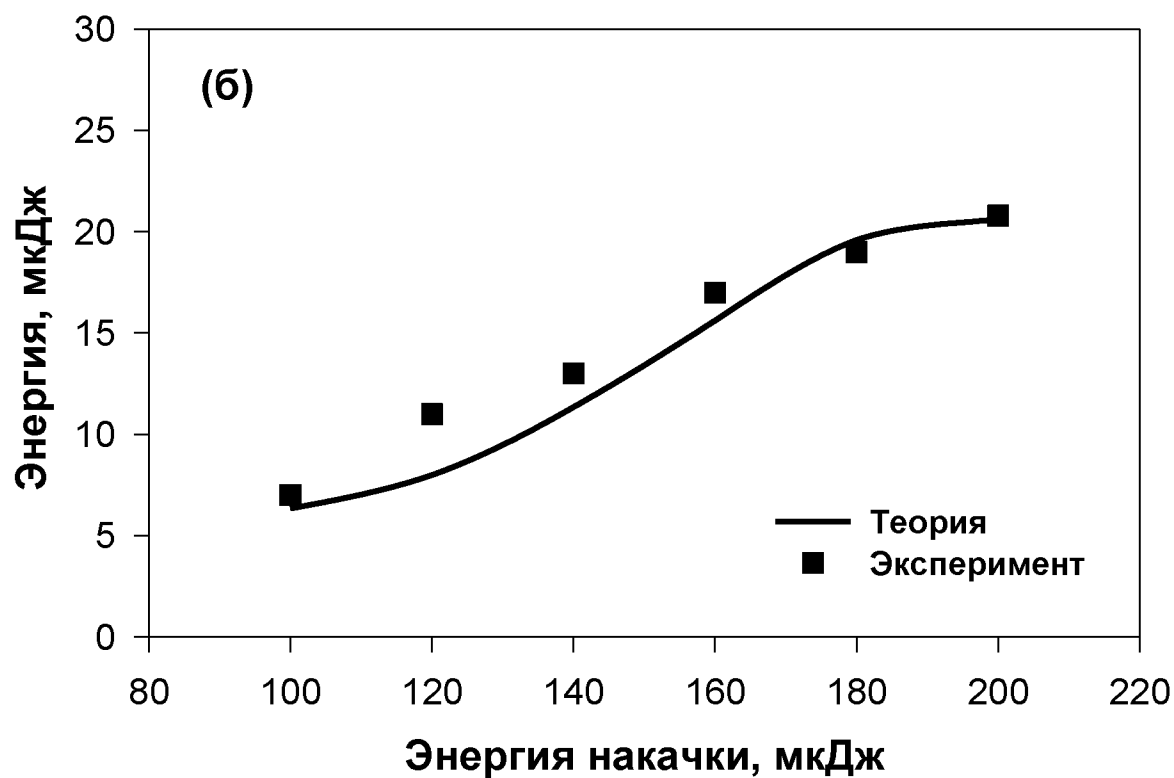
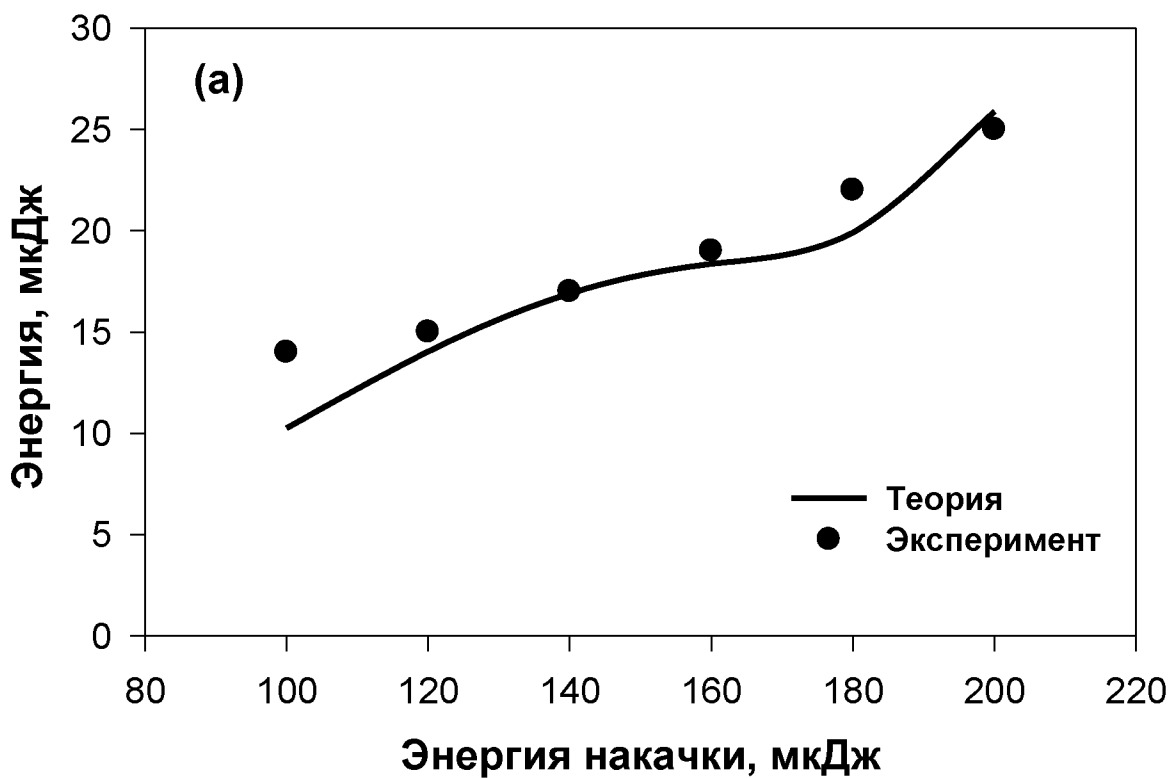


Рис. 2

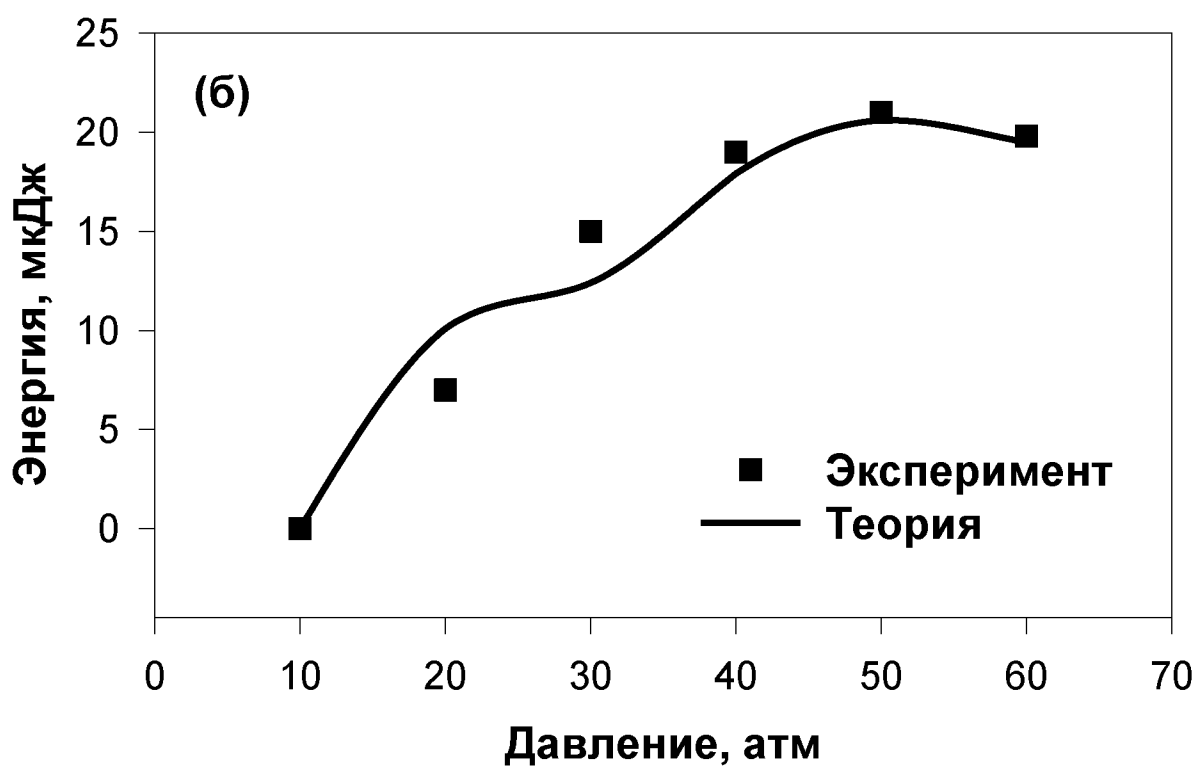
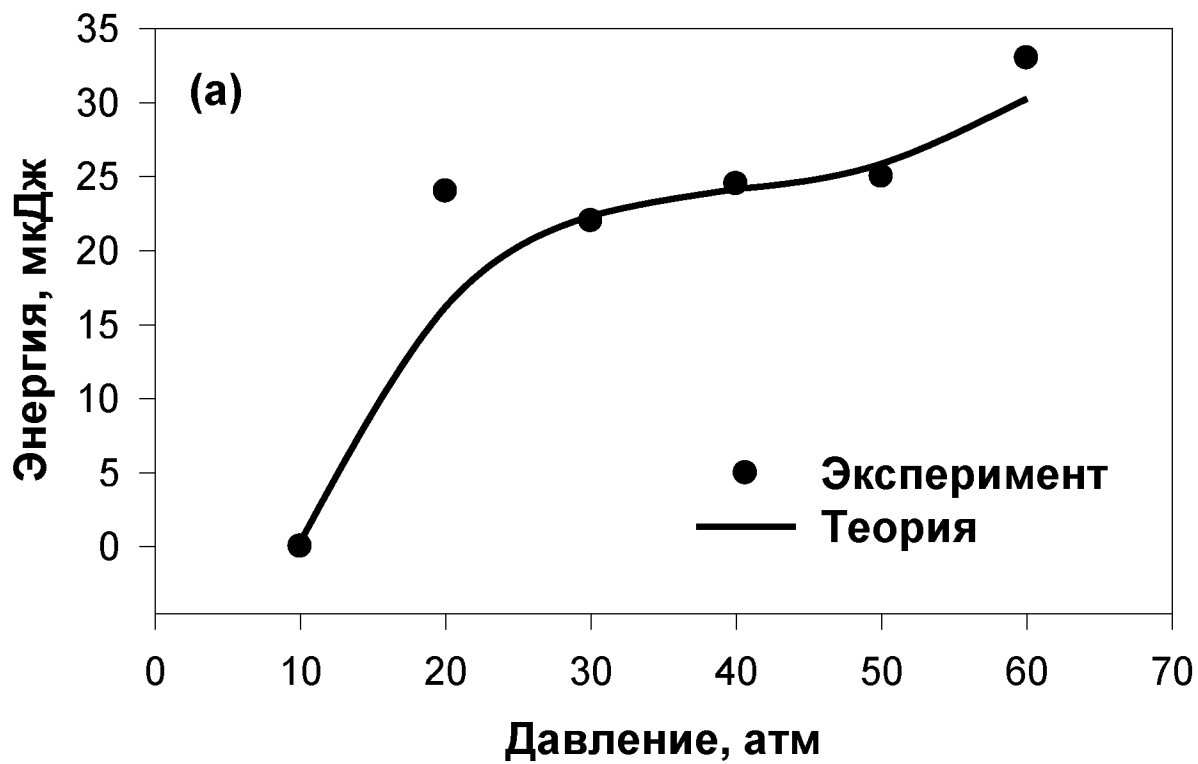


Рис. 3

ОСОБЕННОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ДИСПЕРСИОННЫХ СООТНОШЕНИЙ ДЛЯ ОЦЕНКИ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОГО СМЕШЕНИЯ

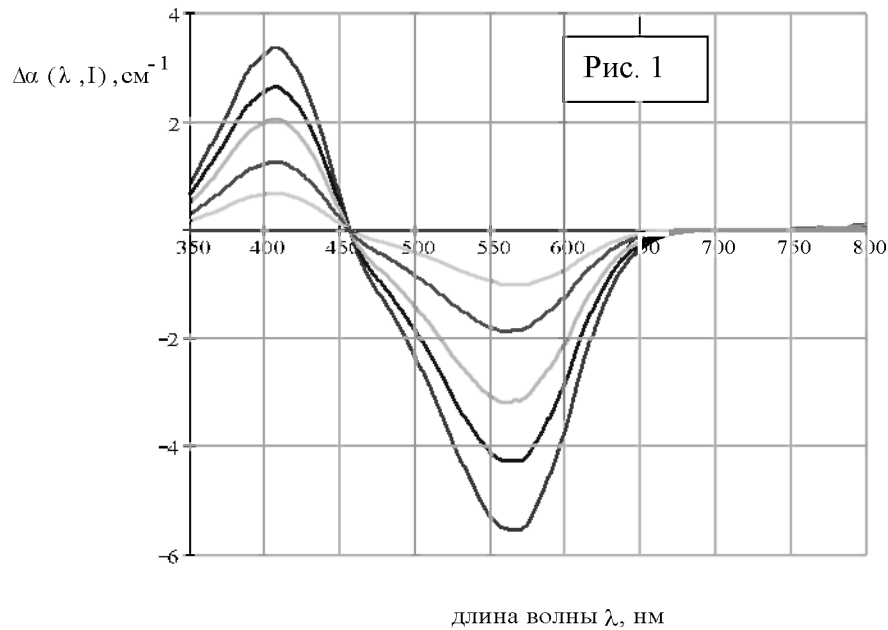
А.В.Коклюшкин

*Санкт-Петербургский Государственный Политехнический Университет
Политехническая 29, 195251, Санкт-Петербург, Россия, avk_spb@hotmail.ru*

Дисперсионные соотношения Крамерса-Кронига (ДСКК) могут быть использованы для оценок голографических характеристик динамических решеток (ДР), формируемых в светочувствительных нелинейных средах [1,2]. При этом, голографические свойства ДР определяются в достаточно широком спектральном диапазоне, что является несомненным удобством для оптимизации их записи-считывания.

В основе подобных оценок лежит обычно доступная спектроскопическая информация о поглощении средой слабого монохроматического излучения в некотором спектральном диапазоне в присутствии сильной световой волны [2,3]. Светоиндуцированные изменения спектра поглощения среды приводят к спектральным изменениям показателя преломления. Если в процессе формирования ДР в светочувствительной среде не задействованы иные механизмы изменения показателя преломления, то интегральная связь между светоиндуцированными изменениями в спектрах поглощения и показателя преломления остается справедливой и при действии сильной световой волны [1].

В качестве среды, для которой проводились эти оценки, использовалась глицериновая суспензия молекул бактериородопсина (БР), модификации D96N. Время жизни молекул БР D96N в возбужденном состоянии составляет порядка секунды, а заметное насыщение реализуется при действии низкоинтенсивным лазерным излучением ($\sim 10 \text{ мВт/см}^2$) [2,3,4]. Последнее обстоятельство позволило нам получить семейство дифференциальных спектров поглощения (ДСП) «свет минус темнота», при дополнительном облучении среды монохроматическим излучением He-Ne лазера (633нм), обычно используемым для записи ДР в БР. В эксперименте спектрофотометрируемый объем БР мог одновременно облучаться этим дополнительным излучением, которое заводилось в спектрофотометр по световодному жгуту [3]. Полученные ДСП приведены на рис.1, где каждому спектру соответствует своя интенсивность возбуждающего излучения в диапазоне от 2.3 до 20 мВт/см².



ДСП определяются разностью: $\Delta\alpha(\lambda, I) = \alpha(\lambda, I) - \alpha(\lambda, 0)$, а I - интенсивность дополнительного возбуждающего излучения.

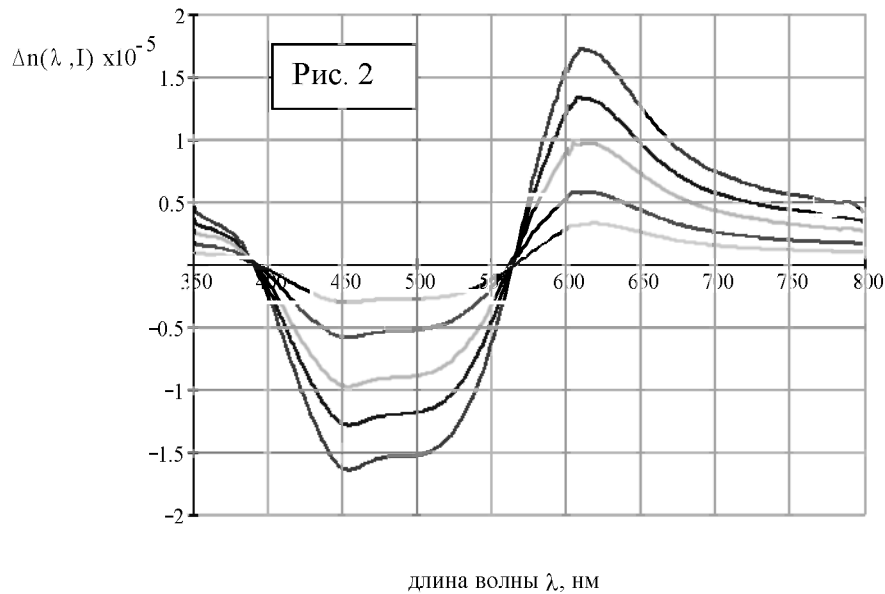
Для расчета спектральных изменений показателя преломления мы, как и авторы [1,2], использовали ДСКК в разностном виде. При этом, область интегрирования ограничивается только той областью спектра поглощения, где происходит его изменение под действием излучения:

$$\Delta n(\lambda', I) = -\frac{\lambda'^2}{2\pi^2} \nu.p. \int_{\lambda_0}^{\lambda_f} \frac{\Delta\alpha(\lambda, I)}{\lambda^2 - \lambda'^2} d\lambda \quad (1)$$

Согласно работе [5] эти интегральные соотношения могут быть представлены в виде, более удобном для численного интегрирования:

$$\Delta n(\lambda', I) = -\frac{\lambda'^2}{2\pi^2} \left[\int_{\lambda_0}^{\lambda_f} \frac{\Delta\alpha(\lambda, I) - \Delta\alpha(\lambda', I)}{\lambda^2 - \lambda'^2} d\lambda + \frac{\Delta\alpha(\lambda', I)}{2 \cdot \lambda'} \cdot \ln \left| \frac{\lambda_f - \lambda'}{\lambda_0 - \lambda'} \cdot \frac{\lambda_0 + \lambda'}{\lambda_f + \lambda'} \right| \right] \quad (2)$$

Результаты расчета спектральных изменений показателя преломления по формуле (2) представлены на рис.2. Каждому рассчитанному спектральному распределению соответствует своя интенсивность возбуждения в диапазоне от 2.3 до 20 мВт/см². Из результатов расчета следует, в частности, что спектральные изменения показателя преломления возникают в более широком диапазоне, чем светоиндуцированные спектральные изменения коэффициента поглощения, покрывая и ближний ИК диапазон.



Учтем также особенности насыщения амплитуд модуляции первых пространственных гармоник параметров среды [8], определяющих дифракцию на объемных ДР. Амплитуды пространственной модуляции среды при пространственно-модулированной засветке среды $\alpha^1(\lambda, I)$, $n^1(\lambda, I)$ могут быть связаны с $\Delta\alpha(\lambda, I)$, $\Delta n(\lambda, I)$ посредством множителя $f(I/I_{\text{нас}})$:

$$\alpha^1(\lambda, I) = \Delta\alpha(\lambda, I) \times f(I/I_{\text{нас}}), \quad n^1(\lambda, I) = \Delta n(\lambda, I) \times f(I/I_{\text{нас}}) \quad (3)$$

где

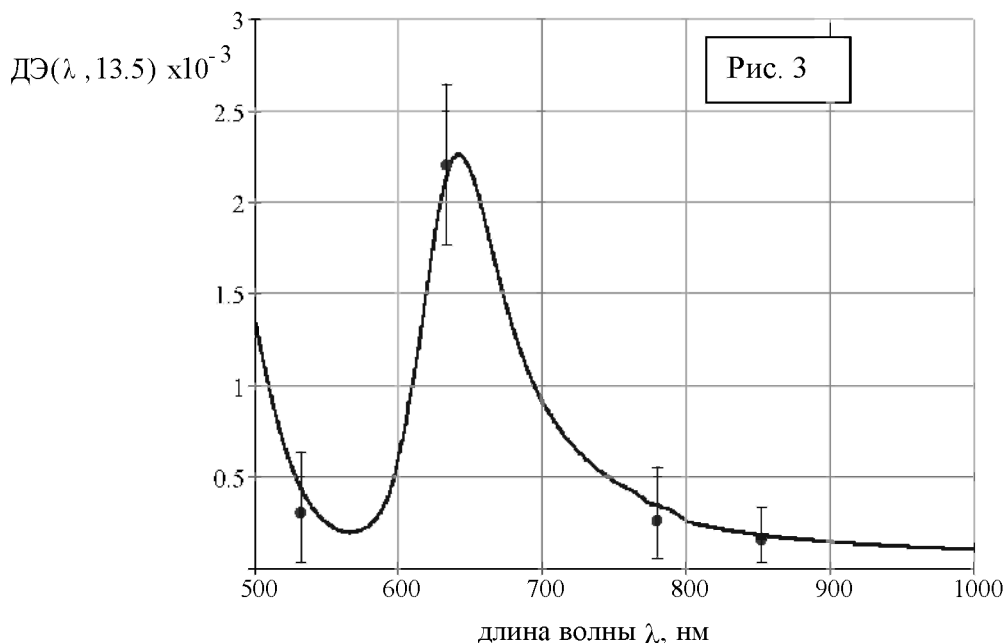
$$f(I/I_{\text{нас}}) = \frac{2 \cdot (1 + I/I_{\text{нас}}) \cdot (1 + I/I_{\text{нас}} - \sqrt{1 + 2 \cdot I/I_{\text{нас}}})}{(I/I_{\text{нас}})^2 \cdot \sqrt{1 + 2 \cdot I/I_{\text{нас}}}} \quad (4)$$

Спектральные распределения ДЭ ДР рассчитывались в результате с использованием формулы Когельника (5):

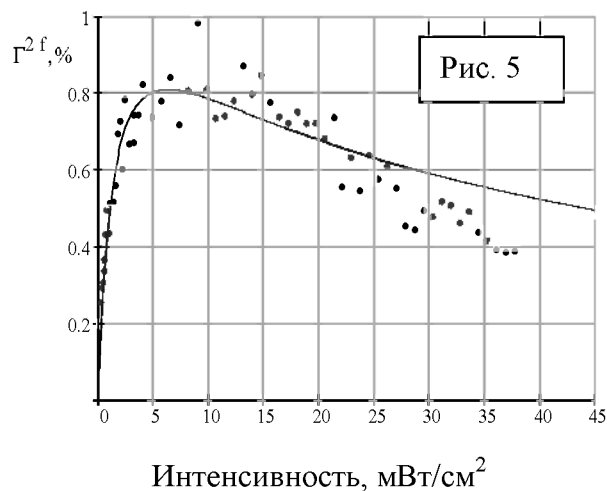
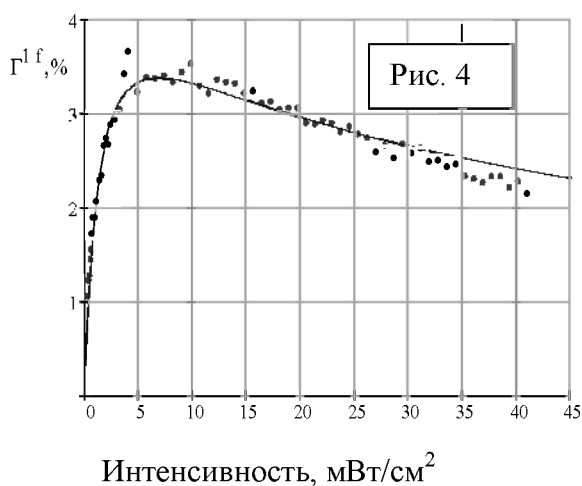
$$\mathcal{D}\mathcal{E}(\lambda, I) = A\mathcal{D}\mathcal{E}(\lambda, I) + \Phi\mathcal{D}\mathcal{E}(\lambda, I) = \left(\frac{\pi n^1(\lambda, I) d}{\lambda} \right)^2 \cdot \tau + \left(\frac{\alpha^1(\lambda, I) d}{4} \right)^2 \cdot \tau \quad (5)$$

Результаты расчета ДЭ на основе ДСП, полученного при возбуждении среды светом с интенсивностью равной 13.5 мВт/см^2 , приведены на рис.3. На этом же рисунке представлены результаты измерения ДЭ ДР, формируемой в БР D96N излучением He-Ne лазера с интенсивностью записывающих пучков 13.5 мВт/см^2 . Считывание ДР производилось непрерывным излучением на длинах волн 532 нм, 633 нм, 780 нм и 852 нм одновременно с ее записью. При этом, эффективность считывания для первых двух длин волн резко зависела от интенсивности считывающего пучка. Поэтому, приведенные на

рис. 3 значения ДЭ были получены путем линейной интерполяции интенсивности считывающего пучка к нулю.



Соотношение амплитудного и фазового вклада в ДЭ ДР, согласно расчетам для длины волны записи 633 нм, составляло 1:10. Для экспериментального измерения соотношения указанных вкладов использовалась методика фазомодулированных пучков (ФМП) [7]. На рис.4 и рис.5 показаны результаты измерения зависимости глубины амплитудной модуляции на выходе ДР на основной (Γ^{1f}) и удвоенной (Γ^{2f}) частоте фазовой модуляции одного из пучков от интенсивности записывающего излучения. Известно, что квадраты соответствующих глубин модуляции среды прямо пропорциональны амплитудному и фазовому вкладам в ДЭ ДР: $\text{АДЭ} \sim (\Gamma^{2f})^2$, $\text{ФДЭ} \sim (\Gamma^{1f})^2$ [8]. Таким образом, мы определили соотношение между амплитудным и фазовым вкладами в ДЭ на длине волны 633 нм, согласно которому фазовый вклад превышает амплитудный в 15 раз, что достаточно хорошо совпадает с результатами расчета.



Кроме того, с использованием метода ФМП было установлено, что насыщение амплитудной и фазовой составляющих ДР, при записи решетки в БР D96N излучением с длиной волны 633 нм, происходит одинаковым образом, а времена установления соответствующих амплитуд одинаковы.

Таким образом, рассчитанное на основе дифференциальных спектров поглощения спектральное распределение дифракционной эффективности динамической решетки, формируемой в глицериновой суспензии молекул бактериородопсина D96N излучением на длине волны 633нм, хорошо согласуется с результатами экспериментов по считыванию такой решетки на длинах волн, лежащих как внутри основной полосы поглощения, так и в ближнем ИК диапазоне. Рассчитанное соотношение амплитудно-фазового вклада в дифракционную эффективность не зависит от интенсивности и составляет величину 1:10, что хорошо совпадает с результатами прямых измерений методом фазомодулированных пучков, согласно которым это соотношение равно 1:15.

Литература

1. D.C.Hutchings, M.Sheik-Banae et al., Optical and Quantum Electronics, vol.24, p.1, (1992).
2. D.Zeisel, N.Humpp, J. Phys. Chem., v.96, p.7788, (1992).
3. Коклюшкин А.В., Королев А.Е., Оптика и спектроскопия, т.97, № 3, (2004).
4. Hampp N., Brauchle Ch., Oesterhelt D., Biophys. J., v.58, №1, p.83, (1990).
5. Аркатова Т., Гопштейн Н. и др., ОМП, № 9, с.44, (1981).
6. Королев А.Е., Стаселько Д.И. Журнал технической физики, т.54, № 2, с.314, (1984).
7. M.Gehertz, J.Pinsl, C.Brauchle, Appl.Phys.B, v.43, p.61,(1987).
8. Кожевников Н.М., Королев А.Е., Оптика. и спектроскопия, т.93, № 4, с.691, (2002).

ПОЛЯРИЗАЦИОННОЕ МНОГОВОЛНОВОЕ СМЕЩЕНИЕ В РАСТВОРАХ КРАСИТЕЛЕЙ

О. Ормачеа, А.Б.Старовыборнов, А.А.Казак

*Белорусский государственный университет
220050, г. Минск, пр. Ф. Скорины, 4, Ormachea@bsu.by*

Одной из актуальных задач современной лазерной физики является поиск новых эффективных методов управления энергетическими, спектральными и поляризационными характеристиками лазерного излучения. Большими потенциальными возможностями обладают интерференционно-голографические методы преобразования световых полей на основе динамических голограмм. При этом повышенное внимание уделяется нелинейной голографической записи при многоволновом смещении, реализуемом в средах с нелинейностями пятого и более высоких порядков.

При «классической» голографической записи интерференционное поле, создается, как правило, одинаково поляризованными опорной E_1 и сигнальной E_S волнами. При этом, за счет модуляции интенсивности излучения достигается пространственно-временная модуляция оптических свойств фоточувствительной среды (изменение показателя преломления Δn , коэффициента поглощения Δk или их обоих). В этом случае эффективность сформированной дифракционной решетки будет зависеть от глубины модуляции параметров Δn и Δk [1]. При поляризационно-голографической записи опорная и сигнальная волны поляризованы таким образом, что суммарная интенсивность этих волн остается постоянной и имеет место только пространственная

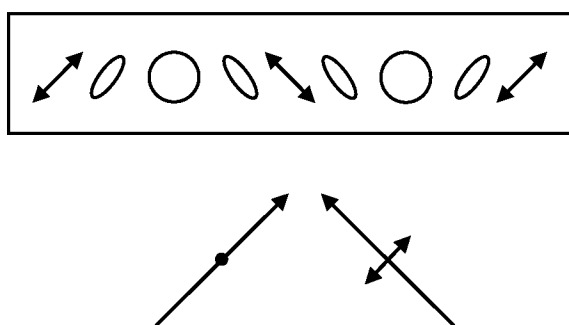


Рис. 1. Поляризационная структура интерференционного поля при ортогональной поляризации записывающих решетку волн.

модуляция поляризации света (рис. 1) в соответствии с разностью фаз φ волн E_1 и E_S [2]. Переход к поляризационной голографической записи, позволяет управлять поляризацией дифрагированного излучения и получать информацию о строении и анизотропных свойствах среды, что имеет перспективы использования в системах

поляризационной оптической памяти.

При теоретическом моделировании процесса поляризационной голографической записи в условиях многоволнового взаимодействия ограничимся двухуровневой моделью первоначально изотропной резонансной среды. Квантово-механический расчёт нелинейного отклика ансамбля двухуровневых систем на внешнее поляризованное монохроматическое поле даёт следующее выражение для вектора поляризованности [3]:

$$\vec{P} = \frac{\alpha(\vec{\mu}\vec{E})\vec{\mu}}{1 + \beta|\vec{\mu}\vec{E}|^2}, \quad (1)$$

где \vec{P} - поляризованность среды; \vec{E} - комплексная амплитуда поля, определяемая соотношением $\vec{E} = \frac{1}{2}(\vec{E}e^{i\omega t} + c.c.)$; $\vec{\mu}$ - вектор дипольного момента перехода; α и β - коэффициенты, определяемые спектроскопическими характеристиками среды.

Учитывая хаотическое распределение ориентации дипольного момента отдельных молекул в объеме среды, проведем ориентационное усреднение по различным ориентациям вектора $\vec{\mu}$, при этом выражение для отклика среды примет вид:

$$\vec{P} = \frac{1}{4\pi/3} \int \frac{\alpha(\vec{\mu}\vec{E})\vec{\mu}}{1 + \beta|\vec{\mu}\vec{E}|^2} d\Omega \quad (2)$$

где в сферических координатах $d\Omega = \sin(\theta)d\theta d\varphi$.

Теперь проанализируем преобразования световых полей в условиях многоволнового смешения. Если в среде взаимодействует несколько волн, то суммарное поле $\vec{E} = \sum_j \vec{A}_j e^{-i\vec{k}_j \vec{r}}$, а действие среды на любую из волн выразится через

фурье-компоненты вектора поляризованности среды $\vec{P} = \frac{1}{V} \int \vec{P} e^{i\vec{k}_j \vec{r}} dV$ (интегрирование ведётся по периоду интерференционной картины поля).

Для теоретического описания процесса многоволнового взаимодействия используем известное приближение медленно меняющихся амплитуд, позволяющее записать систему укороченных волновых уравнений для взаимодействующих световых полей [4]:

$$\frac{dA_{1,S}}{dZ} + \frac{2\pi\omega^2}{c^2k} \text{Im}(\alpha) \vec{A}_{1,S} = i \frac{2\pi\omega^2}{c^2k} \vec{P}_{1,S}^{NL}, \quad (3)$$

$$-\frac{dA_{2,D}}{dZ} + \frac{2\pi\omega^2}{c^2k} \text{Im}(\alpha) \vec{A}_{2,D} = i \frac{2\pi\omega^2}{c^2k} \vec{P}_{2,D}^{NL}, \quad (4)$$

где $\frac{2\pi\omega^2}{c^2k} \text{Im}(\alpha)$ - линейный коэффициент поглощения; \vec{P}_j^{NL} - нелинейная по полю часть \vec{P}_j . Её явный вид с учётом всех вышеперечисленных формул:

$$\vec{P}_j^{NL} = -\alpha \vec{A}_j + \left[\frac{1}{V} \frac{1}{4\pi/3} \int \left(\int \frac{\alpha(\vec{\mu}\vec{E})\vec{\mu}}{1 + \beta|\vec{\mu}\vec{E}|^2} d\Omega \right) e^{i\vec{k}_j\vec{r}} dV \right]. \quad (5)$$

Результаты численного решения системы уравнений (3), (4) с учетом выражения (5) для четырех- и шестиволнового взаимодействия представлены на рис. 2, где приведены зависимости дифракционной эффективности $\xi = I_D(r=0)/I_2(r=L)$ от суммарной интенсивности записывающих голограмму волн при параметрах взаимодействия, отвечающих условиям моноимпульсного возбуждения сложных молекулярных сред: интенсивности взаимодействующих волн могут значительно превышать интенсивность насыщения (для родамина 6Ж, к примеру, она равна 0.5 МВт/см^2), среда является оптически толстой (использовалось значение $k_0L = 8$). Из теоретических расчетов видно, что вклад поляризационных решеток (кривая 2)

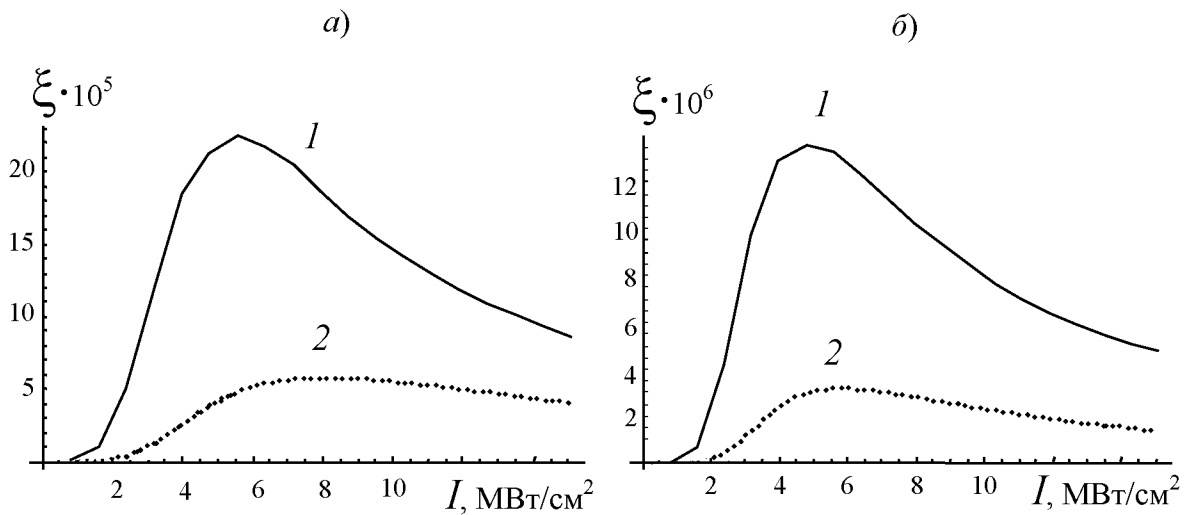


Рис. 2. Зависимость дифракционной эффективности от интенсивности записывающих голограмму волн для четырех- (а) и шестиволнового (б) взаимодействия при совпадающей поляризации (1) и взаимно - ортогональной поляризации (2) опорной и сигнальной волн.

существенно ниже эффективности решеток, формирующихся в среде при одинаковой поляризации взаимодействующих волн (кривая 1), как для процессов четырех-, так и шестиволнового взаимодействия.

Экспериментальное исследование поляризационного многоволнового взаимодействия проведено на примере этанольного раствора красителя родамин-6Ж на частоте излучения второй гармоники лазера на иттрий-алюминиевом гранате ($\lambda = 532 \text{ нм}$, $\tau = 20 \text{ нс}$), попадающим в полосу поглощения $S_0 - S_1$ молекул красителя. Выбрана схема дифракции лазерного излучения E_2 в брэгговском режиме при попутном распространении сигнальной E_s и опорной E_1 волн. В растворах красителей, эффект насыщения поглощения приводит к проявлению нелинейностей пятого и более высоких порядков, определяющих возможность реализации многоволновых процессов [5]. При записи динамических решеток в этих условиях имеют место искажения профиля штриха решетки, приводящие к появлению вторых и более высоких компонент разложения восприимчивости среды в ряд по пространственным гармоникам решетки. Указанные компоненты разложения определяют эффективность дифракции считывающего пучка в брэгговском режиме во второй и более высокие порядки, тем самым, определяя эффективность многоволнового смещения. Причем эти процессы могут быть реализованы при изменении направления распространения или частоты считывающей волны в стандартной геометрии четырехволнового взаимодействия [6].

Экспериментально исследовалась зависимость поляризации дифрагированной волны от взаимной ориентации плоскостей поляризации всех взаимодействующих волн (см. таблицу). Видно, что в случае, когда поляризации записывающих голограмму волн совпадают, поляризация дифрагированной волны однозначно определяется поляризацией считывающей волны. В то же время, при записи поляризационных динамических решеток в условиях, когда поляризации сигнальной и опорной волн ортогональны, поляризация дифрагированной волны может быть также ортогональна поляризации считывающей волны (четырёх- и восьмиволновое взаимодействие; табл. а и в) или совпадать с ней (при шести- и десятиволновом взаимодействиях; табл. б и г). Обнаруженная закономерность (сохранение поляризации считывающей волны при дифракции в четные порядки и поворот плоскости поляризации на 90° при дифракции в нечетные порядки) можно объяснить с использованием векторной модели взаимодействия при интегрировании вектора поляризации среды по всем возможным

направлениям ориентации дипольного момента молекул, что и было показано при теоретическом рассмотрении процессов многоволнового смешения.

E_S	→	↑	→	→	a)	E_S	→	↑	→	→	б)
E_1	→	→	↑	→		E_1	→	→	↑	→	
E_2	→	→	→	↑		E_2	→	→	→	↑	
E_D	→	↑	↑	↑		E_D	→	→	→	↑	

E_S	→	↑	→	→	в)	E_S	→	↑	→	→	г)
E_1	→	→	↑	→		E_1	→	→	↑	→	
E_2	→	→	→	↑		E_2	→	→	→	↑	
E_D	→	↑	↑	↑		E_D	→	→	→	↑	

Таблица. Схемы состояний поляризации при записи и восстановления динамических голограмм для четырех- (а), шести- (б), восьми- (в) и десятиволнового (г) смешения

Таким образом, в настоящей работе получены экспериментальные и теоретические результаты исследования поляризационной голографической записи при многоволновых взаимодействиях в резонансных средах. Установлена зависимость ориентации плоскости поляризации дифрагированной волны как от ориентации плоскостей поляризации считывающей и записывающих голограмму волн, так и от порядка многоволнового взаимодействия.

Литература

1. Г. Колфилда, Оптическая Голография, М.: Мир, 1982.
2. Ш.Д. Какичашвили, Поляризационная голография, Л.: Наука, 1989.
3. В.М. Акулин, Н.В. Карлов, Интенсивные резонансные взаимодействия в квантовой электронике, М.: Наука, 1987.
4. А.А. Апанасевич, Основы теории взаимодействия света с веществом, Минск, 1977.
5. А.Л. Толстик, Многоволновые взаимодействия в растворах сложных органических соединений, Минск, 2002.
6. A.S. Rubanov, A.L. Tolstik, S.M. Karpuk, O. Ormachea, Optics Communications, **181**, 183 (2000).

СОЛЬВАТОФЛУОРОХРОМИЯ И ЭНЕРГЕТИКА ПРОИЗВОДНЫХ ЦИКЛИЧЕСКОГО β -ТРИКЕТОНА В РАСТВОРАХ

Турбан А.А.

*Институт молекулярной и атомной физики НАН Беларуси, пр. Ф. Скорины 68, 220072
Минск, Беларусь turban@imaph.bas-net.by*

Органические соединения с внутримолекулярным переносом заряда в виде кристаллов, полимеров и растворов широко используются в лазерной и нелинейной оптике для преобразования частоты лазерного излучения путем одновременного поглощения двух фотонов ИК-излучения с последующим испусканием в видимой области [1], оптической записи информации [2], фотодинамической терапии [3] и для генерации второй гармоники [4].

В настоящей работе исследованы спектрально-люминесцентные свойства двух производных циклического β -трикетона – *транс*-2-(4'-диметиламинобензилиденацетил)-5,5-диметилциклогексан-1,3-диона (ДМД) и *транс*-2-(4'-диметиламиностирилиденацетил)-5,5-диметилциклогексан-1,3-диона (ДМСД) в растворах. Эти соединения являются перспективными в связи с возможностью их использования для визуализации невидимого ИК-лазерного излучения посредством двухфотонно возбуждаемой флуоресценции (ДВФ), спектр которой расположен в видимом диапазоне. Так, интенсивность ДВФ для поликристаллического образца ДМД в 70 раз превышает интенсивность второй гармоники известного нелинейно-оптического вещества калийтитанилфосфата [5].

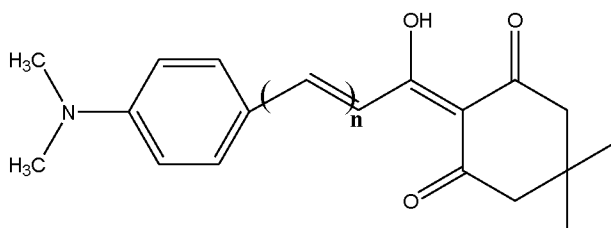


Рис. 1. Структурные формулы ДМД (n=1) и ДМСД (n=2).

Спектры поглощения и флуоресценции соединений в растворах (рис. 2) обладают значительным батохромным сдвигом при увеличении полярности растворителя. Батохромный сдвиг спектров флуоресценции значительно бóльший, чем для спектров поглощения, что свидетельствует о возрастании дипольного момента молекул при возбуждении. Дипольные моменты возбужденного состояния молекул, рассчитанные

сольватохромным методом, составили 20.0 D и 27.0 D для ДМД и ДМСД, соответственно. Дипольные моменты основного состояния, рассчитанные полуэмпирическими методами с минимизированной геометрией молекул в основном состоянии, составили 3.6 D и 3.8 D для ДМД и ДМСД соответственно. Данные соединения характеризуются большими стоксовскими сдвигами, причем для ДМСД стоксовский сдвиг в полярных растворителях достигает 6000 см^{-1} . Такие величины стоксовских сдвигов и возрастание дипольных моментов молекул при возбуждении свидетельствуют о том, что излучающее состояние является состоянием с переносом заряда.

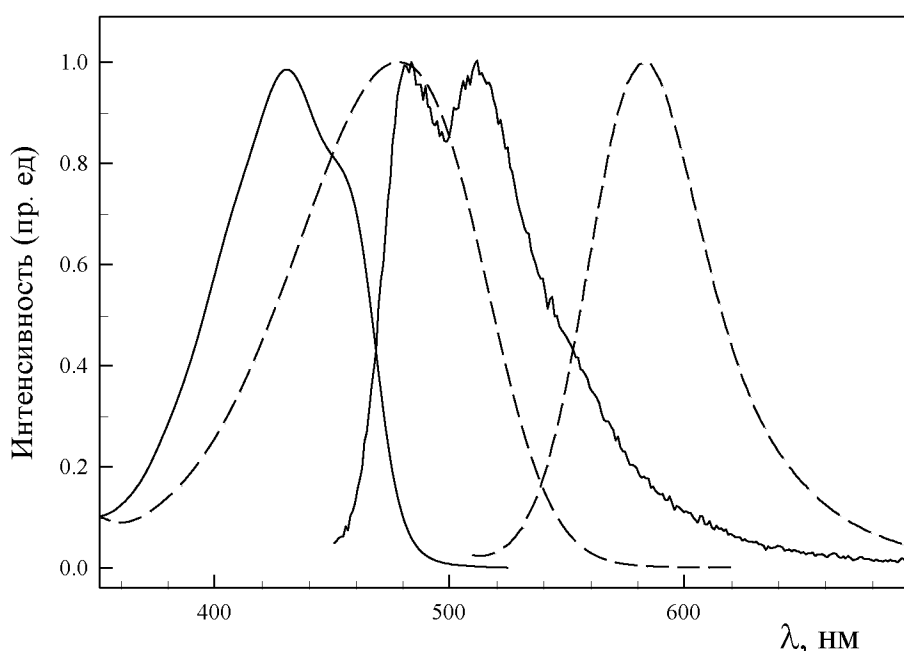


Рис. 2. Спектры поглощения и флуоресценции ДМД в гексане (—) и диметилсульфоксиде (---) при 293 К.

Квантовые выходы флуоресценции (Φ_f) для ДМД изменяются от 0.006 в неполярном н-гексане до 0.16 в хлористом метиле, причем не наблюдается определенной зависимости квантового выхода от функции полярности растворителя Δf (табл. 1.). Так, в сильнополярном метаноле Φ_f составляет 0.02, а в слабополярном толуоле – 0.05. При замораживании ДМД в смеси этанол + диэтиловый эфир в соотношении 2:1 до температуры жидкого азота Φ_f становится равным 1, и вероятность процессов безызлучательной дезактивации стремится к нулю. В полимерной матрице полиметилметакрилата (ПММК) квантовый выход флуоресценции Φ_f для ДМД составляет 0.74. Такое возрастание Φ_f при 77 К и в ПММК обусловлено увеличением

жесткости среды и, как следствие, затормаживанием процессов внутреннего вращения одиночных и двойных связей молекул в возбужденном состоянии. На это также указывает уменьшение величины стоксовского сдвига для ДМД в ПММК и при 77 К. Спектральные характеристики молекулы ДМСД в растворах приведены в таблице 2.

Таблица 1. Спектральные характеристики молекулы ДМД в растворах и полиметилметакрилате при 293 К.

№	Растворитель	Δf	λ_{\max}^{abs} , нм	λ_{\max}^{fluor} , нм	$\Delta\nu_{CT}$, см ⁻¹	Φ_f
1	н-гексан	0.001	431	501	3240	0.006
2	толуол	0.015	454	529	3125	0.048
3	хлористый метилен	0.217	465	555	3485	0.16
4	диметилсульфоксид	0.264	479	583	3730	0.095
5	диметилформамид	0.276	471	576	3870	0.097
6	ацетон	0.284	460	565	4040	0.077
7	ацетонитрил	0.305	461	570	4150	0.036
8	н-пропанол	0.274	469	567	3680	0.13
9	этанол	0.289	471	570	3690	0.060
10	метанол	0.307	468	571	3860	0.022
11	ПММК		460	530	2870	0.74
12	этанол+диэт. эфир (2:1), 77 К		500	533	1240	1.0

Таблица 2. Спектральные характеристики молекулы ДМСД в растворах при 293 К.

№	Растворитель	Δf	λ_{\max}^{abs} , нм	λ_{\max}^{fluor} , нм	$\Delta\nu_{CT}$, см ⁻¹	Φ_f
1	н-гексан	0.001	452	561	4300	0.012
2	толуол	0.015	477	602	4355	0.048
3	хлористый метилен	0.217	484	641	5060	0.16
4	диметилсульфоксид	0.264	498	682	5420	0.11
5	диметилформамид	0.276	494	673	5640	0.087
6	ацетонитрил	0.305	475	668	6080	0.063
7	этанол	0.289	487	671	5635	
8	метанол	0.307	478	672	6440	

В данной работе методом люминесцентной спектроскопии исследованы фотофизические свойства двух производных циклического β -трикетона в полярных и неполярных растворах и показано, что флуоресцирующее состояние характеризуется сильным переносом заряда. Возрастание квантового выхода флуоресценции Φ_f для ДМД при переходе от комнатной температуры к 77 К до 1.0 и при внедрении в жесткую полимерную матрицу полиметилметакрилата до 0.74 свидетельствует о преимущественном вкладе в безызлучательную дезактивацию энергии электронного возбуждения процессов вращений вокруг одиночных и двойных связей молекул.

Литература

1. Denk W., Strickler J.H., Webb W.W. // Science. 1990. V. 248. № 4951. P. 73.
2. Parthenopoulos D.A., Rentzepis P.M. // Science. 1989. V. 245. № 4345. P. 843.
3. Stiel H., Tenchner K., Paul A. et al. // J. Photochem. Photobiol. A: Chem. 1994. V. 80. № 2. P. 289.
4. Нелинейно-оптические свойства молекул и кристаллов / Под ред. Шемлы Д., Зисса Ж. М.: Мир, 1989. Т. 1. 528 с.
5. Ляхов А.С., Пырко А.Н., Говорова А.А., Бондарев С.Л., Калоша И.И., Кнюкшто В.Н. Кристаллография (в печати).

ФОРМИРОВАНИЕ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ ОПТИЧЕСКИХ СТРУКТУР В РЕЗОНАНСНЫХ СРЕДАХ

Д.В. Горбач, О.Г. Романов

*Белорусский государственный университет, 220050, Минск, пр. Ф. Скорины, 4,
e-mail: romanov@bsu.by, gorbachdv@bsu.by*

Для настоящего времени характерно широкое распространение идей теории солитонов, исследования которых охватили различные области естественных наук. Возникнув первоначально при изучении волн на воде и в других задачах гидродинамики, они проникли вместе с гидродинамической моделью в физику плазмы и физику конденсированных сред. Локализованные структуры встречаются также при описании динамики популяций и в биофизике. Неудивительно, что и нелинейная оптика оказалась одной из областей физики, уделившей большое внимание изучению процессов пространственной и временной локализации электромагнитного поля.

Тип нелинейности вещества, в котором происходит распространение мощного лазерного пучка, оказывает существенное влияние на структуру и устойчивость образующихся пространственных солитонов. В частности, для наиболее простой модели оптической нелинейности – керровской – характерны устойчивость пространственных солитонов в одномерной конфигурации и неустойчивость двухмерной поперечной структуры [1]. Более реальной моделью нелинейности является модель с насыщением зависимости изменения показателя преломления от интенсивности. Одним из примеров систем, в которых проявляется насыщение нелинейных свойств вещества, является взаимодействие мощного лазерного излучения с резонансными средами. При малых интенсивностях светового пучка изменения коэффициента поглощения и показателя преломления практически линейно зависят от интенсивности действующего оптического излучения, в то время как при больших интенсивностях проявляется эффект насыщения, обусловленный насыщением в зависимости населенности возбужденного уровня от интенсивности. Распространение интенсивных световых пучков в резонансных средах и процессы формирования локализованных структур (пространственных солитонов) обладают рядом особенностей: во-первых, благодаря насыщению изменения показателя преломления, не происходит так называемого коллапса светового пучка, характерного для керровской нелинейности; а во-вторых, наличие поглощения с неизбежностью приводит к уменьшению амплитуды сформированного солитона и, следовательно, к его деградации.

Таким образом при рассмотрении распространения локализованных световых пучков в резонансных средах можно говорить о формировании пространственных солитонов только для ограниченных масштабов, однако эффект просветления резонансной среды в максимуме сформированного солитона позволяет оценить данные масштабы характерными для лабораторных экспериментов.

Целью данной работы является теоретическое исследование процессов самофокусировки световых пучков в резонансных средах, анализ взаимодействия локализованных пучков в схеме двухволнового смешения. Определяются спектроскопические условия проявления эффектов самофокусировки световых пучков в резонансных средах, методами численного моделирования анализируются различные режимы упругого и неупругого рассеяния солитоноподобных пространственных структур.

Нелинейная составляющая восприимчивости двухуровневой среды выражается через изменение комплексного показателя преломления $\Delta\hat{n} = \Delta n + i\Delta\kappa$, который определяется следующим образом: $\Delta\hat{n} = -\frac{\kappa_0 \tilde{N}_2}{B_{12}} (\hat{\Theta}_{12} + \hat{\Theta}_{21})$, где $\kappa_0 = \frac{\hbar c N B_{12}}{2\nu}$ - линейный (ненасыщенный) коэффициент экстинкции, B_{ij} - коэффициенты Эйнштейна для вероятностей вынужденных переходов, коэффициенты $\hat{\Theta}_{ij} = \Theta_{ij} + iB_{ij}$ связаны соотношениями Крамерса-Кронига (дисперсионными) с коэффициентами Эйнштейна B_{ij} . $\nu = c/n_0$ - скорость света, нормированное значение населенности второго энергетического уровня $\tilde{N}_2 = N_2/N$. В стационарном случае взаимодействия лазерного импульса с резонансной средой выражение для нелинейной восприимчивости двухуровневой резонансной среды можно записать в виде [2]: $X_{NL} = -\frac{n_0 \kappa_0}{2\pi} \frac{\hat{\alpha}}{\alpha} \frac{1}{1 + \alpha I}$, где $\hat{\alpha} = a + i\alpha = (\hat{\Theta}_{12} + \hat{\Theta}_{21}) / \nu p_{21}$ - комплексный параметр нелинейности, действительная часть которого определяет светоиндуцированное изменение показателя преломления, а мнимая часть характеризует изменение коэффициента поглощения, параметр $\alpha = \left(\frac{B_{12} + B_{21}}{\nu p_{21}} \right)$ определяет интенсивность насыщения резонансного перехода, p_{21} - суммарная вероятность спонтанных и безызлучательных переходов,

С использованием полученных выражений для нелинейного изменения показателя преломления двухуровневой резонансной среды можно исследовать процессы

распространения световых пучков в таких средах и изучить изменение структуры профиля интенсивности. Для этого рассматривается укороченное волновое уравнение, которое в приближении медленно-меняющихся амплитуд световых волн и для параксиальных световых пучков имеет следующий вид:

$$\Delta_{\perp} E + 2ik \frac{\partial E}{\partial z} = -\frac{2\omega^2 n_0 \kappa_0}{c^2} \left(\frac{\hat{\Theta}_{12}}{B_{12}} E + \frac{\hat{\alpha}}{\alpha} XE \right) \quad (1),$$

где поперечный Лапласиан $\Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ отвечает за дифракцию пространственно-ограниченного светового пучка. Первое слагаемое в правой части уравнения соответствует линейному поглощению и фазовому набегу, а второе определяет нелинейный вклад в изменение свойств среды (коэффициента поглощения и показателя преломления).

При численном моделировании предполагалось, что излучение, направляемое на вход нелинейной среды, имеет постоянный во времени гауссов профиль по поперечной координате. Поэтому граничные условия могут быть записаны как: $I(x, t) = I_0 \exp(-x^2)$. Для решения данной задачи была использована явная двухслойная дифференциально-разностная схема [3]. Такая схема наиболее проста для программирования, так как позволяет явно находить значения функций в следующий момент времени по известным значениям в данный момент. На рисунке 1 представлена типичная картина пространственного распределения интенсивности в профиле светового пучка при его распространении в объеме нелинейной среды. Частота лазерного излучения при этом должна быть отстроена в коротковолновую область относительно центра линии поглощения для того, чтобы изменение показателя преломления на оси пучка было положительным ($\Delta n > 0$). Зависимость длины самофокусировки от интенсивности действующего излучения представлена на рисунке 2 для различных значений оптической толщины $k_0 L$. Видно, что с увеличением оптической плотности характерная длина, для которой наблюдается формирование перетяжки в поперечном профиле светового пучка, также уменьшается вследствие увеличения суммарного изменения показателя преломления нелинейной среды. Наличие минимума в зависимости длины самофокусировки от интенсивности может быть объяснено конкуренцией процессов просветления резонансного перехода и формирования локального волновода вследствие нелинейного изменения показателя преломления.

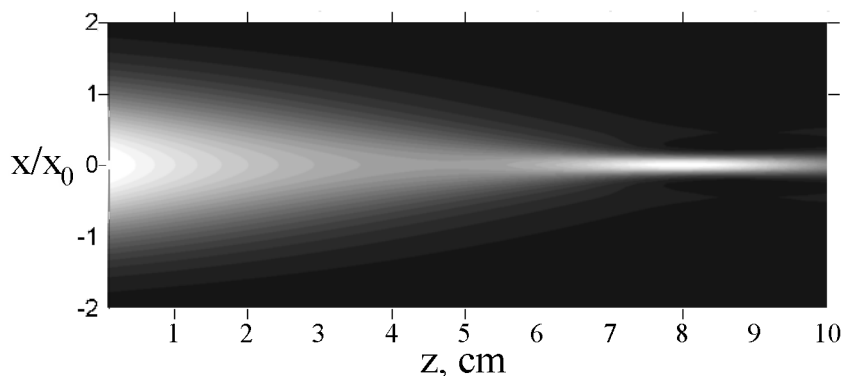


Рис. 1. Пространственное распределение интенсивности в профиле светового пучка при его распространении в объеме нелинейной среды. Интенсивность в максимуме входного пучка $I_0 = 0.6\alpha^{-1}$, оптическая толщина $k_0L = 0.3$, отстройка частоты лазерного излучения от центра полосы поглощения $\delta = (\omega - \omega_0) / \Delta = 2$, где Δ - полуширина гауссового контура поглощения.

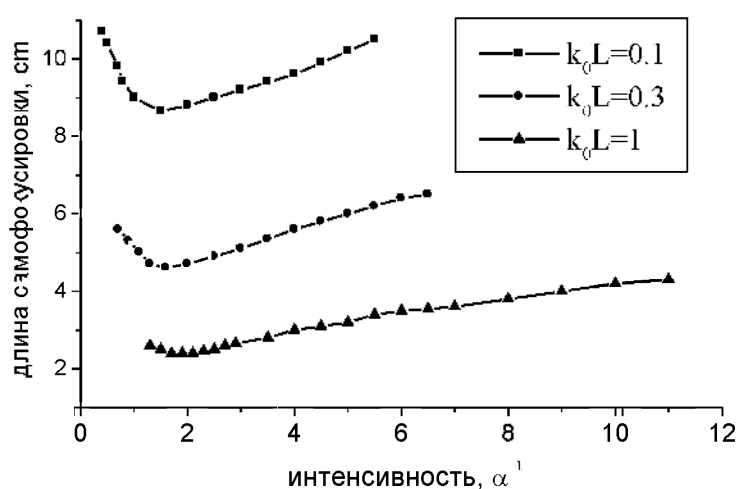


Рис. 2. Зависимость длины самофокусировки светового пучка в нелинейной среде от интенсивности входного пучка; $\delta = 2$.

Рассмотрим особенности двухволнового взаимодействия в двухуровневой резонансной среде при проявлении эффектов самофокусировки световых пучков. Для теоретического моделирования данной задачи решалась система волновых уравнений:

$$\begin{aligned} \Delta_{\perp} E_1 + 2ik \left(-\alpha_1 \frac{\partial E_1}{\partial x} + \frac{\partial E_1}{\partial z} \right) &= -\frac{2\omega' n_0 \kappa_0}{c^2} \left[\frac{\hat{\Theta}_{12}}{B_{12}} E_1 + \frac{\hat{\alpha}}{\alpha} (X_0 E_1 + X_1 E_2) \right] \\ \Delta_{\perp} E_2 + 2ik \left(\alpha_0 \frac{\partial E_2}{\partial x} + \frac{\partial E_2}{\partial z} \right) &= -\frac{2\omega' n_0 \kappa_0}{c^2} \left[\frac{\hat{\Theta}_{12}}{B_{12}} E_2 + \frac{\hat{\alpha}}{\alpha} (X_0 E_2 + X_1^* E_1) \right] \end{aligned} \quad (2)$$

Слагаемые в правой части описывают линейное поглощение и фазовый набег волн в среде, а также нелинейную само- (X_0) и кросс- (X_1, X_1^*) модуляцию вследствие записи динамических решеток и рассеяния световых волн на них. При численном анализе были определены следующие характерные режимы взаимодействия сфокусированных световых

пучков: частичное отражение двух сформированных солитонов друг от друга (рис.3а), и периодическое изменение направления распространения двух солитонов (рис.3б). Отметим также, что в случае эффективного перекрытия световых пучков до наступления самофокусировки, они свободно проходят друг через друга, не испытывая перераспределения.

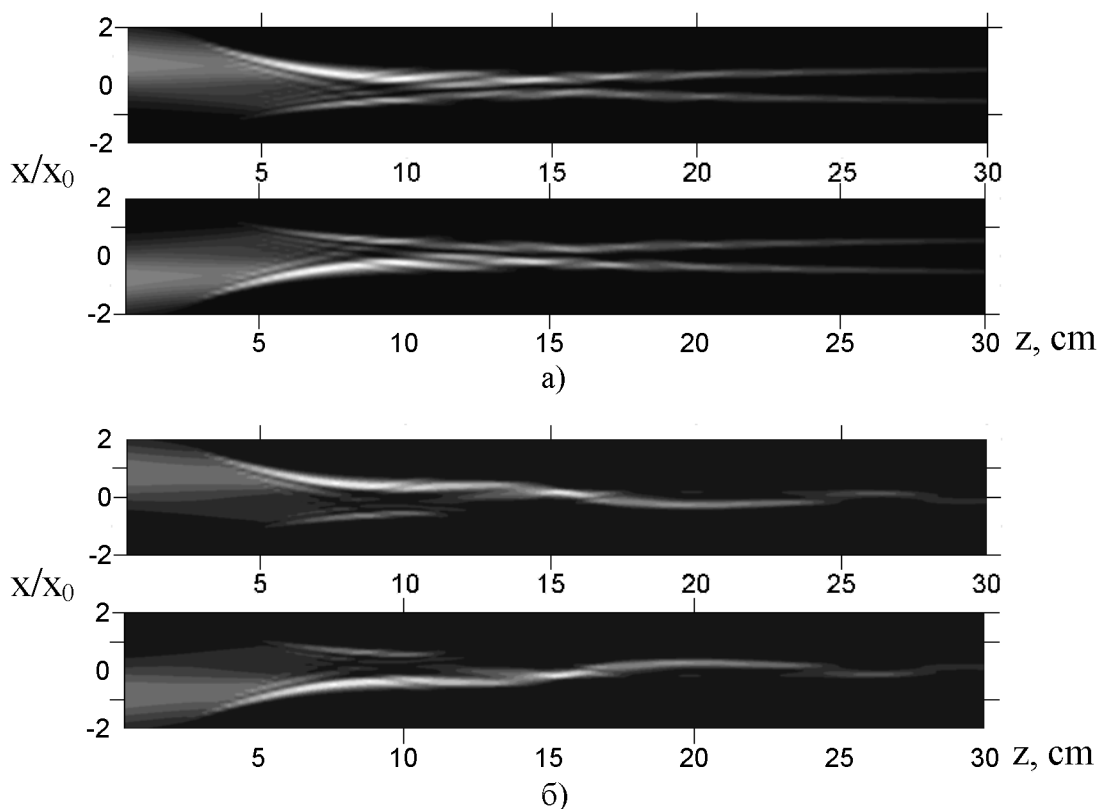


Рис. 3. Пространственное распределение интенсивности в профиле световых пучков. Интенсивность в максимуме входного пучка $I_0 = 10\alpha^{-1}$, оптическая толщина $k_0L = 0.3$, угол падения пучков на среду $\alpha_0 = 0.05$, $\delta = 2$.

В заключение отметим, что установленные в данной работе закономерности формирования и взаимодействия пространственных солитонов могут быть использованы при объяснении экспериментальных результатов по исследованию данных структур в различных нелинейных средах с насыщающимся типом нелинейности (резонансные среды фоторефрактивные кристаллы и др.).

Работа выполнена в рамках Государственной программы фундаментальных исследований «Когерентность».

Литература

1. S.K. Turitsyn, Phys.Rev.E, **47**, R13 (1993).
2. В.В. Кабанов, А.С. Рубанов, А.Л. Толстик, А.В. Чалей, Препринт №411 ИФ АН БССР. Минск, 1986.
3. А.А. Самарский, А.В. Гулин, Численные методы, Москва, 1989.

СПЕКТРАЛЬНО-ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК И ОРГАНИЧЕСКИХ КРАСИТЕЛЕЙ ПРИ ПЕРЕНОСЕ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОННОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ

И.А. Капуцкая, О.П. Лукашевич

*Белорусский государственный университет, пр. Ф. Скорины 4, 220050 Минск, Беларусь,
kaputskaya@bsu.by*

В последнее время много внимания уделяется созданию различных светоизлучающих устройств, представляющих собой многослойные структуры из полупроводниковых материалов и органических красителей [1, 2]. Для функционирования таких устройств необходима реализация безызлучательного переноса энергии электронного возбуждения между органической и неорганической матрицами. Нами было исследовано влияние переноса энергии с CdSe/ZnS квантовых точек (КТ) на молекулы органического красителя DODCI на флуоресценцию их твердых растворов [3, 4].

Целью данной работы является исследование особенностей безызлучательного переноса энергии электронного возбуждения со сложных органических молекул на полупроводниковые КТ. В качестве объектов исследования были выбраны твердые растворы CdSe/ZnS нанокристаллов (диаметр 3 нм), солюбилизованных меркаптоуксусной кислотой, и акрифлавина в матрице поливинилового спирта. Хорошее перекрытие спектров флуоресценции акрифлавина (рис. 1, кривая 1) и поглощения КТ (кривая 2) создает предпосылки для протекания безызлучательного переноса энергии электронного возбуждения между ними.

В спектре возбуждения пленки, активированной КТ и акрифлавином, (рис. 1, кривая 3) проявляется полоса поглощения акрифлавина (частота регистрации $\nu_{reg} = 16\,400\text{ см}^{-1}$). Флуоресценция образца на частоте $\nu_{reg} = 16\,400\text{ см}^{-1}$ может быть обусловлена как излучением акрифлавина, так и КТ. Для ответа на вопрос, имеет ли место безызлучательный перенос энергии электронного возбуждения с молекул красителя на КТ, оценим вклад флуоресценции акрифлавина в свечение образца. На рис. 2 (кривая 1) представлен спектр возбуждения, полученный вычитанием из спектра возбуждения пленки, содержащей КТ и акрифлавин, спектра возбуждения КТ. Значения интенсивности флуоресценции в вычисленном спектре оказались выше, чем в спектре возбуждения образца, активированного только красителем (см. кривые 1 и 2). Это объясняется флуоресценцией

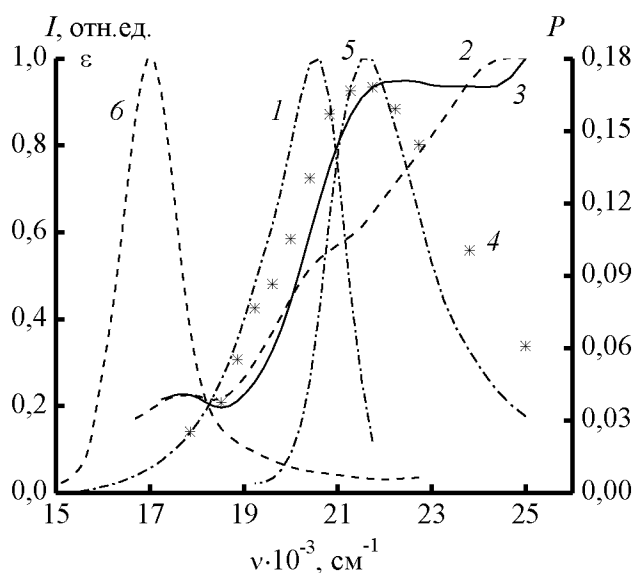


Рис. 1 Спектры флуоресценции (1, 6) и поглощения (2, 5) акрифлавина (1, 5) и КТ (2, 6), спектр возбуждения (3) и зависимость степени поляризации флуоресценции от частоты возбуждения (4) пленки, содержащей акрифлавин и КТ. $C_{КТ} = 2.8 \cdot 10^{-5}$ и $C_{акр} = 1.2 \cdot 10^{-4}$ моль/л $\nu_{ex} = 22\ 700$ (1) и $25\ 000\ \text{см}^{-1}$ (6) $\nu_{reg} = 16\ 400$ (3), $17\ 000$ (4)

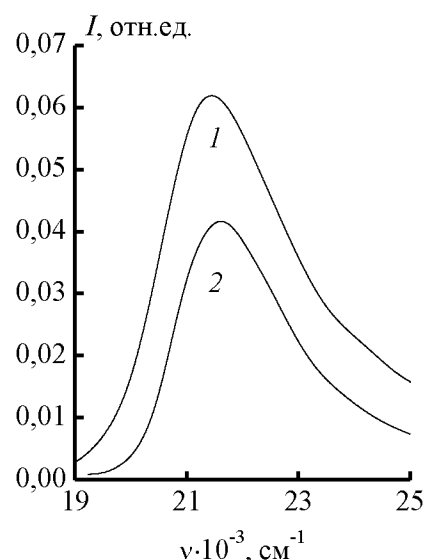


Рис. 2 Разность спектров возбуждения пленок, содержащих КТ с акрифлавином и только КТ (1), спектр возбуждения акрифлавина (2)

КТ, которые получили энергию в результате безызлучательного переноса с молекул акрифлавина.

Степень поляризации флуоресценции по спектру возбуждения ($\nu_{reg} = 17\ 000\ \text{см}^{-1}$) пленки, содержащей КТ и акрифлавин, возрастает в области поглощения акрифлавина (рис. 1, кривая 4). Поляризация излучения при возбуждении в этой области также определяется флуоресценцией КТ, получивших энергию в результате поглощения и безызлучательного переноса с молекул красителя. При возбуждении в более низкочастотной области, где краситель не поглощает, степень поляризации флуоресценции обусловлена только излучением КТ, и достигает 4 % – величины характерной для пленок, содержащих только КТ.

Для объяснения наблюдаемых экспериментальных зависимостей степени поляризации флуоресценции от частоты возбуждающего излучения проведено численное моделирование флуоресценции исследуемых растворов. В рамках разработанных моделей безызлучательного переноса энергии проанализированы различные варианты взаимного расположения осцилляторов донора и акцептора.

Расчет проводился следующим образом. Доноры (линейные осцилляторы) и акцепторы (плоские осцилляторы) полагали ориентированными случайным образом в про-

странстве. На правомочность описания флуоресцентных свойств КТ с использованием модели плоского осциллятора указывалось в ряде работ (см., например, [5]). Плоский осциллятор акцептора аппроксимировался набором линейных осцилляторов. Были рассмотрены случаи, когда положение поглощающего осциллятора (линейного) акцептора в плоскости произвольное, либо определяется проекцией дипольного момента перехода донора; положение излучающего осциллятора акцептора задавалось произвольным образом в той же плоскости. Константа скорости переноса энергии на акцептор задавалась следующим образом:

$$k_{et} = \frac{9000 \ln 10 \cdot \Phi^2 \varphi_0^d}{128 \cdot \pi^5 n^4 N \tau_0^d R^6} \int I_f^d(\nu) \varepsilon_a(\nu) \nu^{-4} d\nu, \quad (1)$$

где τ_0^d и φ_0^d – время жизни S_1 -состояния и квантовый выход флуоресценции донора в отсутствие переноса энергии, n – показатель преломления среды, N – число Авогадро; R – расстояние между донором и акцептором, $I_f^d(\nu)$ – нормированный на площадь спектр флуоресценции донора, $\varepsilon_a(\nu)$ – зависимость коэффициента молярной экстинкции акцептора от частоты. Значение ориентационного фактора Φ зависит от взаимного расположения осцилляторов донора и акцептора следующим образом:

$$\Phi^2 = (\cos \vartheta_{da} - 3 \cos \vartheta_{dr} \cos \vartheta_{ar})^2, \quad (2)$$

где ϑ_{da} – угол между направлениями осцилляторов донора и акцептора, ϑ_{dr} и ϑ_{ar} – углы между векторами, соединяющими центры донора и акцептора и направлениями их осцилляторов. В расчетах принимались следующие значения величин: $\tau_0^d = 10^{-8}$ с, $\varphi_0^d = 0.5$, $n = 1.2$, $R = 15$ Å.

Введем величину квантового выхода переноса энергии на акцептор:

$$\varphi_{et} = \frac{k_{et}}{k_f^d + k_q^d + k_{et}}, \quad (3)$$

где k_f^d – константа скорости флуоресценции донора, k_q^d – константа скорости безызлучательных переходов донора в основное состояние.

Тогда для интенсивности флуоресценции акцептора, получившего энергию в результате переноса, можно записать:

$$I(\theta_d) = b_d(\theta_d) \varphi_{et} \varphi^a. \quad (4)$$

Здесь $b_d(\theta_d) = \sigma_d(\nu)I_{ex} \cos^2(\theta_d)$, где θ_d – угол между осциллятором донора и электрическим вектором возбуждающего излучения, I_{ex} – плотность мощности возбуждающего излучения, $\sigma_d(\nu)$ – сечение поглощения донора на частоте возбуждающего излучения ν .

Квантовый выход флуоресценции акцептора $\phi^a = 0.5$.

Усреднение перпендикулярной и параллельной компонент интенсивности флуоресценции по всем ориентациям доноров и акцепторов относительно электрического вектора возбуждающего излучения проводилось методом Монте-Карло:

$$I^\perp = \frac{1}{2} \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} \sum I(\theta_d) X_a^2 d\varphi_d \sin(\theta_d) d\theta_d, \quad I^\parallel = \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} \sum I(\theta_d) Z_a^2 d\varphi_d \sin(\theta_d) d\theta_d, \quad (5)$$

где X_a и Z_a – координаты излучающего осциллятора акцептора, φ_d – угол между осциллятором донора и перпендикуляром к электрическому вектору возбуждающего излучения. Суммирование проводилось по всем возможным ориентациям и расположениям донора относительно акцептора с учетом статистических весов этих конфигураций.

Вклад во флуоресценцию образца на частоте $\nu_{reg} = 17\,000 \text{ см}^{-1}$ донора и акцептора (за счет его собственного поглощения):

$$I_d(\theta_d) = b_d(\theta_d)\phi^d, \quad I_a(\theta_a) = b_a(\theta_a)\phi^a = \sigma_a(\nu)I_{ex} \cos^2(\theta_a)\phi^a, \quad (6)$$

где квантовый выход флуоресценции донора $\phi^d = \frac{k_f^d}{k_f^d + k_q^d + k_{et}}$, $\sigma_a(\nu)$ – сечение поглощения акцептора на частоте возбуждающего излучения ν .

Для соответствующих компонент интенсивности флуоресценции можно записать:

$$I_d^\perp = \frac{1}{2} \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} I_d(\theta_d) \cos^2(\varphi_d) d\varphi_d \sin^3(\theta_d) d\theta_d, \quad I_d^\parallel = \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} I_d(\theta_d) d\varphi_d \cos^2(\theta_d) \sin(\theta_d) d\theta_d \quad (7)$$

$$I_a^\perp = \frac{2\pi}{3} \sigma_a(\nu) I_{ex} \phi^a \sum X_a^2, \quad I_a^\parallel = \frac{4\pi}{3} \sigma_a(\nu) I_{ex} \phi^a \sum Z_a^2 \quad (8)$$

Степень поляризации флуоресценции пленки рассчитаем следующим образом:

$$P = \frac{I^\parallel + I_a^\parallel + I_d^\parallel - I^\perp - I_a^\perp - I_d^\perp}{I^\parallel + I_a^\parallel + I_d^\parallel + I^\perp + I_a^\perp + I_d^\perp}. \quad (9)$$

Результаты расчетов степени поляризации флуоресценции по спектру возбуждения представлены на рис. 3 (для случайных осцилляторов акцептора) и на рис.4 (для случая, когда положение осциллятора акцептора (линейного), участвующего в переносе энергии, определяется проекцией осциллятора донора на плоскость осциллятора акцептора).

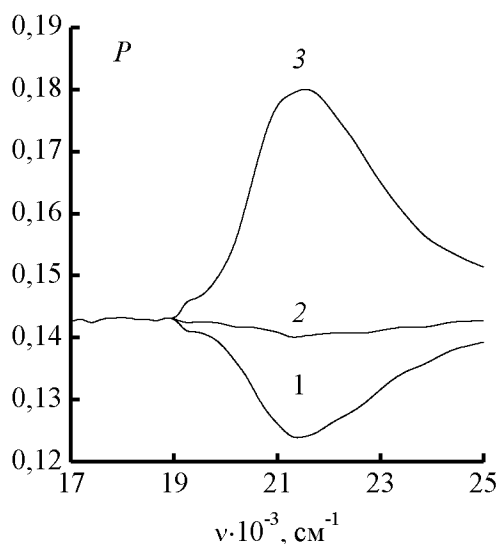


Рис. 3 Зависимость степени поляризации флуоресценции от частоты возбуждающего излучения для случайных ориентаций осцилляторов (линейных) акцептора. Угол между осциллятором донора и нормалью к поверхности КТ 0 (1), 45 (2) и 90° (3).

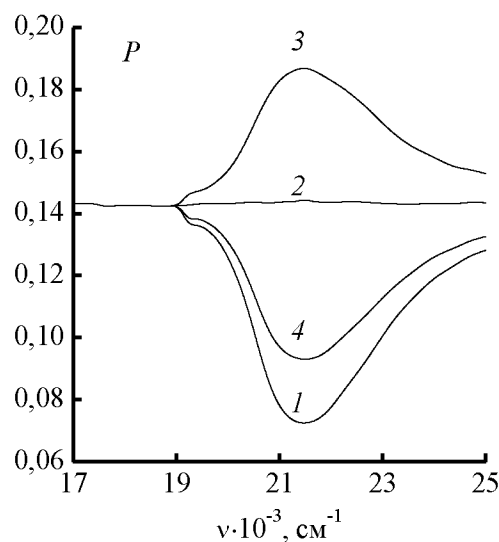


Рис. 4 Зависимость степени поляризации флуоресценции от частоты возбуждающего излучения для случая, когда положение осциллятора акцептора (линейного), участвующего в переносе энергии, определяется проекцией осциллятора донора на плоскость осциллятора акцептора. Угол между осциллятором донора и нормалью к поверхности КТ 0 (1), 45 (2), 60 (3) и 90° (4).

Степень поляризации флуоресценции образца в зависимости от ориентации осциллятора донора относительно поверхности КТ может как возрастать, так и уменьшаться в той области, где поглощает донор. В низкочастотной области, где поглощает только акцептор, степень поляризации флуоресценции составляет ~ 14 %. Экспериментально полученное значение ~ 8 %. Таким образом можно заключить, что осциллятор донора образует некоторый угол с нормалью к поверхности нанокристалла. Плоский осциллятор акцептора оказывается несимметричен; возможной причиной этого является воздействие возбужденных молекул донора на КТ.

Литература

1. V.M. Agranovich, D.M. Basko, G.C. La Rocca, F. Bassani, *Synthetic Met.* **116**, 349 (2001)
2. S. Coe, W-K. Woo, M. Bawendi, V. Bulovic, *Nature* **420**, 800 (2002)
3. С.К. Горбачевич, И.А. Капуцкая, С.А. Маскевич и др., *Оптика и спектр.* **97**, 2, 1 (2004)
4. S.K. Gorbachevich, I.A. Kaputskaya, S.Yu. Mikhnevich et. al., *J. Lumin.* (в печати)
5. I.C. Ken, T. Shimizu, M.G. Bawendi, *Proc. Nat. Ac. Sci. USA* **100**, 405 (2003)

МАКРОСКОПИЧЕСКИЕ ПРОЯВЛЕНИЯ КВАНТОВЫХ ШУМОВ В СТАТИСТИКЕ ЭНЕРГИИ ИМПУЛЬСОВ СТОКСОВЫХ КОМПОНЕНТ НЕСТАЦИОНАРНОГО ВКР В СЖАТЫХ ГАЗАХ

А.Г. Шведко

*Институт физики им. Б.И.Степанова НАН.Беларуси, пр. Ф. Скорины 68, 220072 Минск,
Беларусь, shvedko@dragon.bas-net.by*

В 80-х годах Раймер и др. развили последовательную квантовую теорию вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР), которая описывает возникновение ВКР из спонтанных шумов [1]. Эта теория предсказала, что в экспериментах по импульсному ВКР импульсы стоксового излучения, которые могут иметь энергию, сравнимую с энергией лазерных импульсов, должны испытывать макроскопические флуктуации энергии, обусловленные квантовой природой своего возникновения.

Изучение статистических свойств флуктуаций энергии импульсов излучения ВКР представляет интерес по двум причинам. Во-первых, с научной точки зрения ВКР представляет собой один из немногочисленных нелинейно-оптических эффектов, в котором фундаментальные квантовые флуктуации могут проявляться и детально исследоваться в макроскопическом энергетическом масштабе. Во-вторых, с практической точки зрения флуктуационная природа ВКР может накладывать определенные ограничения на использование ВКР в различного рода ВКР-преобразователях [2] или при создании интенсивного материального возбуждения в рассеивающей среде [3].

Целью настоящей работы являлось детальное экспериментальное исследование статистических свойств энергии импульсов нестационарного ВКР в сжатом водороде и метане на длинах волн первой (водород, метан) и второй (метан) стоксовых компонент при широком варьировании энергии лазерных импульсов.

В экспериментах использовалась лазерная система, включающая в себя пикосекундный задающий генератор на сапфире с титаном, возбуждаемый излучением непрерывного Ar-лазера, и регенеративный усилитель на сапфире с титаном, который накачивался моноимпульсным Nd:YLF-лазером с частотой следования импульсов 1 кГц. После удвоения в кристалле ВВО лазерное излучение имело следующие параметры: длина волны генерации около 400 нм, расходимость генерируемого потока 0,24 мрад, диаметр

лазерного пучка 2,5 мм, энергия в импульсе до 270 мкДж, а стабильность энергии импульсов была не хуже $\pm 3\%$. Длительность лазерного импульса определялась по автокорреляционной функции, определяемой по генерации второй гармоники; временная форма хорошо описывалась Гауссовой функцией с полушириной на полувывсоте $\tau_H \approx 2,5$ пс.

Измерения энергии импульсов компонент нестационарного ВКР выполнялись пирозлектрическими приемниками и/или калиброванными фотодиодами с чувствительностью 1 мкДж и 0,01 мкДж соответственно. Эксперименты проводились при давлении водорода $P = 50$ атм ($T_2 = 150$ пс) и давлении метана $P = 30$ атм ($T_2 = 16$ пс). Для метана длина кюветы составляла 50 см, а фокусирующая линза имела фокусное расстояние $f = 50$ см. Для водорода вследствие меньшего значения нестационарного коэффициента усиления длина кюветы была увеличена до 100 см, а $f = 83$ см.

Были детально изучены статистические свойства энергии импульсов стоксовых компонент пикосекундного ВКР в водороде и метане. На рис. 1 приведены распределения (точки) для энергии импульсов первой стоксовой компоненты в водороде вблизи порога возбуждения ВКР ($E_H = 30$ мкДж) (рис. 1А); энергии импульсов первой стоксовой компоненты в метане при энергиях накачки $E_H = 15$ мкДж (вблизи порога возбуждения, рис. 1В) и $E_H = 30$ мкДж (рис. 1С), а также для энергии импульсов второй стоксовой компоненты в метане при энергии импульсов накачки $E_H = 30$ мкДж (вблизи порога возбуждения, рис. 1D). Распределения на рис. 1А,В,Д хорошо аппроксимируются экспоненциальным распределением (сплошная линия), которое согласно нестационарной квантовой теории реализуется в линейном режиме ВКР при возбуждении одной пространственной и одной временной моды и описывается выражением [1]:

$$P(E_{1C}) = \frac{1}{\langle E_{1C} \rangle} \exp(-E_{1C} / \langle E_{1C} \rangle).$$

На основе выполненных измерений впервые для нестационарного ВКР построены зависимости коэффициентов вариации γ_0 и асимметрии γ_1 распределений $P(E_{1C})$ от энергии E_H лазерных импульсов. Эти зависимости приведены на рис. 2. С увеличением E_H происходит сначала достаточно быстрое, а затем более медленное уменьшение γ_0 . Переход от сильной к слабой зависимости γ_0 от E_H примерно соответствует значениям E_H , при которых асимметрия распределений $P(E_{1C})$ меняет знак с положительного на

отрицательный, т.е. этот переход соответствует началу нелинейного режима рассеяния. При дальнейшем увеличении E_H происходит сужение распределений (уменьшение γ_0), а их форма остается практически неизменной ($\gamma_1 \approx \text{const}$) и характеризуется затянутым низкоэнергетическим крылом и резко спадающим высокоэнергетическим (рис. 2С). При максимальных E_H коэффициент вариации уменьшается до значений $\gamma_0 \approx 0,04$.

Таким образом, в результате проведенных исследований было установлено, что для первой стоксовой компоненты ВКР в сжатом водороде в линейном и существенно нелинейном режимах рассеяния полученные распределения $P(E_{1C})$ находятся в хорошем качественном соответствии с предсказаниями нестационарной квантовой теории ВКР, объясняющей возникновение флуктуаций энергии импульсов макроскопическими проявлениями квантовых шумов [4,5].

Для первой стоксовой компоненты ВКР в сжатом метане установлено, что в линейном режиме ВКР-преобразования измеренные распределения $P(E_{1C})$ также качественно соответствуют предсказаниям нестационарной квантовой теории ВКР. Однако для нелинейного режима ВКР-преобразования, распределения $P(E_{1C})$ являются менее стабилизированными, чем в случае сжатого водорода, а зависимость γ_1 от E_H имеет немонотонный характер. Возникновение указанных особенностей вызвано влиянием процесса одновременной параметрической генерации большого числа стоксовых и антистоксовых компонент, происходящего с участием излучения первой стоксовой компоненты, на ее статистические свойства.

Установлено, что для параметрически генерируемой в сжатом метане второй стоксовой компоненты статистические свойства энергии её импульсов определяются в основном статистическими свойствами энергии импульсов первой стоксовой компоненты. При этом было установлено, что, управляя эффективностью протекания четырёхфотонных параметрических процессов, можно управлять $P(E_{2C})$.

Литература

1. M.G. Raymer, I.A. Walmsley, Progress in Optics XXVIII, Elsevier science publishers, 1990.
2. P.A. Apanasevich, D.E. Gakhovich, A.S. Grabchikov, et al., SPIE **2370**, 583 (1994).
3. S.L. Shapiro, Ultrashort Light Pulses, Berlin -Heidelberg - N.Y.: Springer Verlag, 1977.
4. M.G. Raymer, K. Rzazewski, J. Mostowski, Opt. Lett. **7**, 71 (1982).
5. I.A. Walmsley, M.G. Raymer, Phys. Rev. A **33**, 382 (1986).

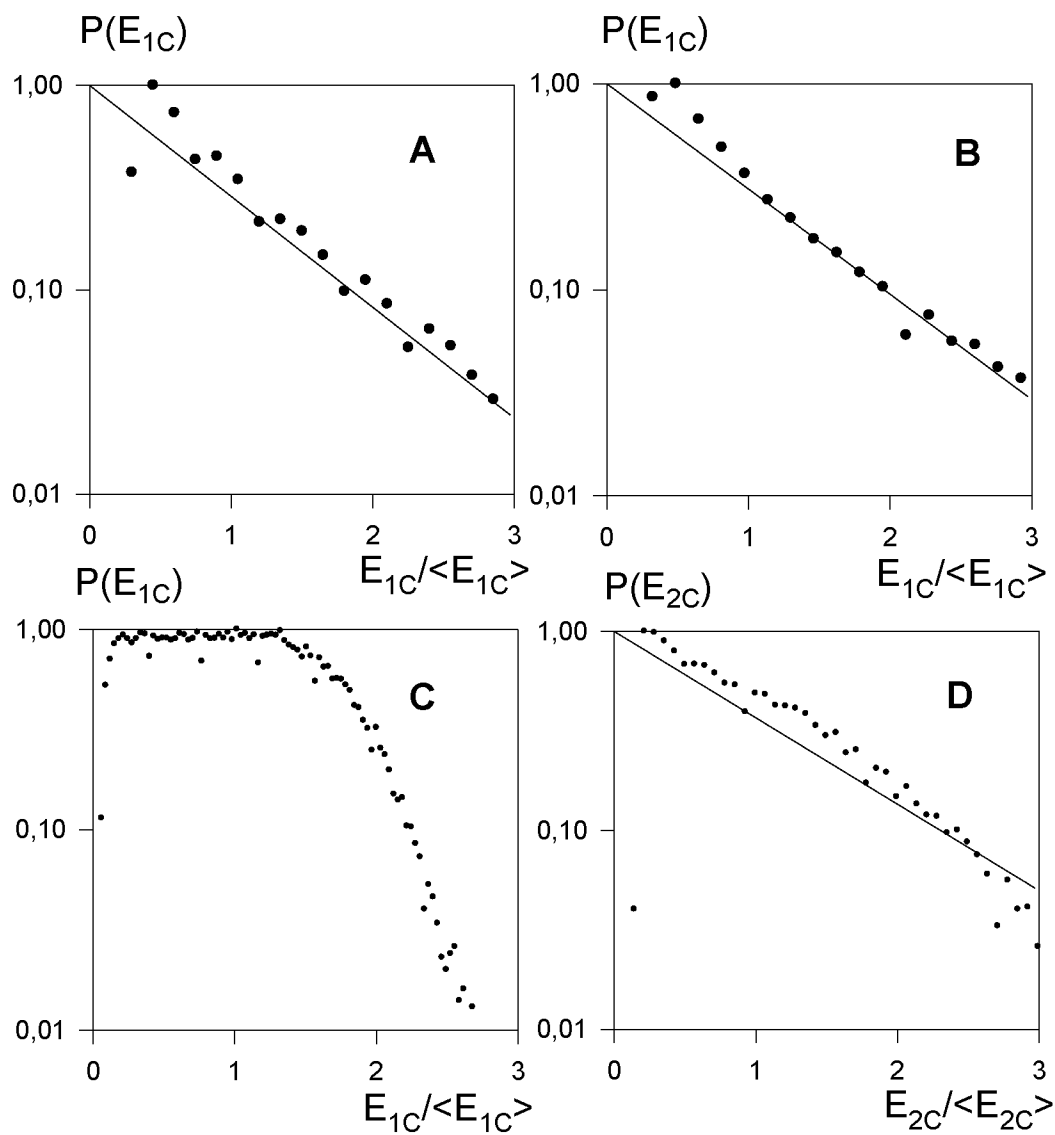


Рис. 1

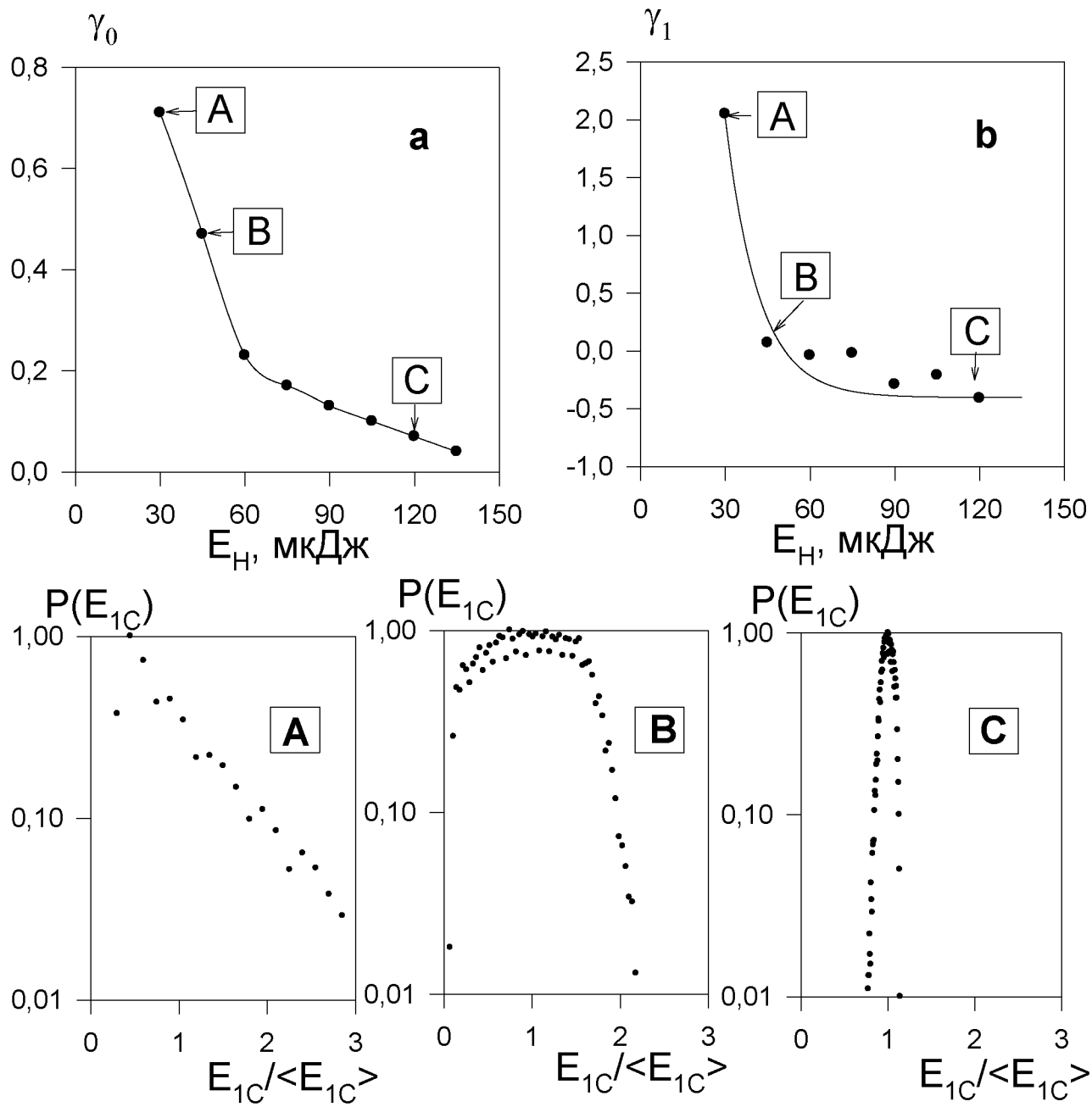


Рис. 2

АВТОМОДУЛЯЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ, ПРОШЕДШЕГО СКВОЗЬ ТОНКОПЛЕНОЧНЫЙ РЕЗОНАТОР

Е.В.Глазунова¹, Е.В.Глазунов², В.А.Юревич¹

¹*Могилёвский государственный университет, ул.Космонавтов, 1,
212022 Могилёв, Беларусь, msu@msu.unibel.by*

²*Институт прикладной оптики Национальной АН.Беларуси, Могилёв*

Введение. Нелинейная оптика тонкопленочных структур привлекает к себе внимание в связи с возможностью их использования в системах и устройствах обработки информации. Ряд закономерностей, свойственных этим физическим объектам, анализировался для режима воздействия ультракоротких световых импульсов [1-3]. При этом использовано приближение особо тонкого слоя с толщиной, существенно меньшей длины волны излучения [4], позволяющее существенно упростить математическую задачу анализа динамики светового поля в пленках, представляемыми ансамблями активных атомов.

Постановка задачи. В работе [5] аналогичный подход с применением приближения тонкого слоя использовался для расчетной интерпретации реально наблюдавшегося эффекта самоиндуцированной временной неустойчивости в квазинепрерывном излучении, резонансно воздействующем на планарную систему из нелинейных слоев. Механизм происхождения регулярных структур в излучении, прошедшем систему, как предполагалось, имел балансный характер. Фазовая автомодуляция поля в резонансной среде изменяла эффективность вынужденного поглощения, периодически ослабляя его в одном слое и интенсифицируя в другом. Аналитическая модель эффекта, основанная на уравнениях Максвелла-Блоха, поэтому модифицировалась в рамках обобщенной 2-уровневой схемы взаимодействия, позволяющей учесть нелинейность рефракции в среде, обусловленную светоиндуцированной модификацией системы энергетических уровней поверхностных состояний внутри запрещенной зоны материала тонких пленок [6]. В настоящей работе проводится существенное уточнение расчета – в реальной модели один из активных слоев, обычно представляющий собой подложку для осаждаемой на него второй пленки, по толщине превышал длину волны и, следовательно, мог оказаться резонатором. Соответственно в расчетах одна из пленок представляла собой резонатор, заполненный активной средой. Такая система может характеризоваться дополнительной критичностью по отношению к частоте излучения. Границы зоны параметров, в которой ожидается возникновение эффекта автомодуляционной неустойчивости светового поля, должны тогда измениться, результаты оценки этого смещения приведены ниже.

Рассмотрена 2-слойная тонкопленочная структура, окруженная диэлектрическими средами с проницаемостями ϵ_1 и ϵ_2 . Со стороны среды с проницаемостью ϵ_1 на пленки нормально падает плоская световая волна частоты ω , первая из пленок имеет бóльшую толщину. Длительность импульса поля световой волны предполагалась значительно превышающей оптический период и времена поперечной релаксации активных частиц в пленках. Ставилась задача определения условий возникновения автомодуляционных изменений во временной структуре излучения. Существенным при этом являлся учет резонансной нелинейности показателя преломления в обоих слоях, а также отражения на границах раздела и реакции сред на резонансное излучение при его прохождении сквозь пленки. Первая из них является резонатором, который в нашей модели рассматривается в приближении среднего поля. Нелинейное пропускание слоя, образующего резонатор, оказывается критичным не только к отстройке частоты внешнего поля от центра линии поглощения, но также зависит от различия этой частоты от частоты резонаторной моды [7].

Расчетная модель. Динамика системы, как и в [5], описывается кинетическими уравнениями для разностей заселенности резонансных уровней в обеих пленках – n_1 и n_2 :

$$\begin{aligned} \dot{n}_1 &= \frac{1}{\tau_{11}} [n_{01} - n_1(1 + G_1 Y_1)] \quad \dot{n}_2 = \frac{1}{\tau_{12}} [n_{02} - n_2(1 + \sigma G_2 Y_2)] \\ \gamma_j &= \nu_j / \left\{ \left[1 + \kappa_j G_j n_j \right]^2 + \left[\kappa_j \Delta_j G_j n_j - \beta_j (n_{0j} - n_j) + \Delta\omega \tau_{ij} \right]^2 \right\} \quad (j = 1, 2), \\ Y_1 &= \gamma_1 \left[2 - \gamma_2 - 2\sqrt{\gamma_2(1 - \gamma_2)/\nu_2} \cdot (1 + \kappa_2 G_2 n_2) \right] \cdot Y_i \quad , \quad Y_2 = \gamma_1 \gamma_2 Y_i \quad , \quad (1) \end{aligned}$$

где параметры с индексами 1 и 2 описывают первый и второй слой. Здесь Y_1 и Y_2 - нормированные по уровню насыщающей мощности интенсивности поля в пленках, $Y_i(t)$ – интенсивность внешнего поля, n_{01} и n_{02} – начальные значения разностей заселённости, κ_1 и κ_2 – параметры ненасыщенного поглощения, Δ_1 и Δ_2 – нормированные отстройки частоты ω от центров линий, соответственно $G_1 = 1/(1 + \Delta_1^2)$ и $G_2 = 1/(1 + \Delta_2^2)$ – величины факторов, β_1 и β_2 – параметры рефракционной нелинейности. Величинами γ_1 и γ_2 определено эффективное пропускание пленок, изменяющееся из-за насыщения; ν_1 и ν_2 – параметры френелевского пропускания пленок, σ – отношение сечений переходов на резонансных частотах в обоих слоях, $\Delta\omega$ – частотная отстройка внешнего поля по отношению к моде резонатора, τ_{1r} – время релаксации излучения в резонаторе ($\tau_{2r} = 0$). Поле, действующее в среде резонатора, является суперпозицией полей излучения, прошедшего через первую границу и отраженного вторым слоем, с учетом самоиндуцированного фазового сдвига. Отметим, что из-за различия времён продольной релаксации τ_{11} и τ_{12} , а также се-

чений перехода, пропускание γ_1 и γ_2 с разной характерной инерционностью и обратимостью зависит от насыщающих интенсивностей действующих в пленках полей Y_1 и Y_2 .

Система (1) допускает возможность качественного изучения устойчивости ее равновесных состояний n_{1s}, n_{2s} при условии, что на структуру падает квазинепрерывное поле с интенсивностью $Y_i = Y_o$. Формально выражения для этих состояний определяются сингулярными пределами уравнений (1):

$$n_{1s} = n_{01}/(1 + G_1 Y_1) \quad , \quad n_{2s} = n_{02}/(1 + \sigma G_2 Y_2) \quad , \quad (2)$$

где Y_{1s}, Y_{2s} – стационарные интенсивности, и представляют собой систему нелинейных алгебраических уравнений относительно стационарных значений n_{1s}, n_{2s} .

Качественный анализ и расчетное моделирование. Линеаризация (1) в окрестности решений (2) позволяет сформулировать характеристический полином $\Phi(\eta) = \eta^2 - 2\alpha \cdot \eta + \mu$. Устойчивость состояния равновесия (1) определяется корнями $\eta_{1,2}$ полинома $\Phi(\eta)$, значения которых выражаются через его коэффициенты:

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{1}{2} \left[1 + \sigma \cdot A_2 \gamma_{2s} Y_o + \frac{1}{\tau} (1 + A_1 \gamma_{1s} Y_o) \right] \quad , \quad \tau = \frac{\tau_{11}}{\tau_{12}} \quad , \\ \mu &= \frac{1}{\tau} \left[(1 + A_1 \gamma_{1s} Y_o)(1 + \sigma \cdot A_2 \gamma_{2s} Y_o) + 4\sigma \kappa_1 \kappa_2 \gamma_{1s} \gamma_{2s} n_{1s} n_{2s} G_1 G_2 B \cdot Y_o^2 \right] \quad , \\ A_1 &= G_1 (1 - 2\kappa_1 \gamma_{1s} n_{1s} C_1) \left[2 - \gamma_{2s} - 2\sqrt{\gamma_{2s}(1 - \gamma_{2s})/\nu_2} (1 + \kappa_2 n_{2s} G_2) \right] \quad , \quad A_2 = G_2 (1 - 2\kappa_2 \gamma_{2s} n_{2s} C_2) \gamma_{1s} \quad , \\ B &= \frac{C_1 C_2}{\nu_{2s}} \left[1 + (1 + G_2 \kappa_2 \gamma_{2s} n_{2s}) \frac{1 - 2\gamma_{2s}}{\sqrt{\nu_{2s} \gamma_{2s} (1 - \gamma_{2s})}} \right] \gamma_{2s}^2 \gamma_{1s}^2 - G_2 \gamma_{1s}^2 \sqrt{\frac{\gamma_{2s}(1 - \gamma_{2s})}{\nu_{2s}}} \quad , \\ C_j &= \sigma G_j (1 + \kappa_j n_{2s} G_j) + \kappa_j \tau (G_j \Delta_j + \beta_j) \cdot [\kappa_j n_{js} G_j \Delta_j - \beta_j (n_{0j} - n_{js}) + \Delta \omega \tau_{jj}] \quad (j = 1, 2) \quad , \quad (3) \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} \gamma_{js} &= \nu_j \left[\left(1 + \frac{\kappa_j G_j}{1 + \sigma_j G_j Y_{js}} \right)^2 + \left(G_j \frac{\Delta_j \kappa_j - \beta_j Y_{js}}{1 + \sigma_j G_j Y_{js}} + \Delta \omega \tau_{jj} \right)^2 \right]^{-1} \quad (\sigma_1 = 1, \quad \sigma_2 = \sigma) \quad , \\ Y_{1s} &= \frac{Y_{2s}}{\sigma} \left[2 - \gamma_{2s} - 2\sqrt{\frac{\gamma_{2s}(1 - \gamma_{2s})}{\nu_2}} \left(1 + \frac{\kappa_2 G_2}{1 + \sigma G_2 Y_{2s}} \right) \right] \quad . \end{aligned}$$

Существование пары комплексно-сопряженных корней с положительной действительной частью указывает на возможность неустойчивости, соответствующей гармоническим решениям линеаризованной системы с частотой $\Omega = \sqrt{\mu - \alpha^2}$. Фазовые траектории решений исходной нелинейной системы в этом случае в качестве аттрактора способны иметь предельный цикл и описывать некоторую периодическую зависимость $Y_2(t)$.

Область возможных осцилляторных решений (1) может быть определена с использованием (2), (3) при задании Y_{2s} как неотрицательного линейно нарастающего параметра и рассчитанных значениях изменения коэффициента затухания α , дискриминанта $D = \alpha^2 - \mu$ и Y_0 как функций Y_{2s} при фиксированных значениях остальных коэффициентов (1). Решениям этого типа, существующим при условиях $D < 0$ и $\alpha < 0$ должно соответствовать формирование регулярной автомодуляционной составляющей в интенсивности отраженного (проходящего) излучения. Анализ расчетных кривых, подобных изображенным на рис.1, позволяет сделать вывод о том, что для существования такого режима взаимодействия необходимо значительное различие релаксационных констант τ_{11} , τ_{12} , характеризующих обратимость пропускания пленок с насыщаемым поглощением при снижении мощности возбуждения. Режим может возникать в определенном диапазоне внешней интенсивности Y_0 , который зависит от величины отстройки $\Delta\omega$. Эффект особо критичен по отношению к значениям σ и параметрам нелинейности β_1 , β_2 , при этом данная зависимость проявления носит пороговый характер. Последнее свидетельствует, в частности, о том, что описываемая неустойчивость поля существенно связана со свойством индуцированных светом изменений рефракции в нелинейных средах пленочной структуры.

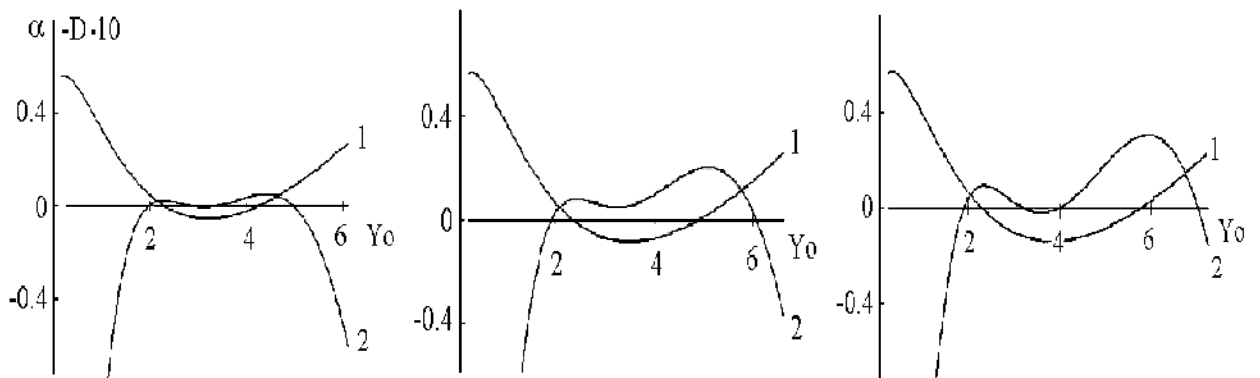


Рис.1. Зависимость коэффициента затухания (кривая 1) и дискриминанта (2) характеристического уравнения от интенсивности поля возбуждения: $\Delta\omega\tau_{1r} = 0.1$ (а), 0.33 (б), 0.5 (в), $G_1\kappa_1 = 0.08$, $G_2\kappa_2 = 0.03$, $\Delta_1 = -1.0$, $\Delta_2 = 1.4$, $\beta_1 = 0.13$, $\beta_2 = 0.23$, $\sigma = 4.0$, $\tau = 100$.

Устойчивость периодического решения для интенсивности $Y_2(t)$ и его характер исследованы путем численного интегрирования исходной системы уравнений (1) методом Рунге-Кутты. Вид рассчитанных периодических зависимостей $Y_2(t)$ представлен на рис. 2, а-д. Модуляционной составляющей Y_2 присущ относительно невысокий контраст, в целом, определенным образом связанный с величиной частоты модуляции. Переходу к устойчивой регулярной структуре в интенсивности предшествует этап «разгорания» - несколько всплесков с нарастающим периодом и амплитудой колебаний.

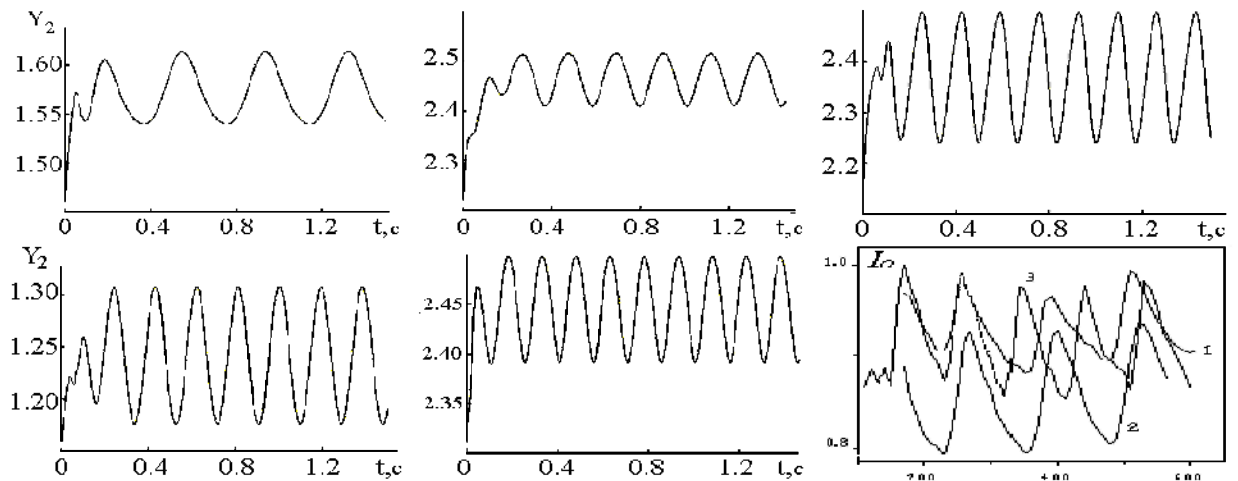


Рис.2. Временная зависимость интенсивности поля Y_2 во второй пленке при $Y_0 = 2.6$ (а), 4.0 (б, в), 2.4 (г), 4.8 (д), $\Delta\omega\tau_{1r} = 0.1$ (а,б), 0.33 (в), 0.5 (д,е), $G_1\kappa_1 = 0.08$, $G_2\kappa_2 = 0.03$, $\Delta_1 = -1.0$, $\Delta_2 = 1.4$, $\beta_1 = 0.13$, $\beta_2 = 0.23$, $\sigma = 4.0$, $\tau = 100$, $\tau_{12} = 10^{-4}$ с и экспериментально измеренная интенсивность излучения $I_{отр}$, отраженного планарной структурой (е) при мощности возбуждения, примерно соответствующей $Y_0 = 1.4$ (кривая 1), 1.5 (2), 2.0 (3),

Подобные развёртки интенсивности отраженного излучения I , регистрируемого в схеме призмного возбуждения излучением *He-Ne* лазера волноводной моды 2-слойной тонкопленочной структуры, измеренные при различных значениях Y_0 , приведены на рис. 2, е. Исследуемая структура представляла собой две тонкие пленки, изготовленные последовательным осаждением линейных оптических материалов на основание призмы связи (подробнее об условиях и схеме экспериментальных измерений см. в [5]). В качестве диэлектрической среды с ϵ_1 использовалась пленка толщиной 0.71 мкм, осажденная высокочастотным распылением кварцевого стекла, а проводящая пленка с ϵ_2 толщиной 0.5 мкм получена ВЧ распылением керамической мишени из смеси SnO_2 и Sb_2O_5 . Результаты проведенной расчетной оценки показали, что в пределах сделанных допущений резонаторные свойства одного из слоев не должны приводить к значительному изменению зоны параметров, в которой возможен эффект самоиндуцированной неустойчивости в квазинепрерывном световом поле, зондирующем планарную систему из нелинейных плёнок.

Литература

1. А.М.Башаров, ЖЭТФ **94**, 12 (1988)
2. Н.А.Лойко, Ю.А.Логвин, А.М.Самсон, Квант. электрон. **22**, 389 (1995)
3. И.В.Бабушкин, Ю.А.Логвин, Н.А.Лойко, ЖЭТФ **117**, 149 (2000)
4. В.И.Рупасов, В.И.Юдсон, Квант. электрон. **9**, 2179 (1982)
5. В.П.Редько, А.В.Хомченко, В.А.Юревич, Доклады НАН Беларуси **47**, 57 (2003)
6. A.V.Khomchenko, Opt. Commun. **201**, 363 (2002)
7. А.Н.Ораевский, Квант. электрон. **29**, 137 (1999)

ПЕРИОДИЧЕСКИЕ, ЛАБИРИНТНЫЕ И ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ СТРУКТУРЫ ПРИ ДВУХВОЛНОВОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ В НЕЛИНЕЙНОМ ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ

О.Г. Романов

*Белорусский государственный университет, 220050, Минск, пр. Ф. Скорины, 4,
e-mail: romanov@bsu.by*

Исследования спонтанного формирования пространственных структур представляют интерес для выяснения законов нелинейной динамики пространственно распределенных систем в отсутствие термодинамического равновесия. Примеры таких структур обнаружены в гидродинамических системах, химических реакциях, биологических объектах и т.д. [1-3]. Теоретическое моделирование и экспериментальные исследования явлений самоорганизации и кооперативных процессов в нелинейно-оптических системах также широко развиваются в течение последних двух десятилетий [4-5]. Устойчивый интерес к нелинейно-оптическим системам объясняется также перспективами их применения в системах преобразования оптических изображений и контроля над пространственными и временными параметрами лазерного излучения.

Оптические резонаторы, заполненные нелинейной средой, с теоретической точки зрения, наиболее исследованные системы в задачах формирования оптических структур [4-5]. Они обычно состоят из пассивной (не инвертированной) нелинейной среды, помещенной между высокоотражающими зеркалами. Наиболее типичными являются кольцевая конфигурация зеркал (кольцевой резонатор) и интерферометр Фабри-Перо. Одной из наиболее существенных особенностей резонаторов является реализация внешней обратной связи за счет отражения от зеркал резонатора. Эта обратная связь усиливает эффекты взаимодействия излучения с нелинейной средой в резонаторе и вызывает конкуренцию продольных и поперечных оптических мод, что в свою очередь и приводит к возникновению самоорганизующихся структур световых полей. Таким образом, нелинейные интерферометры являются удобными моделями для изучения явлений самоорганизации в нелинейной оптике.

В работе мы анализируем схему встречного распространения двух световых пучков в кольцевом резонаторе, заполненном средой с нелинейностью керровского типа. Используя преимущество оптического резонатора, усиливающего нелинейные взаимодействия, при реализации внутрирезонаторного двухволнового смещения можно ожидать упрощения условий реализации оптической бистабильности и различных

пространственных структур, а также появления дополнительных структур. Кроме того, такая схема взаимодействия характеризуется наличием скрытой симметрии взаимодействия. Так как система характеризуется наличием кубической нелинейности, можно ожидать проявления бифуркации нарушения симметрии, для которой соответствующее волновое уравнение является нормальной формой. Например известно, что для встречных световых пучков в керровской или резонансной средах константы кросс-модуляции и само-модуляции различны (так называемая оптическая невзаимность), что при определенных условиях приводит к реализации направленно асимметричной оптической бистабильности [6] или асимметричных пространственных структур [7]. Это делает рассмотрение полезным для понимания процессов самоорганизации в пространственно распределенных системах с дифракционным механизмом поперечного взаимодействия.

Теоретическая модель двухволнового взаимодействия в кольцевом резонаторе

Кольцевой резонатор, заполненный нелинейной керровской средой и управляемый когерентным внешним излучением, является одной из простейших моделей для исследования процессов формирования пространственных световых структур. Когда два когерентных световых пучка направляются точно навстречу друг другу в нелинейной среде, вследствие интерференции световых волн записывается отражательная решетка показателя преломления и (или) коэффициента поглощения. Для теоретического описания данной задачи мы рассматриваем кольцевой резонатор, заполненный средой с керровской нелинейностью и используем теорию среднего поля для высокочастотного резонатора (коэффициенты пропускания зеркал $T \ll 1$) [8]. Световые поля, прошедшие через систему, пропорциональны нормированным функциям E_1 , E_2 , которые подчиняются следующей системе связанных волновых уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_1}{\partial t} &= -E_1 + E_{10} + i\eta E_1 \left[|E_1|^2 + 2|E_2|^2 - \Delta_{01} \right] + i\beta \Delta E_1 \\ \frac{\partial E_2}{\partial t} &= -E_2 + E_{20} + i\eta E_2 \left[2|E_1|^2 + |E_2|^2 - \Delta_{02} \right] + i\beta \Delta E_2 \end{aligned} \quad (1)$$

где E_{10} , E_{20} - действительные амплитуды световых полей на входе в резонатор, $\eta \Delta_{01,02}$ - нормированные отстройки резонатора, время нормировано на время установления поля в резонаторе, $\beta = \lambda L / 4\pi T$ - параметр дифракции, L - база резонатора, поперечный Лапласиан $\Delta = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2$. Величина η , определяется как +1 или -1 для

фокусирующей или дефокусирующей нелинейности, соответственно. Эта модель включает не только эффекты само-модуляции (слагаемые $\sim E_i|E_i|^2$ в правой части уравнений (1)), но и кросс-модуляционные эффекты между двумя световыми волнами (слагаемые $\sim 2E_i|E_j|^2$), которые возникают вследствие записи динамических отражательных решеток и перераспределения световых волн на них. Согласно системе уравнений (1) эффективность кросс-модуляции в два раза превосходит эффективность само-модуляции световых волн. Однако, это различие еще более усиливается вследствие влияния мультипликативных свойств резонатора. Далее мы ограничиваем рассмотрение случаем взаимодействия одинаковых входящих световых полей $E_{10} = E_{20} = E_0$ и одинаковых отстроек $\Delta_{01} = \Delta_{02} = \Delta_0$ с целью найти режимы, когда ожидаемая одинаковость световых полей на выходе резонатора нарушается и исследовать реализующиеся дифракционные структуры.

Невзаимные периодические и лабиринтные структуры

Чтобы проанализировать возможность реализации пространственно периодических структур мы выбрали параметры системы, при которых имеет место модуляционная неустойчивость симметричного стационарного решения [7] (например, дефокусирующая нелинейность $\eta = -1$, $\Delta_0 = 2.5$, $I_0 \approx 1.3$ - порог неустойчивости симметричного решения). Динамика световых полей рассчитывалась при модуляции пространственно-однородных на входе световых пучков случайными флуктуациями с амплитудой 1% от однородного уровня (рис.1).

Видно, что эволюция интенсивности встречных световых пучков проходит несколько типичных стадий: почти гексагональные структуры, модулированные периодические структуры, устойчивые периодические полосы. Во всех случаях распределения интенсивности во встречных пучках являются дополнительными. Пространственный период получаемых структур соответствует рассчитанному из линейного анализа устойчивости однородного состояния вблизи порога модуляционной неустойчивости. Отметим, что все пространственные ориентации получаемой периодической структуры равноправны и реализующаяся выбирается случайным образом.

Для наблюдения дополнительных лабиринтных структур выбирались параметры, при которых асимметричное плоскотоволновое решение неустойчиво относительно пространственно-неоднородных флуктуаций ($1.5 \leq I_0 \leq 1.7$). Это означает, что периодические полосы неустойчивы и имеют тенденцию к развитию сложно

структурированных распределений светового поля, которые характеризуются наличием только ближнего порядка. Пример динамики формирования такой оптической структуры представлен на рис.2. Можно видеть, что оптические структуры представляют собой длинные, сложным образом упакованные «цепочки» значений одинаковой интенсивности.

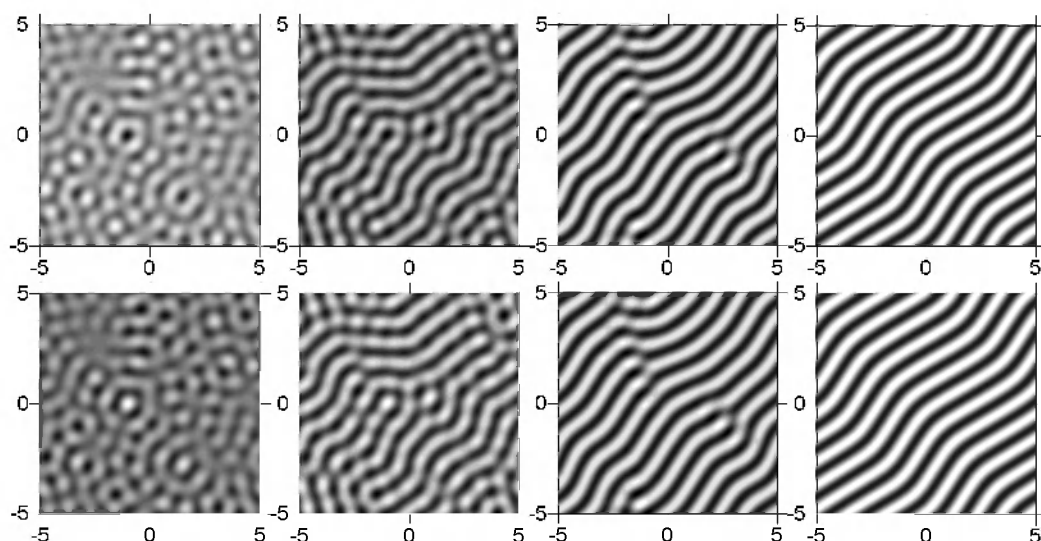


Рис.1 Динамика формирования периодических структур в поперечных профилях встречных световых пучков. $\Delta_0 = 2.5$, $i_0 = 1.3$

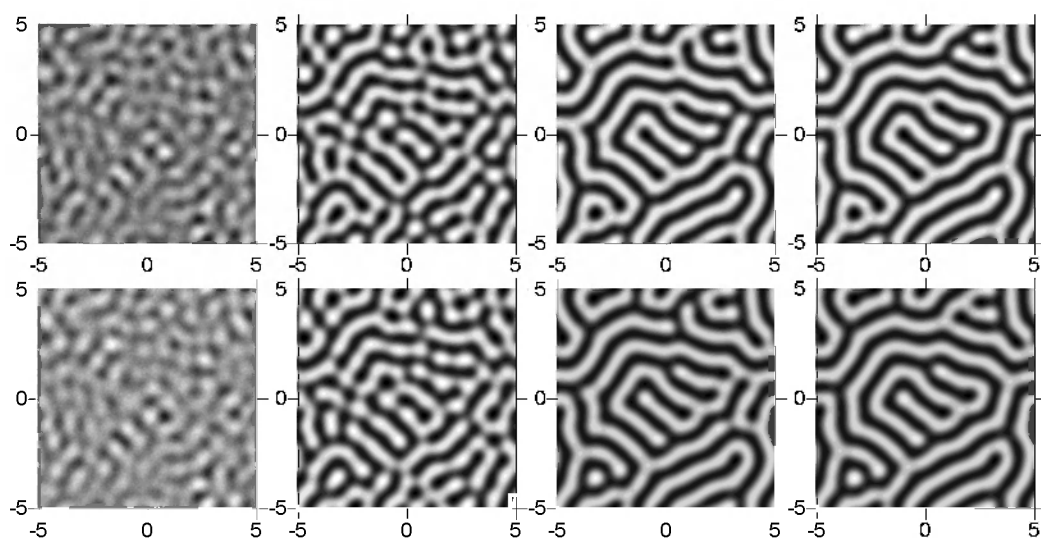


Рис.2 Динамика формирования лабиринтных структур в поперечных профилях встречных световых пучков. $\Delta_0 = 2.5$, $i_0 = 1.55$

Светлые и темные локализованные структуры

Как видно из рис.2 солитоноподобные светлые и темные пятна интенсивности в поперечном сечении встречных пучков являются типичными структурами в переходной динамике формирования лабиринтных структур. Они возникают вследствие отделения небольших сгустков поля от длинных цепей лабиринтной структуры – «нуклеации». Так как распределения интенсивности во встречных пучках являются дополнительными друг

к другу, наличие светлого пятна в одном из профилей соответствует темное пятно во встречном пучке. При дальнейшем увеличении входной интенсивности световых пучков для динамики оптических структур характерен режим формирования «крупнозернистых» участков одинаковой интенсивности (рис.3). При этом в определенной области параметров солитонные структуры являются единственно устойчивыми.

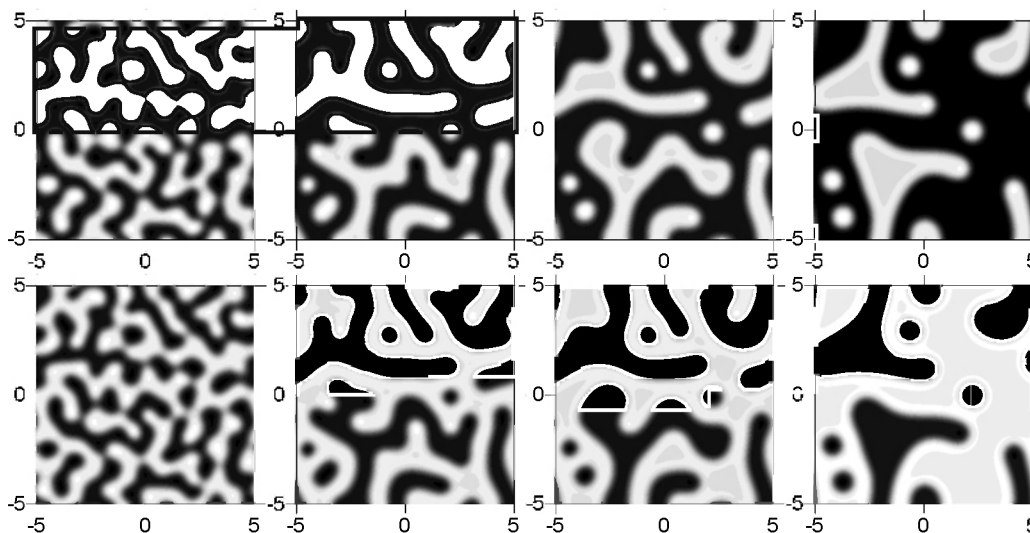


Рис.3 Динамика формирования локализованных структур в поперечных профилях встречных световых пучков. $\Delta_0 = 2.5$, $I_0 = 2.05$

В заключение, теоретический анализ системы связанных волновых уравнений, описывающих процесс двухволнового взаимодействия в нелинейных интерферометрах позволил определить типичные пространственные структуры, характерные для данной системы (невзаимные периодические и лабиринтные структуры, темные и светлые солитоны). Показано, что формирование светлых пространственных солитонов (в паре с темными) возможно для дефокусирующей нелинейной среды вследствие дополнительного механизма взаимодействия между встречными пучками – энергообмена в условиях реализации бифуркации нарушения симметрии.

Работа выполнялась при поддержке БРФФИ, проект Ф03-192.

Литература

1. H. Haken, Synergetics: an introduction to nonequilibrium phase transitions and self-organization in physics, chemistry and biology, Springer, Berlin, 1983.
2. А. Баблюяц, Молекулы, динамика и жизнь, Москва «Мир», 1986.
3. D. Walgraef, Spatio-Temporal Pattern Formation, Springer-Verlag, Berlin, 1997.
4. Н.М. Gibbs Optical bistability: Controlling Light by Light, Academic Press Orlando, 1985.
5. Н.Н. Розанов Оптическая бистабильность гистерезис в распределенных нелинейных системах, Москва, «Наука», 1997.
6. А.Е. Kaplan, P. Meystre, Optics Comm. **40**, 229 (1982)
7. O.G.Romanov, Chaos, Solitons and Fractals **17**, 463 (2003)
8. L.A. Lugiato, R. Lefever, Phys.Rev.Lett., **58**, 2209 (1987).

МОДУЛЯЦИЯ СВЕТА ПРИ ПОМОЩИ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА СЛОИСТО-ПЕРИОДИЧЕСКИМИ СРЕДАМИ

А.Л. Зыков

*Гомельский государственный технический университет им. П.О. Сухого пр. Октября 48,
246018 Гомель, Беларусь, alex_gstu@inbox.ru*

Введение

Дифракция на слоисто-периодических структурах (СПС) играет ключевую роль в большом числе областей технического применения. СПС используются, например, для генерации акустических волн, обработки неоднозначных сигналов и аналого-цифрового преобразования, формирования и расщепления пучков, отклонения, расширения, интерферометрии, для преобразования мод и модуляции, в монохроматорах, для одновременной генерации нескольких пучков, оптического контроля, для создания распределенной обратной связи и фильтрации, в индикаторных панелях и оптических голографических элементах, распознавания образов, фазового сопряжения, формирования и сжатия импульсов, модуляции добротности, синхронизации мод, и устройствах обработки сигналов, для спектрального анализа, в различных переключателях. В настоящем сообщении рассматривается применение СПС в качестве электрооптических модуляторов.

Математический аппарат

Дифракция электромагнитных волн в пространственно-периодической среде может анализироваться многими методами с использованием самых различных упрощающих допущений. Число наиболее известных методов анализа дифракции на решетках относятся метод связанных волн и модальный метод. Последний иногда называют методом Флоке, Флоке-Блоха, методом собственных мод, характеристических мод или же методом связанных мод.

Основываясь на строгой теории и используя ряд упрощающих допущений, можно прийти к различным приближенным теориям, таким как двухволновое модальное приближение, приближение второго порядка в теории двух связанных волн, приближение нескольких связанных волн, приближение первого порядка в теории двух связанных волн (теория Когельника), приближение Рамана-Ната.

Однако в случае анизотропных сред, задача усложняется и использование таковых крайне неэффективно с точки зрения затраченных усилий. Поэтому при исследовании СПС чаще всего используются специально разработанные методы.

Большинство из них связано с использованием формализма импедансов, аппарата матриц передачи или операторного подхода. Все эти методы различаются общностью применения и простотой расчетов, причем, как правило, последней приходится жертвовать. В связи с этим подобные методы используются в основном для численных расчетов. В поисках компромисса между общностью применения и производительностью был использован метод рекуррентного восстановления волн, предназначенный для численного расчета спектральных характеристик произвольных СПС, а также стационарной картины распределения интенсивности поля при распространении монохроматической волны в структуре.

Рассмотрим СПС профиль диэлектрической проницаемости, которой, изображен на рис. 1.

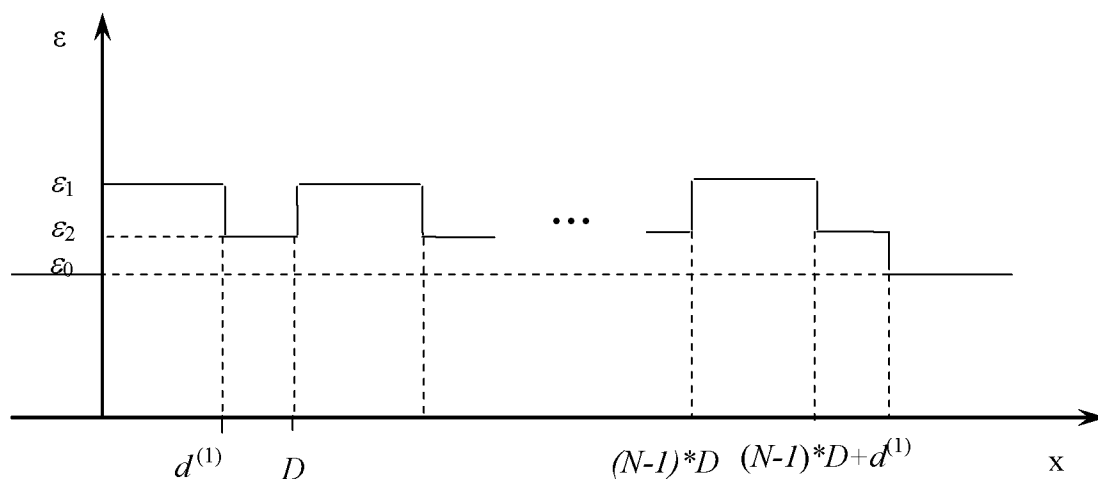


Рис. 1. Профиль диэлектрической проницаемости СПС

Здесь использованы следующие обозначения: $D = d^{(1)} + d^{(2)}$ – период СПС, $d^{(1)}$ – толщина первого слоя, $d^{(2)}$ – толщина второго слоя, ε_1 – диэлектрическая проницаемость первого слоя, ε_2 – диэлектрическая проницаемость второго, ε_0 – диэлектрическая проницаемость внешней среды.

Пусть плоская волна падает на структуру нормально к границам раздела слоев.

Рассмотрим напряженности электрического поля на границе раздела слоев. Из закона сохранения энергии следует, что напряженности поля слева и справа от границы раздела слоев связаны следующим соотношением:

$$\begin{bmatrix} E_{n1} \\ E_{o1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} L_{11} & L_{12} \\ L_{21} & L_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_{n2} \\ E_{o2} \end{bmatrix}, \quad (1)$$

где E_{ni} – напряженность электрического поля электромагнитной волны

распространяющейся по направлению x , E_{oi} – напряженность электрического поля электромагнитной волны распространяющейся против оси x .

Кроме этого связь между векторами можно представить в виде

$$\left. \begin{aligned} E_{o1} &= t_{21}E_{o2} + r_{12}E_{n1} \\ E_{n2} &= r_{21}E_{o2} + t_{12}E_{n1} \end{aligned} \right\}, \quad (2)$$

здесь r_{ij}, t_{ij} – коэффициенты отражения и пропускания границы раздела слоев, определяем при помощи формул Френеля.

Решая систему уравнений (2) и (1) находим матрицу L .

$$L = \begin{bmatrix} \frac{1}{t_{12}} & -\frac{r_{21}}{t_{12}} \\ r_{12} & \frac{t_{12}t_{21} - r_{12}r_{21}}{r_{12}} \\ t_{12} & r_{12} \end{bmatrix}. \quad (3)$$

Матрица прохождения через слой имеет вид

$$I = \begin{bmatrix} e^{i\varphi_n} & 0 \\ 0 & e^{-i\varphi_n} \end{bmatrix}. \quad (4)$$

Воспользовавшись (3) и (4) можно найти матрицу СПС, которая в общем виде записывается так

$$M = L_{o1} \cdot (L_{21}^{-1}) \cdot Ms^N \cdot L_{20}, \quad (5)$$

где L_{ij} – матрица границы раздела слоев i и j , N – число периодов составляющих СПС, $Ms = L_{21} \cdot I_1 \cdot L_{12} \cdot I_2$ – матрица периода.

Используя тот факт, что падающее на правую границу СПС поле отсутствует, находим коэффициенты прохождения и отражения от СПС, используя (1):

$$\left. \begin{aligned} t &= \frac{1}{M_{11}} \\ r &= \frac{M_{21}}{M_{11}} \end{aligned} \right\}. \quad (6)$$

Разность фаз, приобретаемая на СПС x и y компонентами электромагнитной волны, записывается так

$$\delta = \varphi_x - \varphi_y, \quad (7)$$

где $\varphi_x = \arg(E_x)$, $\varphi_y = \arg(E_y)$.

Полуволновое напряжение при различной геометрии внешнего поля

Для определения полуволнового напряжения воспользуемся зависимостью между разностью фаз между x и y компонентами и напряженности внешнего поля для продольной (рис.2) и поперечной геометрии (рис.3).

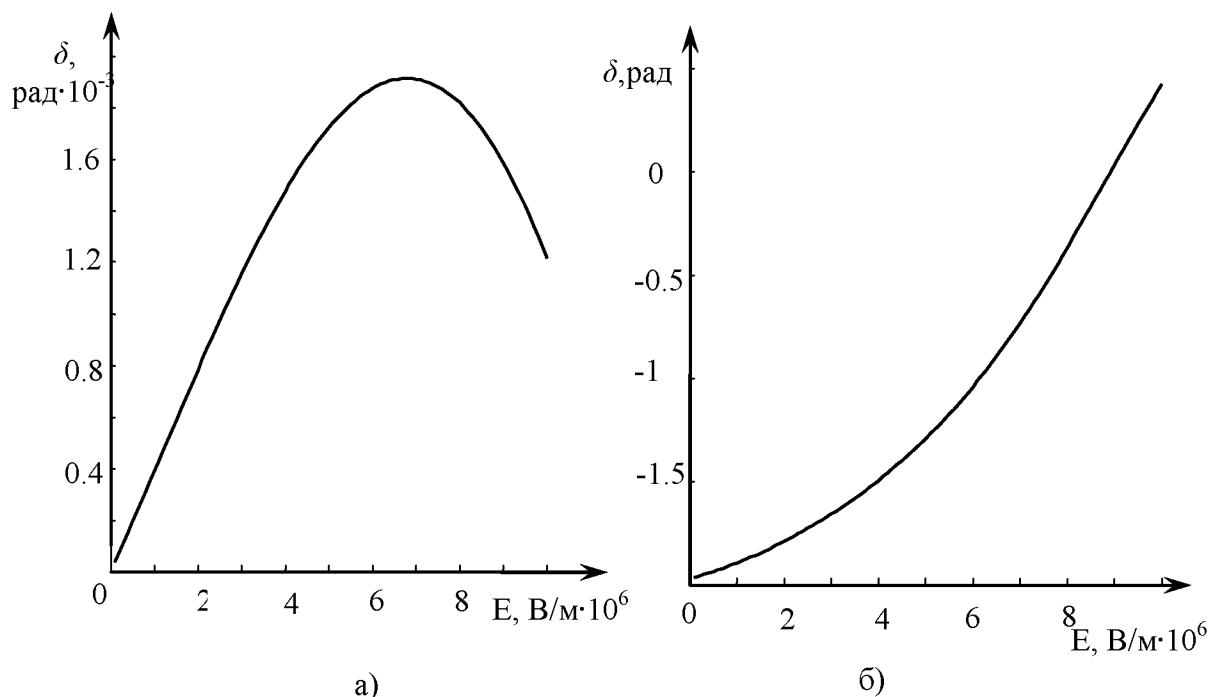


Рис.2. Зависимость разности фаз между x и y компонентой падающей электромагнитной волны от напряженности внешнего электрического поля при продольном электрооптическом эффекте: а) пластинки KDP толщиной $d = 5.16 \cdot 10^{-4}$ м, б) СПС состоящей из шести периодов первый слой KDP $d^{(1)} = 86 \cdot 10^{-6}$ м, второй слой GaP $d^{(2)} = 54 \cdot 10^{-6}$ м; на частоте $\omega = 1.06 \cdot 10^{15}$ Гц.

Как видим из рис.2 полуволновое напряжение, при продольной геометрии внешнего электрического поля, достигается при 3.5кВ, тогда как при использовании пластинки кристалла KDP оно вообще не достигается. В случае увеличения числа слоев, полуволновое напряжение существенно снижается. Из рис.3. следует, что полуволновое напряжение, при поперечной геометрии внешнего электрического поля, на СПС составляет 1.4 кВ, тогда, как и в предыдущем случае, на пластинке KDP оно недостижимо.

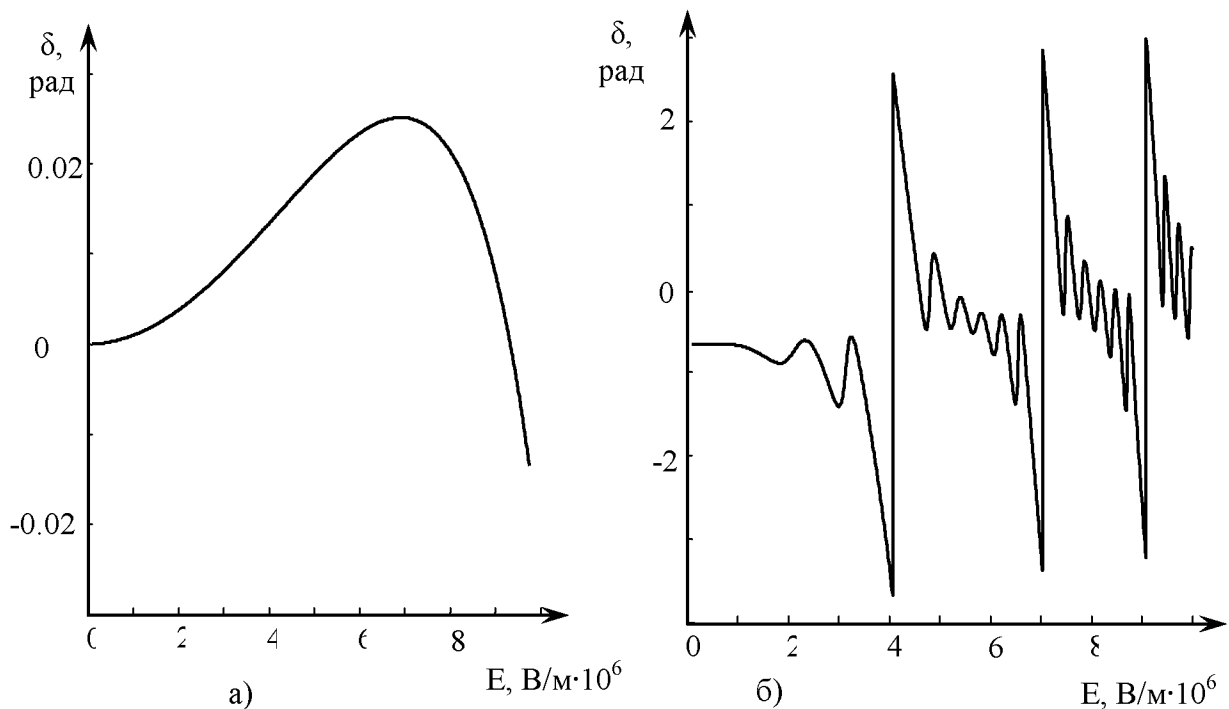


Рис.3. Зависимость разности фаз между x и y компонентой падающей электромагнитной волны от напряженности внешнего электрического поля при поперечном электрооптическом эффекте: а) пластинки KDP толщиной $d = 5.16 \cdot 10^{-4}$ м, б) СПС состоящей из шести периодов первый слой KDP $d^{(1)} = 86 \cdot 10^{-6}$ м, второй слой GaP $d^{(2)} = 54 \cdot 10^{-6}$ м; на частоте $\omega = 1.26 \cdot 10^{15}$ Гц.

Заключение

Показано, что использование слоисто-периодических структур для модуляции световых волн при помощи продольного и поперечного электрооптического эффекта приводит к уменьшению полуволнового напряжения.

Литература

1. Е.Р. Мустель, В.Н. Парыгин Методы модуляции и сканирования света. М. «Наука», 1970г.
2. Л. М. Барковский, Г. Н. Борздов, А. В. Лавриненко. Френелевские операторы отражения пропускания для плоскостойких гироанізотропных сред. Вести АН БССР, сер. физ-мат наук, 1986г., №2, стр. 79 – 84.
3. А. Ярив, П. Юх. Оптические волны в кристаллах. Москва, «Мир»,
4. А. В. Лавриненко, Д. Н. Чигрин, Д. В. Богомолов. Оптимизация профиля пропускания частотных фильтров излучения с использованием модулированных сверхрешеток. Квантовая электроника. Материалы II Межгосударственной н-т. конференции. Минск, 23 – 25 ноября, 1998г., стр. 108.
5. Оптические свойства кристаллов/А.Ф. Константинова. Б.Н. Гречушников, Б.В. Бокуть, Е.Г. Валяшко. Минск:Наука и техника,1995. – 304с.
6. Тейлор Т.К., Мохарам М.Г. Анализ и применения оптической дифракции на решетках // ТИИЭР. – 1985. – Т. 73, № 5. – С. 53–103.

КОЛЛИНЕАРНОЕ АКУСТООПТИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ БЕССЕЛЕВЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ

О.И. Проневич

Гомельский государственный технический университет им. П.О. Сухого, 246746, г. Гомель, пр. Октября 46, Беларусь

Бесселевы световые пучки (БСП) интенсивно используются в оптике в связи с их необычным дифракционным свойством, заключающимся в том, что в однородной среде дифракционное расплывание испытывают только края пучка, подверженные действию ограничивающей диафрагмы. Данное свойство позволяет использовать неизменный профиль центра пучка для продольно-однородного воздействия излучения на вещество, а также для реализации различных нелинейных взаимодействий [1,2].

Дальнейшее развитие оптики БСП приводит к необходимости изучения возможностей преобразования в параметрических процессах типа акустооптического взаимодействия, в частности, при коллинеарном взаимодействии в оптически анизотропном кристалле [3].

Пусть плоская ультразвуковая волна, которая распространяется вдоль оси Y и имеет вид:

$$U = \frac{1}{2} U_0 e_1 \exp \{i(K_y y - \Omega t)\} + \text{к.с.}, \quad (1)$$

где U_0 - амплитуда, K_y - продольная компонента волнового вектора, Ω - частота акустической волны, e_1 - единичный вектор поляризации. Ультразвуковая волна создает пространственную модуляцию диэлектрической проницаемости среды, на которой дифрагирует волна в виде БСП

$$E_e = \frac{1}{2} e_3 A_e(y) j_0(q_1 \rho) \exp \{i(k_{ey} y - \omega t)\} + \text{к.с.}, \quad (2)$$

где $A_e(y)$ - амплитуда, k_{ey} , q_1 - продольная и поперечная компоненты волнового вектора, ω - частота световой волны, e_3 - единичный вектор поляризации. Дифрагированную волну запишем в виде

$$E_d = \frac{1}{2} e_1 \sum_{m=1}^M A_{0m}(y) j_0(q_{0m} \rho) \exp \{i(k_{0my} y - \omega t)\} + \text{к.с.}, \quad (3)$$

где A_{0m} - амплитуда, k_{0my} , q_{0m} - продольная и поперечная компоненты волнового вектора дифрагированной волны, e_1 - единичный вектор поляризации. В выражениях (2), (3) $j_0(q_{1,0m} \rho)$ - нормированные функции Бесселя нулевого порядка:

$$\begin{aligned} j_0(q_{1,0m} \rho) &= J_0(q_{1,0m} \rho) / \sqrt{\pi R_B} J_1(q_{1,0m} \rho) \text{ при } \rho \leq R_B, \\ j_0(q_{1,0m} \rho) &= 0 \text{ при } \rho \geq R_B, \end{aligned} \quad (4)$$

где $q_1 = k_{ey}\gamma$, γ - угол конусности БСП, R_B - радиус БСП. При $\rho = R_B$ и $q_{0m}R_B = (m - 0.25)\pi$ функции Бесселя обращаются в нуль, т.е. формула (3) представляет собой разложение по модам цилиндрической области радиусом R_B .

Согласно теории связанных волн акустооптическое взаимодействие описывается системой уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dA_e(y)}{dy} &= -\beta_2 \sum_{m=1}^M A_{0m}(y) g_m \exp(-i\Delta k_y y), \\ \frac{dA_{0m}(y)}{dy} &= -\beta_1 A_e(y) g_m \exp(i\Delta k_y y), \end{aligned} \quad (5)$$

где $\beta_{1,2}$ - коэффициенты связи $\beta_{1,2} = \omega^2 \epsilon_0 \epsilon_e p_{56} U_0 K_y / 4c^2 k_{0,e}$, Δk_y - волновая расстройка $\Delta k_y = K_y - k_{ey} - k_{omy}$, g_m - интеграл перекрытия:

$$g_m = 2\pi \int_0^{R_B} j_0(q_1 \rho) j_0(q_{0m} \rho) \rho \, d\rho. \quad (6)$$

Решением системы уравнений (5) является функция:

$$A_{0m}(y) = \frac{\beta_1 g_m A_e(0) \sin(py) \exp(-i\Delta k_y y/2)}{p}, \quad (7)$$

$$\text{где } p = \sqrt{\left(\frac{\Delta k_y}{2}\right)^2 + \beta_1 \beta_2 \sum_{m=1}^M g_m^2}.$$

Используя выражения для мощностей падающей p_1 и дифрагированной p_2 волн, найдем эффективность дифракции:

$$\eta = \frac{p_2}{p_1} = \frac{\sum_{m=1}^M g_m^2 \beta_1^2 \sin^2 L \sqrt{\left(\frac{\Delta k_y}{2}\right)^2 + \beta_1 \beta_2 \sum_{m=1}^M g_m^2}}{\sqrt{\left(\frac{\Delta k_y}{2}\right)^2 + \beta_1 \beta_2 \sum_{m=1}^M g_m^2}} \quad (8)$$

Как следует из (8), эффективность дифракции определяется интегралом перекрытия g_m падающего и дифрагированного пучков, а также зависит от общего числа дифрагированных мод m .

На рис.1 приведена зависимость g_m^2 от номера моды бесселевой функции m . Видно, что интеграл перекрытия имеет максимум шириной равной примерно трем модовым индексам лежащим в диапазоне 16-18. Следовательно, максимальный вклад в акустооптическую дифракцию дает группа мод с указанными индексами.

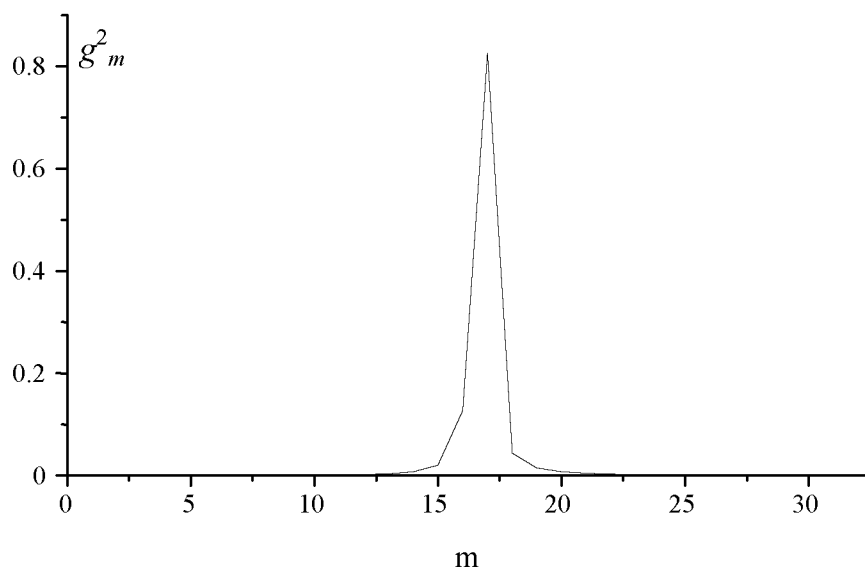


Рис.1 Зависимость g_m^2 от номера моды m бесселевой функции

Таким образом, дифрагированное излучение представляет собой БСП с ортогональной поляризацией. В дальней зоне распределение интенсивностей имеет вид двух колец. Кольцо большего диаметра образуется проходящим БСП, а меньшего диаметра – дифрагированным БСП.

Литература

1. Durmin J. // J. Opt. Soc. Amer. V. 2, 110 (1985); V. 4, 651 (1987)
2. Turunen J., Vasara A., Friberg A.T. // Appl. Optics, V. 27, 3959 (1988)
3. Kramoreva L.I., Pronevich O.I., Khilo P.A. The diffraction of Bessel's light beams on ultrasonics waves. // Proc. Intern. Conf. On Problems of Interaction of Radiation with Matter. Gomel, 2001, - p. 121

РАСЧЕТ ЛОКАЛИЗАЦИИ МИКРОСФЕР СИЛАМИ СВЕТОВОГО ДАВЛЕНИЯ В ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОМ ПОЛЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПРИБЛИЖЕНИИ САМОСОГЛАСОВАННОГО ПОЛЯ

И.Е. Ермолаев

*Институт физики Национальной Академии Наук Беларуси,
Пр-т Ф. Скорины 68, 220072 Минск, Беларусь
e-mail: lyp@dragon.bas-net.by*

Известно [1], что на частицу, помещенную в электромагнитное поле, действуют силы светового давления. Большое значение, в частности, в биологических исследованиях [3-5], имеет оптический захват частиц одиночным сильнофокусированным гауссовым пучком, впервые реализованным Эшкиным [2], и получивший название «оптического пинцета». Вместе с тем [6], особый интерес для медицинских и биологических применений представляет процесс воздействия излучения с периодически модулированной интенсивностью на ансамбль частиц (в этом случае можно реализовать пространственную модуляцию концентрации частиц с разделением их по сортам). Экспериментально интерференционный захват ансамбля микрочастиц был реализован в работах [7,8], теоретически описан на основе приближении Релея-Ганса в [9] для частиц малого и среднего размеров ($a < \lambda$, где a - радиус частицы, λ - длина волны). В настоящей работе описание захвата микрочастиц периодически модулированным электромагнитным полем описывается на основе теории Ми. Предложенная методика расчета сил, отличается от метода предложенного ранее [10].

Пусть на частицу, которая располагается в начале координат, падает вдоль оси z электромагнитное поле с модулированной вдоль оси y интенсивностью

$$|E^{(i)}(y)|^2 = |E_0|^2 [1 + \cos(2\pi y/\Lambda + 2\delta)], \quad (1)$$

где Λ - период модуляции излучения, 2δ - фаза волны, индекс (i) обозначает падающее поле. Поле (1) может быть образовано в результате интерференции двух плоских когерентных волн, падающих под углом $+\Theta_0$ по отношению к оси z (см. рис. 1)

$$\mathbf{E}^{(i)} = \mathbf{E}^{-(i)} e^{i\delta} + \mathbf{E}^{+(i)} e^{-i\delta} = \hat{i}(E_0/2) \cdot (e^{i(k_{1y}y - \delta)} + e^{-i(k_{1y}y - \delta)}) \cdot e^{-i(\omega t - k_{1z}z)} + \text{к. с.}, \quad (2)$$

где ω - частота излучения; $k_{1y} = k_1 \sin \Theta_0$, $k_{1z} = k_1 \cos \Theta_0$, $k_1 = 2\pi n_1 / \lambda$ - волновое число, n_1 - показатель преломления окружающей среды. Здесь предполагается, что волны поляризованы вдоль оси перпендикулярной плоскости рис. 1 (вдоль оси x). Период модуляции волны связан с углом схождения Θ_0 как $\Lambda = \pi / (k_1 \sin \Theta_0)$.

В общем случае выражение для силы светового давления имеет вид [10]

$$\langle \mathbf{F} \rangle = \left\langle \oint \hat{n} \vec{T} dS \right\rangle, \quad (3)$$

где \vec{T} тензор напряжений Максвелла, S - поверхность, окружающая частицу, \hat{n} - внешняя нормаль к этой поверхности, угловые скобки обозначают усреднение по времени. В общем случае тензор напряжений Максвелла определяется следующим выражением:

$$\vec{T} = 1/(4\pi)[n_1^2 \mathbf{E} \otimes \mathbf{E} + \mathbf{H} \otimes \mathbf{H} - 1/2(n_1^2 E^2 + H^2) \vec{I}] \quad (4)$$

Здесь \mathbf{E} и \mathbf{H} электрический и магнитный вектора, символ \otimes обозначает прямое векторное произведение, \vec{I} - единичная матрица. В (3) удобно проводить интегрирование по сферической поверхности $r \gg a$. В этом случае в сферической системе координат (3) с учетом (4) примет вид

$$\langle \mathbf{F} \rangle = -\frac{I_0 \cdot 4\pi a^3}{2cn_1} \text{Re} \left(\int_0^{2\pi} \int_0^\pi [n_1^2 (E_\Theta E_\Theta^* + E_\varphi E_\varphi^*) + (H_\Theta H_\Theta^* + H_\varphi H_\varphi^*)] \hat{r} \times r^2 \sin \Theta d\Theta d\varphi \right), \quad (5)$$

где сила измеряется в $[см \cdot э \cdot с^{-2}]$, $I_0 = (cn_1/8\pi) \cdot |E_0|^2$ - интенсивность каждой плоской волны в отдельности $[Вт \cdot см^{-2}]$, c - скорость света $[см \cdot с^{-1}]$, E_Θ , E_φ и H_Θ , H_φ представляют собой нормированные компоненты электрического \mathbf{E} и магнитного \mathbf{H} векторов в сферической системе координат, \hat{r} - внешняя нормаль к поверхности частицы. Электрический \mathbf{E} и магнитный \mathbf{H} вектора в выражении (5) представляют собой сумму соответствующих векторов падающей (i) и рассеянной (s) волн. Рассеянную волну удобно найти, рассматривая рассеяние каждой плоской волны (2) в отдельности на основе стандартной теории Ми [11], суммируя затем полученные результаты. Тогда для векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} в (5) можно записать следующее выражение:

$$\mathbf{E} = (\mathbf{E}^{+(i)} + \mathbf{E}^{+(s)})e^{-i\delta} + (\mathbf{E}^{-(i)} + \mathbf{E}^{-(s)})e^{i\delta}, \quad \mathbf{H} = (\mathbf{H}^{+(i)} + \mathbf{H}^{+(s)})e^{-i\delta} + (\mathbf{H}^{-(i)} + \mathbf{H}^{-(s)})e^{i\delta}. \quad (6)$$

Здесь вектора с индексами $+$ относятся к разным плоским волнам. Так как формулы, которые дает стандартная теория Ми (см. приложение 1), предполагают, что падающая волна распространяется вдоль оси z , то мы должны преобразовать компоненты поля двух волн падающих под углом $+\Theta_0$ по отношению к оси z к стандартному виду. При этом компоненты полей будут преобразовываться как

$$E_\Theta^{\pm(i)}(\Theta, \varphi) = \frac{E_\Theta^{(i)}(\Theta^\pm, \varphi^\pm) \cdot [\sin \Theta \cos \Theta_0 + \cos \Theta \sin \varphi \sin \Theta_0] \mp E_\varphi^{(i)}(\Theta^\pm, \varphi^\pm) \cdot \cos \varphi \sin \Theta_0}{\sin \Theta^\pm}; \quad (7a)$$

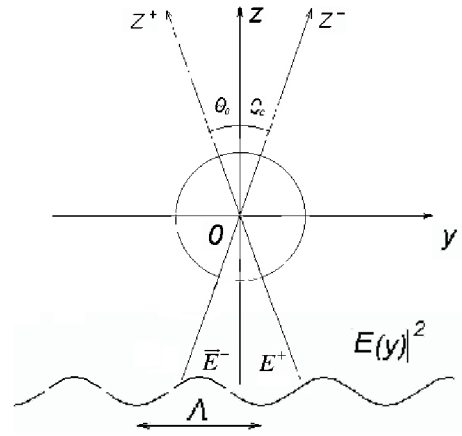


Рис.1 Геометрия задачи

$$E_{\varphi}^{\pm(i)}(\Theta, \varphi) = \frac{E_{\varphi}^{(i)}(\Theta^{\pm}, \varphi^{\pm}) \cdot [\sin \Theta \cos \Theta_0 \pm \cos \Theta \sin \varphi \sin \Theta_0] \pm E_{\Theta}^{(i)}(\Theta^{\pm}, \varphi^{\pm}) \cdot \cos \varphi \sin \Theta_0}{\sin \Theta^{\pm}}; \quad (7b)$$

где $\Theta^{\pm} = \arccos(\cos \Theta \cos \Theta_0 \mp \sin \Theta \sin \varphi \sin \Theta_0)$ и $\varphi^{\pm} = \arccos(\sin \Theta \cos \varphi / \sin \Theta^{\pm})$. Интеграл (5) с учетом приведенных выше замечаний может быть проинтегрирован численно. Далее рассмотрим зависимость сил светового давления от различных параметров.

Как показывают численные расчеты, зависимость силы светового давления от фазы волны δ ($\delta = \pi y_0 / \Lambda$ - фактически определяет положение частицы y_0 относительно волны) с высокой точностью может быть аппроксимирована выражениями

$$F_z = [\{F_z(0) + F_z(\pi/2)\} + \{F_z(0) - F_z(\pi/2)\} \cos 2\delta] / 2; \quad F_y = F_y(\pi/4) \sin 2\delta. \quad (8)$$

где $F_z(0)$ - значение z - компоненты силы светового давления, когда частица располагается в максимуме излучения, $F_z(\pi/2)$ - в минимуме излучения, $F_y(\pi/4)$ - значение y - компоненты в точке максимального градиента интенсивности поля. Формулы (8) позволяют существенно сократить объем требуемых вычислений, т.к. фактически для описания зависимости силы светового давления от положения частицы достаточно знать значения силы только в трех точках.

На рис. 2 изображена зависимость силы светового давления, вычисленная по формуле (5), от размера частицы a для латексной частицы ($n_2 = 1,52$) в воде ($n_1 = 1,33$), интенсивность падающих волн $I_0 = 158,5 \text{ Вт/см}^2$, длина волны $\lambda = 1 \cdot 10^{-4} \text{ см}$, период модуляции $\Lambda = 4 \cdot 10^{-4} \text{ см}$, предполагается, что частица располагается в точке максимального градиента интенсивности ($\delta = \pi/4$). Как видно из рис. 2, y - компонента силы светового давления сила может менять знак для разных соотношений размера частицы и периода модуляции. Данный эффект (и смежный с ним эффект «нулевой силы») был независимо предсказан в [9] и [12]. Кроме того, для больших частиц наблюдается присутствие структурных резонансов (в приближении, использованном в [9], кривая имеет гладкий вид), которые ранее предсказывались теоретически [10] и наблюдались экспериментально [13] для гауссовых пучков. Как видно из рис. 3, где изображена зависимость силы светового давления от показателя преломления ($a = 1,5 \cdot 10^{-4} \text{ см}$, остальные параметры соответствуют рис. 2), резонансный характер носит также зависимость силы светового давления от показателя преломления частицы. Заметим, что теория Ми позволяет учесть также наличие поглощения в частице. Из рис. 4 ($a = 1,5 \cdot 10^{-4} \text{ см}$, $n_2 = 1,52$) видно, что смена знака силы возможна при изменении проводимости частицы.

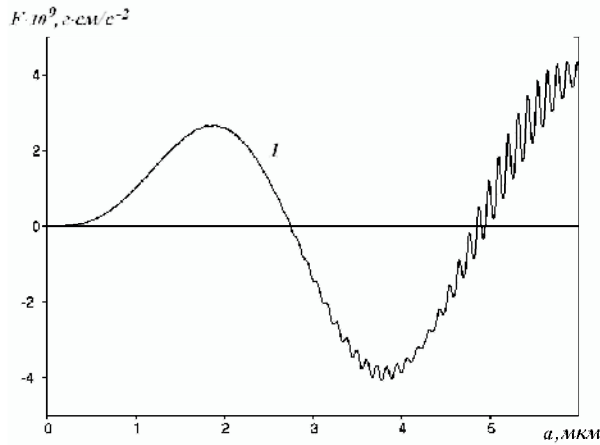


Рис. 2 Зависимость силы светового давления от размера частицы.

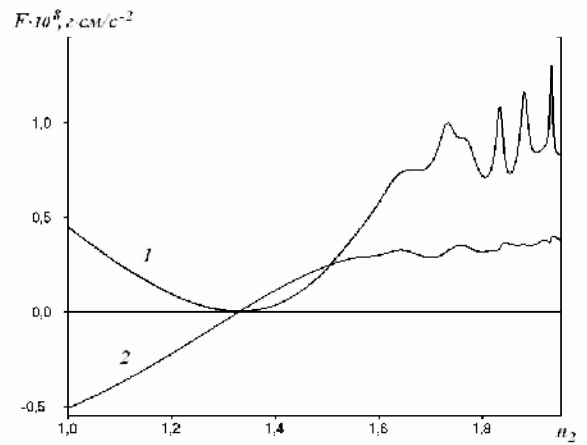


Рис. 3 Зависимость силы светового давления от показателя преломления частицы.
(1) – z – компонента; (2) – y – компонента.

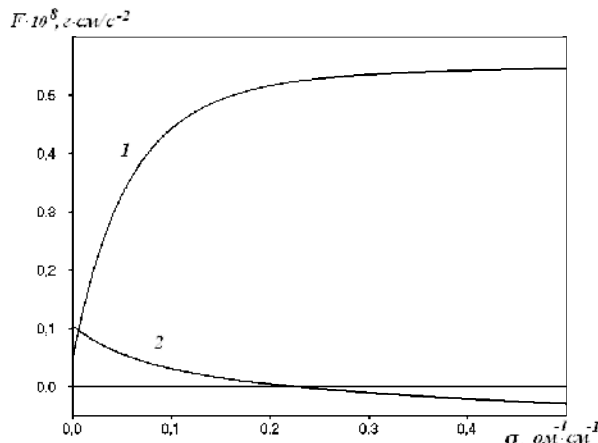


Рис. 4 Зависимость силы светового давления от проводимости (поглощения) частицы.
(1) – z – компонента; (2) – y – компонента.

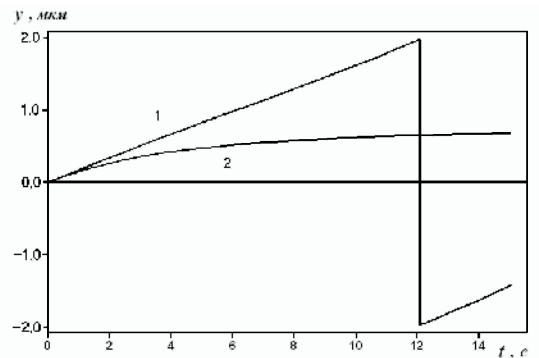


Рис. 5 Процесс разделения частиц в периодически модулированном поле лазерного излучения.
(1) $a=5,035 \cdot 10^{-4} \cdot \text{см}$; $F_y(\delta=\pi/4)=2,11 \cdot 10^{-10} \text{ з} \cdot \text{см}/\text{с}^2$;
(2) $a=5,095 \cdot 10^{-4} \cdot \text{см}$; $F_y(\delta=\pi/4)=1,87 \cdot 10^{-9} \text{ з} \cdot \text{см}/\text{с}^2$;

Так как зависимость силы от координаты носит простой характер (8), то можно провести анализ процесса локализации аналитически. Положение частицы можно описать следующим кинетическим уравнением:

$$m_0 \frac{d^2 y}{dt^2} + \gamma \left(\frac{dy}{dt} - V_0 \right) = F_y(\pi/4) \sin(2\pi \frac{y}{\Lambda}); \quad (9)$$

где y – положение частицы, m_0 – ее масса, $\gamma = 6\pi\eta a$ – коэффициент трения, η – динамическая вязкость окружающей жидкости, V_0 – ее скорость. В (9) из-за большого трения и малой массы частицы первое слагаемое, отвечающее за инерцию, пренебрежимо мало. С учетом этого, уравнение (9) имеет следующее решение:

$$y = \frac{\Lambda}{\pi} \arctan \left[\frac{F'}{V_0 \gamma} \tan \left(\frac{\pi F'}{\Lambda \gamma} t + \arctan \left\{ \frac{F}{F'} + \frac{V_0 \gamma}{F'} \tan \left(\frac{\pi y_0}{\Lambda} \right) \right\} \right) \right] - \frac{F}{V_0 \gamma}, \quad (10)$$

здесь использованы обозначения $F' = \sqrt{V_0^2 \gamma^2 - F_y^2(\pi/4)}$, $F = F_y(\pi/4)$, y_0 – начальное положение частицы. На рис. 5 показан процесс локализации, описываемый (10) для частиц при следующих параметрах: $n_1=1,33$, $\eta=10^{-2} \text{ з}/\text{см} \cdot \text{с}$ (вода), $V_0=1,8 \cdot 10^{-5} \text{ см}/\text{с}$; $\lambda=1 \cdot 10^{-4} \text{ см}$, $I_0=158,5 \text{ Вт}/\text{см}^2$, $\Lambda=4 \cdot 10^{-4} \text{ см}$, $y_0=1 \cdot 10^{-4} \text{ см}$, $n_1=1,52$ (латекс). Показаны два основных варианта решения (10): 1) частица не захватывается полем и ее сносит

вместе с жидкостью (излом графика возникает из-за перехода частицы в следующий период волны модуляции Λ); 2) частица захватывается полем и в дальнейшем остается на месте. Фактически для захвата частиц необходимо выполнения условия:

$$F_y(\pi/4) > \gamma V_0, \quad (11)$$

которое имеет простой физический смысл – максимальная сила со стороны световой волны должна превосходить силу сопротивления окружающей среды. Таким образом, градиентное лазерное поле можно применять для разделения частиц с различными свойствами.

Приложение (теория Ми)

Компоненты в сферической системе координат (предполагается, что частица расположена в начале координат, а волна распространяется вдоль оси z , напряженность падающего поля $E_0 = 1$ и имеет поляризацию вдоль оси x) имеют при $r \gg a$ вид для падающего поля

$$E_{\Theta}^{(i)} = \cos \varphi [S_+(r, \Theta) + S_-(r, \Theta)]; \quad E_{\varphi}^{(i)} = \sin \varphi [-S_+(r, \Theta) + S_-(r, \Theta)]; \quad (П 1)$$

$$H_{\Theta}^{(i)} = n_1 \sin \varphi [S_+(r, \Theta) + S_-(r, \Theta)]; \quad H_{\varphi}^{(i)} = n_1 \cos \varphi [S_+(r, \Theta) - S_-(r, \Theta)]; \quad (П 2)$$

где
$$S_{\pm}(r, \Theta) = \frac{ie^{\pm ik_1 r}}{k_1 r} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{2l+1}{2l(l+1)} (\pm 1)^l [\tau_l(\cos \Theta) \mp \pi_l(\cos \Theta)];$$

и для рассеянного

$$-H_{\Theta}^{(s)} = n_1 E_{\varphi}^{(s)} = \frac{ie^{ik_1 r} n_1 \sin \varphi}{k_1 r} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{2l+1}{l(l+1)} \{b_l^m \tau_l(\cos \Theta) - b_l^e \pi_l(\cos \Theta)\}; \quad (П 3)$$

$$H_{\varphi}^{(s)} = n_1 E_{\Theta}^{(s)} = \frac{ie^{ik_1 r} n_1 \cos \varphi}{k_1 r} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{2l+1}{l(l+1)} \{b_l^m \pi_l(\cos \Theta) - b_l^e \tau_l(\cos \Theta)\}; \quad (П 4)$$

где
$$b_l^e = \frac{m \psi_l'(q) \psi_l(mq) - \psi_l'(mq) \psi_l(q)}{m \zeta_l^{(1)'}(q) \psi_l(mq) - \psi_l'(mq) \zeta_l^{(1)'}(q)}; \quad b_l^m = \frac{\psi_l'(q) \psi_l(mq) - m \psi_l'(mq) \psi_l(q)}{\zeta_l^{(1)'}(q) \psi_l(mq) - m \psi_l'(mq) \zeta_l^{(1)'}(q)}.$$

Здесь использованы обозначения $\xi_l = \psi_l - i\chi_l$, где ψ_l и χ_l функции Бесселя-Риккати; $\pi_l(\cos \Theta) = P_l^{(1)}(\cos \Theta) / \sin \Theta$; $\tau_l(\cos \Theta) = P_l^{(1)'}(\cos \Theta) \sin \Theta$, где $P_l^{(1)}(\cos \Theta)$ - присоединенные полиномы Лежандра, $m = n_2 / n_1$ - относительный показатель преломления частицы, $q = k_1 a$, штрих везде здесь обозначает производную.

Литература

1. A.Ashkin, Phys. Rev. Lett. v. **24**, (1970), p. 156-159.
2. A.Ashkin, J.M.Dziedzic, J.E.Bjorkholm, S.Chu, Opt. Lett. v. **11**, N 5 (1986), p.288-290.
3. A.Ashkin, J.M.Dziedzic, Science v. **235** (1987), p. 1517-1520.
4. S.M.Block, D.F.Blair, and H.C.Berg, Nature (London) v. **338** (1989), p. 514-518.
5. S.C.Kuo and M.P.Sheetz, Science v. **260** (1993), p. 232-234.
6. A.N.Rubinov, A.A.Afanas'ev, Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng., 4749, 207 (2002)
7. J.Arlt, V.Garces-Chavez, W.Sibbett, K.Dholakia, Opt. Comm. v. **197** (2001), p. 239-245.
8. А.А.Афанасьев, В.М.Катаркевич, А.Н.Рубинов, Т.Ш.Эфендиев, ЖПС, 69, 675 (2002).
9. А.А. Афанасьев, А.Н. Рубинов, Ю.А. Курочкин, С.Ю. Михневич, И.Е. Ермолаев, Квант. Электр., **33**, N3, с.250-254, 2003.
10. J.P.Barton, D.R.Alexander, S.A.Schaub, J. Appl. Phys., 66 (10),4594-4602 (1989).
11. М.Борн, Э.Вольф, «Основы оптики», М. (1970), стр. 693-728.
12. P. Zemánek, A. Jonáš, M. Liška, JOSA, A19, N 5, p. 1025-1034, 2002.
13. A.Ashkin, J.M.Dziedzic, Phys.Rev.Lett. 38, 1351 (1977).

СВЕТОВОЕ ТУШЕНИЕ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ В УСЛОВИЯХ СИЛЬНОГО НАСЫЩЕНИЯ ПОГЛОЩЕНИЯ.

А.С. Горбацевич¹, С.Г. Бабичев²

¹ *Белорусский государственный университет, пр. Ф. Скорины 4, 220050 Минск, Беларусь, hades@tut.by*

² *Институт физики им. Б.И.Степанова НАН.Беларуси, пр. Ф. Скорины 68, 220072 Минск, Беларусь.*

Вынужденные переходы из флуоресцентного состояния (как правило из S_1 -состояния) могут приводить к уменьшению интенсивности флуоресценции. Это явление получило название светового тушения [1]. При световом тушении происходит селективная (по ориентациям относительно возбуждающего излучения) дезактивация возбужденного состояния. Поэтому световое тушение зависит от поляризаций возбуждающего и тушащего излучений. Это наиболее ярко должно проявляться во влиянии светового тушения на степень поляризации люминесценции. В тоже время в достаточно протяженной среде даже слабый тушащий поток излучения может существенно усиливаться. В этом случае эффект светового тушения может выступать в качестве метода сканирования динамики усиления поляризованного излучения в нелинейной среде.

Рассмотрим ансамбль хаотически, но жестко ориентированных идентичных молекул (раствор), через который вдоль оси z в лабораторной системе координат распространяются две волны. Для описания процессов тушения можно воспользоваться моделью четырехуровневой системы, которая хорошо описывает процесс формирования флуоресценции [2, 3].

В данном методе регистрируется интенсивность люминесценции в направлении, перпендикулярном направлению распространению волны (I_x, I_y) . Степень поляризации вычисляется обычным образом:

$$P = \frac{I_y - I_x}{I_y + I_x} \quad (4).$$

В рассматриваемом случае после прохождения мощного возбуждающего импульса в системе создается инверсная населенность. При этом тушащий импульс соответствующей частоты будет существенно усиливаться по мере его распространения в среде, что отразится на распределении степени поляризации люминесценции вдоль оси z .

На рис. 1 представлена типичная зависимость интенсивность усиливаемой волны для различных поляризаций взаимодействующих волн: 1 – поляризация обеих волн круговая, 2 - поляризация волны накачки круговая, а усиливаемой – линейная, 3 - поляризация

волны накачки – линейная, а усиливаемой – круговая, 4 – поляризация обеих волн – линейная.

Как можно видеть из зависимостей на рис. 1, рис. 2 процесс усиления происходит наиболее эффективно, при параметре насыщения для волны накачки $S_0 > 0.5$. Причем в случае ортогональных диполях поглощения и испускания эффективность усиления выше в случае, когда поляризация волны накачки и усиливаемой линейны (рис. 1б) и ортогональны (рис. 3).

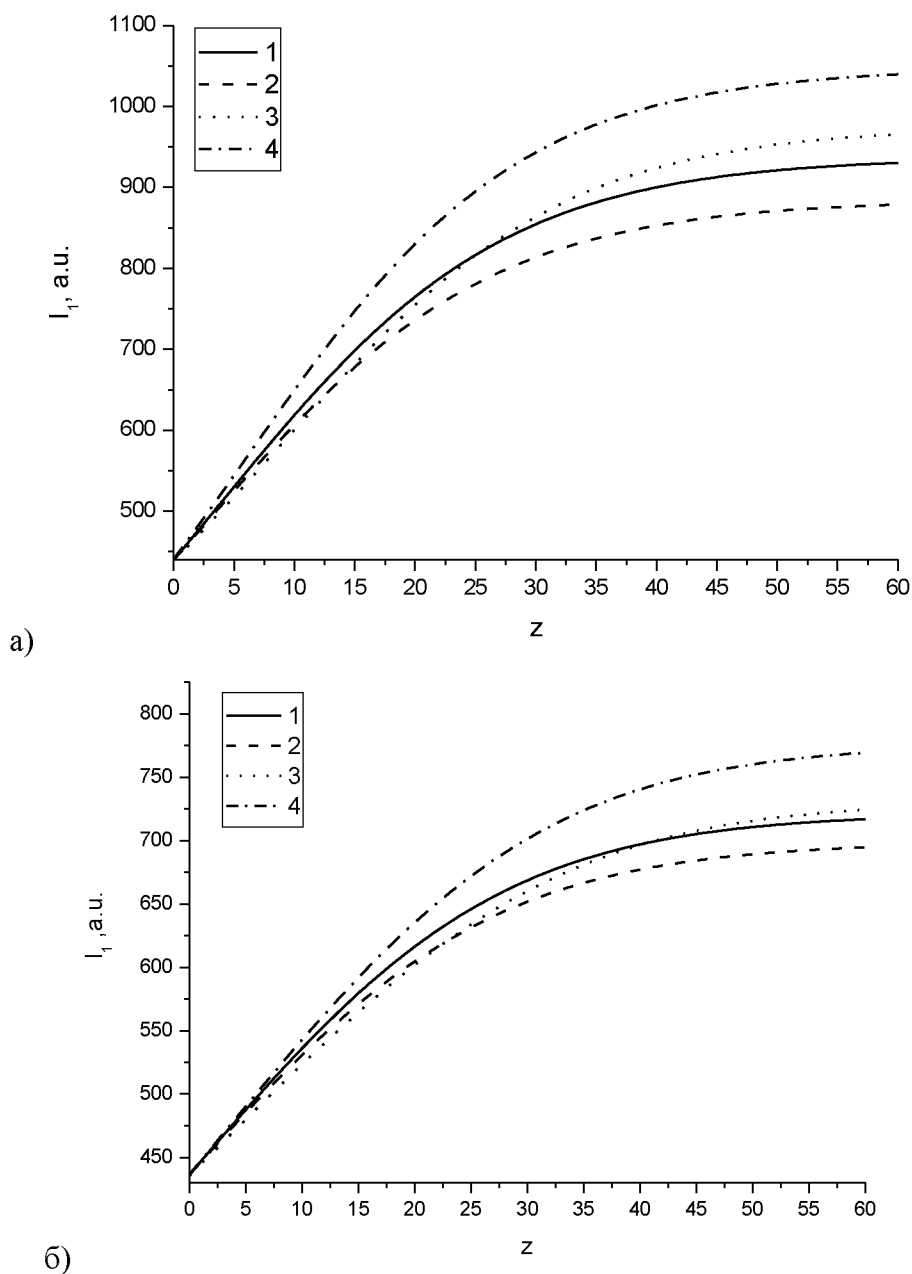


Рис.1. Зависимость интенсивности пробной волны при распространении в усиливающей среде для различных поляризаций взаимодействующих волн (см. пояснения в тексте). а) – диполи поглощения и испускания параллельны, б)- ортогональны.

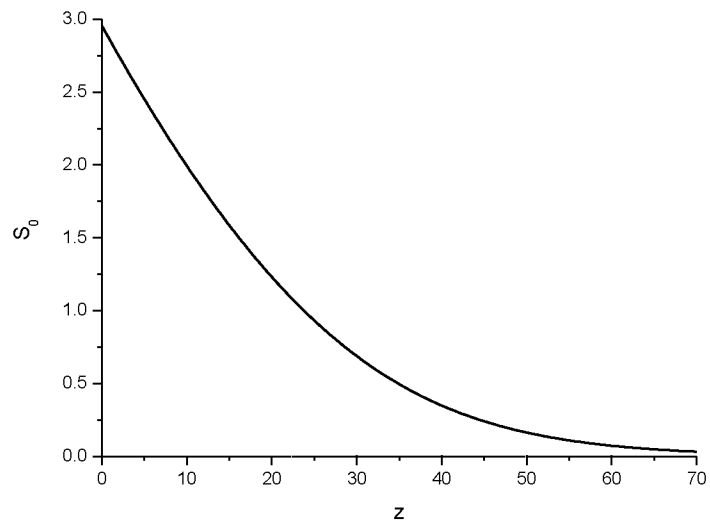


Рис. 2. Зависимость относительного параметра насыщения для волны накачки.

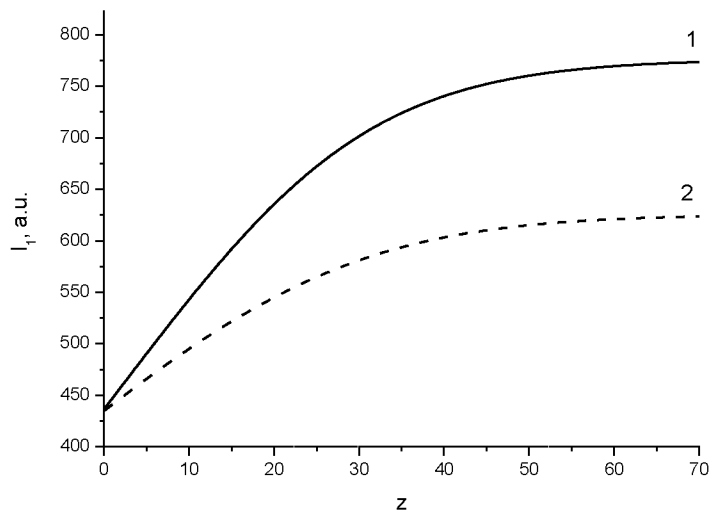


Рис. 3. Зависимость интенсивности усиливаемой волны для случая ортогональных диполей поглощения и испускания. 1 – плоскости поляризации волн ортогональны, 2 – параллельны.

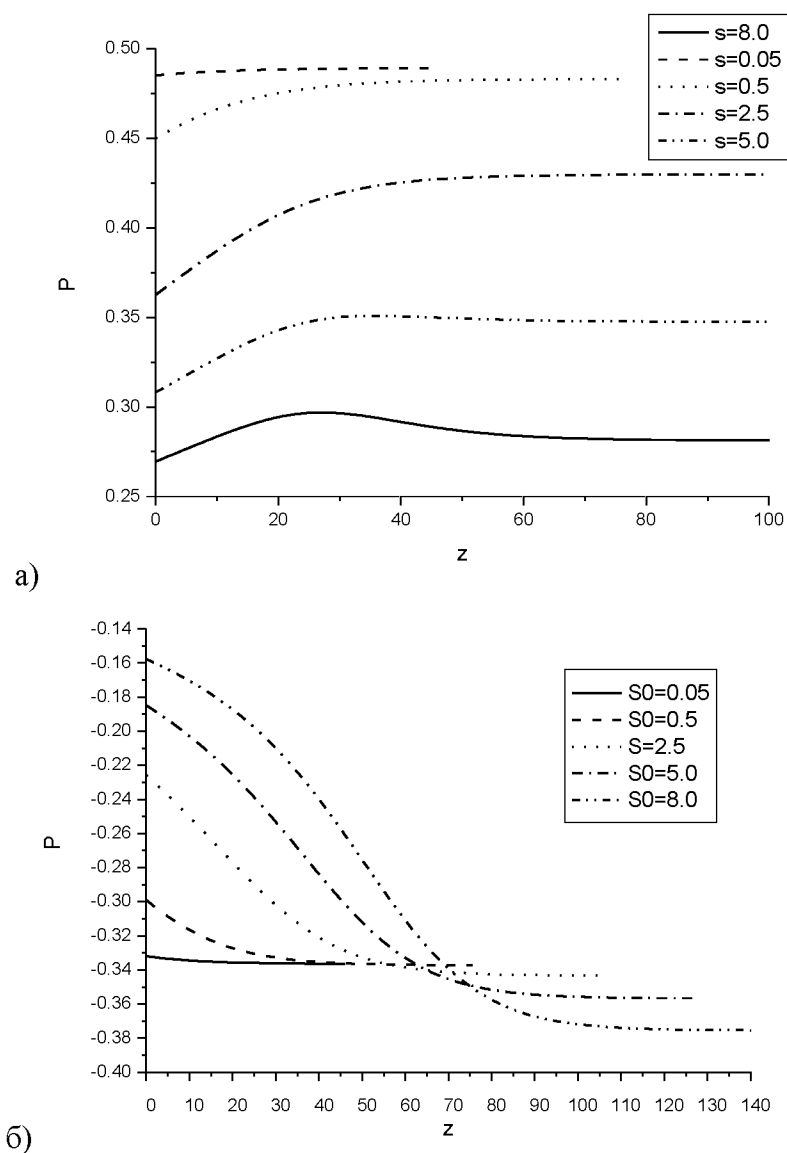


Рис. 4. Зависимость степени поляризации люминесценции по длине для различных интенсивностей накачки. Интенсивность тушащей волны $S_1 = 0.1$. Ориентация диполей поглощения и излучения а – параллельная, б - ортогональная.

Из сравнения графиков на рис. 4 и рис. 5. видно, что характер поведения степени поляризации люминесценции при параллельной ориентации диполей поглощения и испускания отличается для случая слабого насыщения усиливаемой волны от случая сильного насыщения. В условиях слабого насыщения усиливаемой волны происходит увеличение степени поляризации люминесценции по мере уменьшения интенсивности волны накачки, а в случае сильного насыщения происходит уменьшение степени поляризации люминесценции. Следует отметить, что при большом параметре насыщения для волны накачки, интенсивность усиливаемой волны может достигнуть величины, достаточной для уменьшения степени поляризации люминесценции (рис. 2а, кривая для $S = 8.0$). В слу-

чае ортогональной ориентации диполей не наблюдается качественных отличий в поведении степени поляризации люминесценции для различных интенсивностей усиливаемой волны.

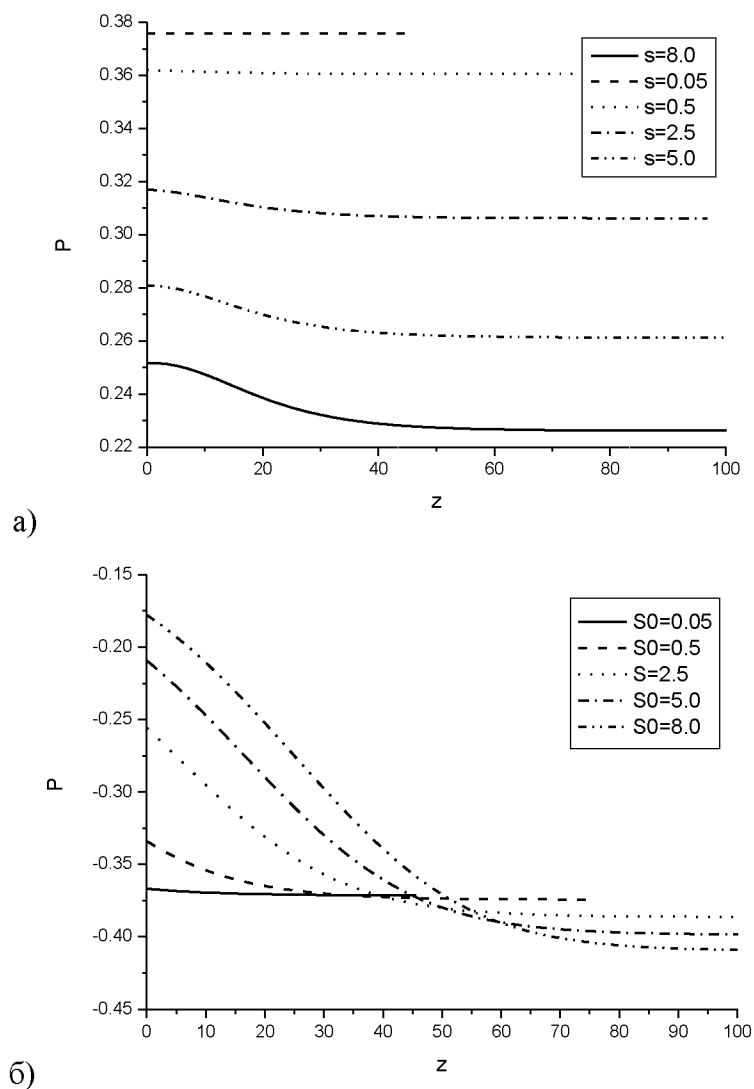


Рис. 5. Зависимость степени поляризации люминесценции по длине для различных интенсивностей накачки. Интенсивность тушащей волны $S_1 = 2.1$ Ориентация диполей поглощения и излучения а – параллельная, б - ортогональная.

Литература.

1. Галанин М. Д., Кирсанов Б. И., Чижикова З. А. Тушение люминесценции сложных молекул в сильном поле лазера // Письма в ЖЭТФ. - 1969. - Т. 9, N 9. - С. 502.
2. Л.И. Буров, А.М. Саржевский, А.Н Севченко. Журн. Прикл. спектр., 23, №1 (1975) 64
3. Л.И. Буров, А.М. Саржевский, А.Н Севченко. Докл. АН БССР, 20, №11 (1976) 986

САМОДИФРАКЦИЯ ДВУХ БЕССЕЛЕВЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ КРАТНЫХ ЧАСТОТ

А.А.Рыжевич, Н.С.Казак, Е.Г.Катранжи, И.А.Уткин

*Институт физики им. Б.И.Степанова, пр. Ф.Скорины 68, Минск, 220072, Беларусь
тел.: +375-017-2841616, факс: +375-017-2840879, e-mail: tol@dragon.bas-net.by*

Введение. В последние годы начато исследование закономерностей взаимодействия БСП с изотропными нелинейными средами, в частности, недавно была впервые обнаружена и исследована самодифракция БСП в тонком слое фосфида индия в спектральной области, соответствующей краю фундаментального поглощения [1]. Являясь пространственно-периодическими по своей природе, БСП вызывают периодическое возмущение оптических свойств среды, создавая, таким образом, необходимое условие для самодифракции лазерного излучения. Аксиальная симметрия бесселевых пучков может существенно облегчить численное моделирование, так как позволяет понизить размерность используемых уравнений и, тем самым упростить интерпретацию результатов. Кроме того, так как БСП сравнительно просто формируются при помощи аксиконов, нам кажется целесообразным применение БСП наряду с традиционными периодическими световыми полями для исследования нелинейно-оптических свойств различных сред методом самодифракции [2].

Теоретическая модель самодифракции БСП. Для анализа пространственного спектра дифрагированного излучения воспользуемся приближением Рамана-Ната. В этом случае поле на задней стенке кюветы может быть представлено в виде:

$$E(\rho) = E_0(\rho) \cdot e^{i \int_0^d \left(\frac{2\pi \Delta n(\rho, z)}{\lambda} + i \frac{\alpha(\rho, z)}{2} \right) dz}, \quad (1)$$

где $E_0(\rho) = \sqrt{I_0} J_0(q_0 \rho) \cdot e^{-\frac{2\rho^2}{w^2}}$ - падающее поле, ρ - радиальная координата, w - параметр гауссова пучка, падающего на аксикон. Будем считать, что зависимость коэффициента поглощения имеет вид: $\Delta \alpha = -\alpha_0 \frac{I}{I + I_s}$, где I_s - интенсивность насыщения. Полагая, что

нелинейное изменение показателя преломления Δn пропорционально концентрации возбужденных молекул (в полупроводнике - пропорционально концентрации неравновесных носителей), можно записать аналогичное выражение и для него:

$\Delta n = \delta n \frac{I}{I + I_s}$. В этом случае, интеграл в показателе экспоненты в выражении (1) может

быть представлен в виде:

$$\int_0^d \left(\frac{2\pi \Delta n(\rho, z)}{\lambda} + i \frac{\alpha(\rho, z)}{2} \right) dz = \int_0^d \left(\frac{2\pi \delta n}{\lambda} \frac{I}{I + I_s} + i \frac{\alpha_0}{2} \frac{1}{1 + I/I_s} \right) dz. \quad (2)$$

Воспользовавшись законом Буггера в дифференциальной форме $dI = -\alpha I dz = -\frac{\alpha_0 I}{1 + I/I_s} dz$

и выполнив интегрирование, можно представить поле на задней грани образца в виде:

$$E(\rho) = E_0(\rho) \cdot e^{i \frac{2\pi \delta n I(\rho)}{\lambda I_s \alpha_0} (1 - T(I(\rho)))} \cdot \sqrt{T(I(\rho))}, \quad (3)$$

где $T(I)$ – пропускание образца, которое является корнями уравнения: $(T-1)\frac{I}{I_s} + \ln(T) + \alpha_0 d = 0$. Показатель экспоненты в (2) имеет простой физический смысл – нелинейный набег фазы пропорционален поглощенной мощности излучения. Поле в дальней зоне может быть найдено при помощи преобразования Фурье-Бесселя выражения (3):

$$S(q) = 2\pi \int_0^{\infty} E(\rho) \cdot J_0(q\rho) \rho d\rho \quad (4)$$

С помощью численного моделирования проведено исследование величины $|S(q)|^2$, представляющей собой спектральную мощность дифрагированного излучения. На рис. 1 представлено радиальное распределение интенсивности идеального БСП (рис. 1(а)) и соответствующее ему распределение интенсивности в дальней зоне (рис. 1(б)), где можно видеть раздвоенный дифракционный максимум первого порядка, при этом дополнительные дифракционные максимумы внутри яркого нулевого отсутствуют.

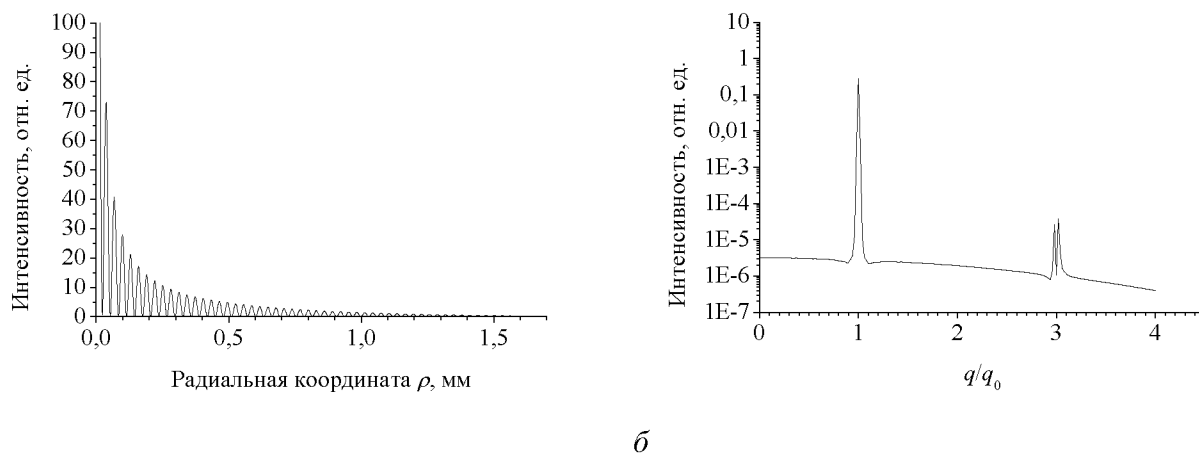


Рис. 4. Радиальное распределение интенсивности в идеальном, непромодулированном БСП (а), полученном из гауссова пучка диаметром 3 мм, и картина его самодифракции (б).

Нами было сделано предположение, что возникновение дополнительных максимумов обусловлено наличием радиальной модуляции интенсивности в исходном БСП, которая может быть вызвана отклонением формы аксикона от идеальной, или (и) наличием модуляции в исходном гауссовом пучке. Наши численные оценки показывают, что даже при использовании аксикона с идеально конической формой для формирования БСП из пучка ограниченных размеров возникает осциллирующая модуляция БСП с увеличивающимся от оси пучка периодом и с амплитудой на уровне 10% от значения интенсивности идеального БСП при данной радиальной координате; причем на оси пучка значение модулирующей функции равно нулю.

Чтобы учесть данный эффект в численных расчетах, амплитуда падающего поля умножалась на величину $(1+a \cdot \cos(\rho^{1/2}))$, где a – глубина модуляции. На рис. 2 представлен вид исходного БСП, промодулированного осциллирующей функцией, и соответствующий ему угловой спектр. Необходимо отметить, что с возрастанием числа осцилляций функции, модулирующей исходный БСП, наблюдается большее количество внутренних дифракционных колец в дифрагированном БСП. При этом ширина колец и расстояние между соседними кольцами уменьшается при удалении от центра БСП. Это находится в полном соответствии с картинами, зарегистрированными экспериментально: при

удалении от аксикона возрастает количество наблюдаемых в сечении БСП осцилляций, что приводит к увеличению количества внутренних колец в дифрагированном БСП.

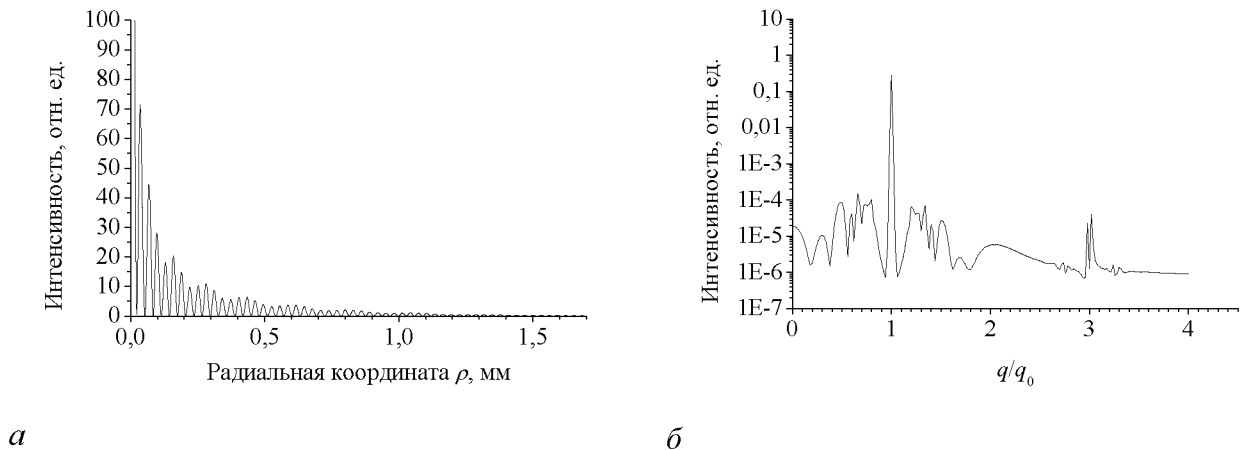


Рис. 2. Исходные модулированные БСП и соответствующие им угловые спектры в дальней зоне (глубина модуляции БСП 0.1).

Экспериментальное исследование самодифракции БСП. Оптическая схема эксперимента представлена на рис. 3. Из гауссова пучка второй гармоники неодимового лазера диаметром 2.5 мм на уровне $1/e^2$ с помощью стеклянного аксикона с показателем преломления $n_{cm}=1.5$ и углом при основании $\gamma = 2^\circ$ формировался световой пучок, близкий по распределению к БСП нулевого порядка ($I(\rho) \sim J_0^2(q_0\rho)$, где J_0 – функция Бесселя 0-ого порядка, $q_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sin(\gamma)(n_{cm} - 1) \approx \frac{\pi}{\lambda_0} \gamma$ – радиальный параметр бesselева пучка, представляющий собой радиальную компоненту волнового вектора). За аксиконом размещалась беспроточная кювета толщиной 0,1мм, заполненная раствором красителя родамин 6Ж в концентрации 2×10^{-3} моль/литр. Энергия в импульсе лазерного излучения составляла около 10 мДж, длительность импульса - 50 нс.

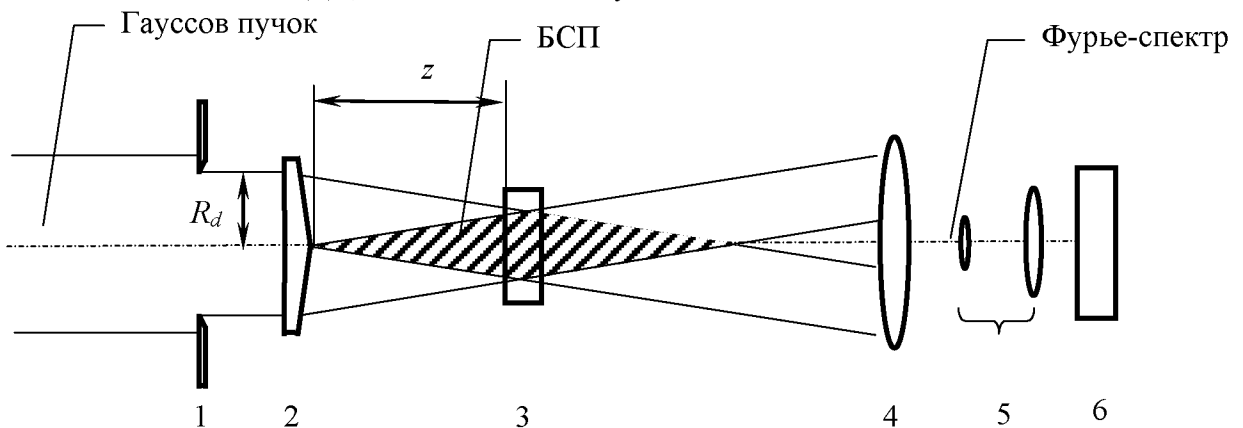


Рис. 3. Оптическая схема по исследованию самодифракции бesselева светового пучка: 1 - диафрагма, 2 – аксикон, 3 –кювета с красителем толщиной 0,1 мм, 4 - линза, формирующая Фурье-образ, 5 - микроскоп, 6 – CCD - камера.

Пространственное распределение интенсивности дифрагированного излучения в дальней зоне дифракции наблюдалось в фокальной плоскости линзы 4. Типичное

распределение показано на рис. 4. Яркое внутреннее кольцо соответствует нулевому, а внешнее - первому порядку дифракции. Кольцо первого порядка дифракции является двойным, причем интенсивности колец близки по величине. Угловое разделение колец тем больше, чем меньше угол конусности исходного БСП. Кроме этого на рисунке заметны дополнительные дифракционные кольца внутри кольца нулевого порядка. Количество колец в центре картины зависит от расстояния между аксиконом и нелинейным слоем. При увеличении расстояния количество колец возрастает, причем в центре может наблюдаться как максимум, так и минимум интенсивности. Аналогичные добавочные внутренние дифракционные максимумы обнаружены нами в интерференционных структурах, сформированных с помощью бипризмы. Однако при исследовании самодифракции БСП в тонком слое фосфида индия данные кольца нами не наблюдались [1].

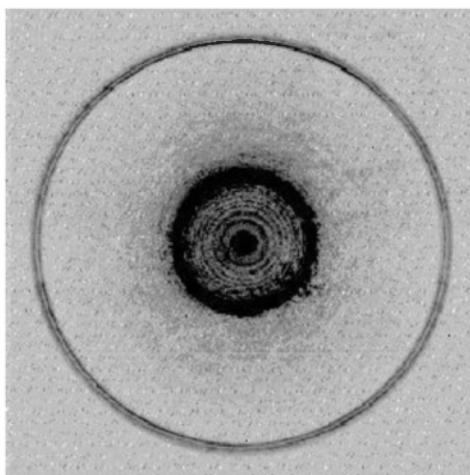


Рис. 4. Дифрагированный БСП в дальней зоне (изображение инвертировано).

Самодифракция БСП второй гармоники при наличии БСП основной частоты.

Данная проблема также исследовалась на экспериментальной установке, показанной на рис. 3. Однако на аксикон падали два гауссовых пучка – основной частоты АИГ лазера (1.06 мкм) и второй гармоники (0.532 мкм). Наличие/отсутствие гауссова пучка основной частоты определяется наличием/отсутствием фильтра, отсекающего излучение с длиной волны 1.06 мкм, расположенного после нелинейного кристалла-удвоителя частоты. Аксикон формировал из двух гауссовых пучков кратных частот два БСП. БСП основной частоты, имея практически тот же угол конусности, что и БСП второй гармоники, имел период в два раза больший, поскольку период БСП прямо пропорционален длине волны излучения. В тонком слое красителя формировалось одновременно две динамические дифракционные решетки, причем оба БСП испытывали на них дифракцию. Результаты самодифракции БСП второй гармоники при отсутствии и наличии БСП основной частоты в дальней зоне представлены на рисунках 5(а) и 5(б) соответственно. На рисунке 5(в) для сравнения показан фурье-спектр БСП второй гармоники при отсутствии нелинейной среды. В целях более четкого проявления дифракционных максимумов изображение инвертировано, т.е. светлые кольца на темном фоне на рис. 5 преобразованы в темные на светлом фоне. Видно, что период дифракционных максимумов БСП второй гармоники при наличии БСП основной частоты уменьшился в два раза. Это произошло потому, что период дифракционной решетки от БСП основной частоты в два раза больше, чем период БСП второй гармоники, и, следовательно, углы дифракции различных порядков уменьшились в два раза по сравнению с картиной при отсутствии БСП основной частоты. Следует отметить, что аналогичное явление было обнаружено авторами [3] при

самодифракции двух пар интерферирующих гауссовых пучков. Авторы [3] показали, что в основе подобных явлений лежит эффект поглощения излучения основной частоты с возбужденного уровня раствора родамина 6Ж, поскольку в отсутствие излучения второй гармоники самодифракция интерферирующих пучков основной частоты отсутствует, вследствие отсутствия поглощения излучения с длиной волны 1.06 мкм с невозбужденного уровня красителя.

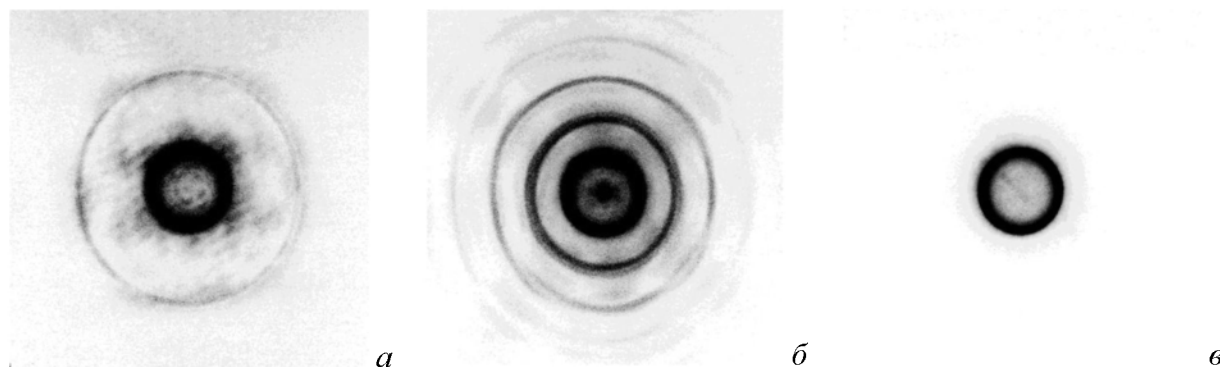


Рис. 5. Фурье-спектр БСП: *а* – при самодифракции без БСП основной частоты, *б* – при смешанной самодифракции, *в* – в отсутствие самодифракции.

Излучение второй гармоники инициирует поглощение излучения основной частоты, из-за которого возникает дифракционная решетка с большей глубиной модуляции, из-за чего усиливается самодифракция излучения второй гармоники. Механизм возникновения дифракционной решетки при поглощении излучения 1.06 мкм тепловой, поскольку так же, как в аналогичном случае в работе [3], подавляющая часть поглощенной световой энергии преобразуется в тепло.

Заключение. В тонком слое нелинейной поглощающей среды имеет место самодифракция типа Раман-Ната. В результате экспериментальных и теоретических исследований обнаружено, что несовершенство радиального распределения БСП оказывает существенное воздействие на вид дифракционной картины, наблюдаемой при самодифракции БСП в нелинейной среде. Наблюдаемые в эксперименте кольца вблизи центральной части пространственного спектра обусловлены, главным образом, тем, что радиальное распределение используемого в эксперименте БСП отличается от идеального.

При смешанной дифракции БСП основной и удвоенной частоты происходит значительное увеличение эффективности самодифракции БСП удвоенной частоты. В основе этого эффекта лежит явление поглощения излучения основной частоты с возбужденных уровней красителя при облучении его излучением второй гармоники.

Результаты исследования позволяют сделать вывод о возможности использования БСП для анализа и измерения нелинейно-оптических свойств сред методом самодифракции.

Работа выполнена при финансовой поддержке МНТЦ (Проект №В-479-00).

Литература

1. А.А.Рыжевич, I.A.Utkin. Proc. The first time observation of Bessel light beam self-diffraction in heavily doped n-InP SPIE, **4358** (2000) 254-257.
2. J.Eichler, P.Günter, D.W.Pohl. Laser-Induced Dynamic Grating, Springer-Verlag, Berlin (1986).
3. Е.В.Ивакин. И.П.Петрович, А.С.Рубанов. Самодифракция излучения, обусловленная поглощением с возбужденных уровней. ЖПС, **18**, выпуск 6 (1973) 1003-1006.

МЕТОД УВЕЛИЧЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ В КРИСТАЛЛЕ ВВО

В.Н.Белый, Н.А.Хило, Е.С.Петрова, Н.С.Казак, Е.Г.Катранжи, А.А.Рыжевич

*Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси
просп. Ф.Скорины 68, 220072 Минск, Беларусь.
Fax: +375-17-2840879, E-mail: tol@dragon.bas-net.by*

В данной работе теоретически и экспериментально представлена новая схема генерации второй гармоники бесселевыми световыми пучками (БСП) с применением нелинейного кристалла ВВО. Предложенная схема предполагает, что ось БСП основной частоты совпадает с оптической осью нелинейного кристалла. При такой конфигурации оказывается, что если половина угла конусности БСП основной частоты равна углу фазового синхронизма θ , то волновые вектора пучка совпадают с направлениями фазового синхронизма в кристалле. Такая схема позволяет осуществлять нелинейно-частотные преобразования для БСП, имеющих углы конусности порядка нескольких десятков градусов (в случае генерации второй гармоники от $\lambda_{\text{fund}} = 1064$ нм в кристалле ВВО – 45.6°).

Теоретическая модель

Для построения теоретической модели распространения квазибездифракционных БСП, а также их параметрического и нелинейного преобразования в анизотропных кристаллах необходимо корректное описание БСП, поляризация которых соответствует обыкновенным и необыкновенным волнам [1]. При этом, вследствие конической структуры спектра пространственных частот БСП возникает уникальная возможность его совмещения с конусом направлений фазового синхронизма в кристалле. При этом вследствие относительно большой величины угла синхронизма должна учитываться векторная природа БСП [2].

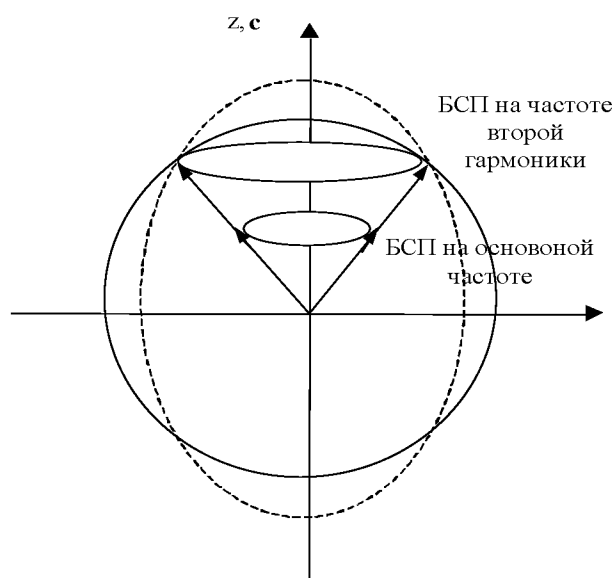


Рис.1. Геометрия процесса ГВГ при совпадении конуса волновых векторов БСП и конуса направлений синхронизма в одноосном кристалле.

Поляризация БСП в одноосном кристалле.

Ранее было показано, что уравнения Максвелла для одноосного кристалла имеют два решения, соответствующие обыкновенной и необыкновенной плоским волнам в теории одноосных кристаллов (бесселевы пучки o - и e - типа) [1]. Компоненты векторов напряженности электрического поля выражаются через функции Бесселя первого рода m -го порядка $J_m(q\rho)$ и их производные следующим образом:

$$E_{o\rho} = i \frac{m}{q\rho} J_m(q\rho), \quad E_{o\varphi} = -J'_m(q\rho), \quad E_{oz} = 0 \quad (1)$$

для обыкновенного пучка и

$$E_{e\rho} = i \cos(\gamma_e) J'_m(q\rho), \quad E_{e\varphi} = -\cos(\gamma_e) \frac{m}{q\rho} J_m(q\rho), \quad E_{ez} = \sin(\gamma_e) \frac{\varepsilon_o}{\varepsilon_e} J_m(q\rho) \quad (2)$$

для необыкновенного пучка. При этом поперечные составляющие векторов поляризации o - и e - бесселевых пучков могут быть представлены в виде

$$\mathbf{E}_{\perp o}(m) = \left(\mathbf{e}_\varphi J_{m+1}(q\rho) + i(\mathbf{e}_\rho + i\mathbf{e}_\varphi) \frac{m}{q\rho} J_m(q\rho) \right) \exp[i(k_{oz}z + m\varphi)], \quad (3)$$

$$\mathbf{E}_{\perp e}(m) = -i \cos(\gamma_e) \left(\mathbf{e}_\rho J_{m+1}(q\rho) - (\mathbf{e}_\rho + i\mathbf{e}_\varphi) \frac{m}{q\rho} J_m(q\rho) \right) \exp[i(k_{ez}z + m\varphi)] \quad (4)$$

Для БСП o - и e - типов, продольные компоненты волновых векторов равны соответственно $k_{oz} = k_0 n_o \cos(\gamma_o)$, $k_{ez} = k_0 n_e(\gamma_e) \cos(\gamma_e)$. Как видно из (3), вектор поляризации электрического поля бесселева пучка o -типа имеет φ -компоненту, аналогично случаю плоской волны обыкновенной поляризации и, кроме того, циркулярно поляризованную компоненту, которая отлична от нуля только для бесселевых пучков высших порядков (рис.2а). Аналогичное состояние поляризации реализуется и для бесселева пучка e -типа (4), (рис.2б).

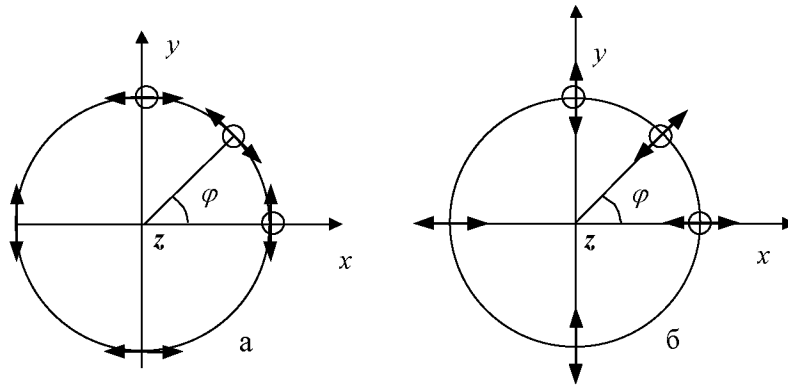


Рис.2. Ориентация векторов поляризации БСП в одноосном кристалле в зависимости от азимутальной координаты φ для обыкновенной (а) и необыкновенной (б) волн. Оптическая ось направлена вдоль оси z .

Генерация второй гармоники.

а) *oe*-е синхронизм, кристалл класса C_6 .

Рассмотрим схему ГВГ (рис.1.), когда падающий БСП нулевого порядка основной частоты имеет циркулярную поляризацию $\mathbf{E}_{r,1}(\rho, \varphi, z) \sim \mathbf{e}_+ J_0(q\rho) \exp[i k_z z]$. В этом случае он возбуждает в кристалле равные по мощности *o*- и *e*-поляризованные БП. Поперечные составляющие вектора напряженности электрического поля данных пучков описываются выражением:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{1o} &\sim A_o \{ J_0(q\rho) \mathbf{e}_+ + J_2(q\rho) \mathbf{e}_- \exp[2i\varphi] \}, \\ \mathbf{E}_{1e} &\sim A_e \cos(\gamma_e) \{ J_0(q\rho) \mathbf{e}_+ - J_2(q\rho) \mathbf{e}_- \exp[2i\varphi] \}. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь $\mathbf{e}_\pm = (\mathbf{e}_1 \pm \mathbf{e}_2) / \sqrt{2}$ – орты правой и левой циркулярной поляризации.

Нелинейная поляризация на основной частоте и частоте второй гармоники была рассчитана для взаимодействия типа *oe*- *e* на примере кристаллов класса C_6 . Вектор нелинейной поляризации на удвоенной частоте равен:

$$\mathbf{P}_2(\rho, \varphi, z) = A_{1o}(z) A_{1e}(z) \mathbf{f}_2(\rho, \varphi) \exp[i(k_{oz} + k_{ez})z], \quad (6)$$

$$\text{где } \mathbf{f}_2 \sim d \sin(\gamma_e) J_1(q_1 \rho) \{ \mathbf{e}_+ J_0(q_1 \rho) \exp[i(\varphi - \varphi_0)] - \mathbf{e}_- J_2(q_1 \rho) \exp[i(3\varphi + \varphi_0)] \}, \quad (7)$$

$$d = \sqrt{d_{14}^2 + d_{15}^2}, \quad \text{tg}(\varphi_0) = d_{15} / d_{14}.$$

Как следует из (7), переход от плоских волн к векторным БСП дополнительно вовлекает в процесс ГВГ компоненту НЛ восприимчивости d_{15} . Её появление обусловлено отличной от нуля азимутальной компонентой напряжённости электрического поля *TE* – бесселева пучка и отсутствующей у необыкновенной плоской волны. Данная особенность БСП открывает в принципе перспективу повышения эффективности трёхволновых взаимодействий за счёт использования максимальных по величине НЛ коэффициентов.

Из (7) следует, что поле второй гармоники будет иметь вид

$$\mathbf{E}_2 \sim A_2(z) \cos(\gamma_e) \{ \mathbf{e}_+ J_1(q_2 \rho) \exp[i\varphi] - \mathbf{e}_- J_3(q_2 \rho) \exp[3i\varphi] \}. \quad (8)$$

Далее обычным способом можно получить следующее уравнение для медленно меняющейся амплитуды $A_2(z)$:

$$\frac{\partial A_2(z)}{\partial z} = i A_{1o} A_{1e} [g_{21}(q_2) + g_{22}(q_2)] \exp(-i \Delta k_z z), \quad (9)$$

$$\text{где } \Delta k_z z = k_{2z} - k_{oz} - k_{ez}.$$

Интегралы перекрытия взаимодействующих полей, характеризующие эффективность преобразования, описываются следующими выражениями:

$$g_{21}(q_2) \sim d \exp(-i\varphi_0) \int_0^R J_0(q_1 \rho) J_1(q_1 \rho) J_1(q_2 \rho) \rho d\rho, \quad (10)$$

$$g_{22}(q_2) \sim d \exp(i\varphi_0) \int_0^R J_1(q_1 \rho) J_2(q_1 \rho) J_3(q_2 \rho) \rho d\rho. \quad (11)$$

Таким образом, из сравнения полей основной частоты и второй гармоники следует, что имеют место два последовательных этапа преобразования порядка бесселевой функции (рис.3.):

- 1) $J_0(\omega) \mathbf{e}_+ \rightarrow J_0(\omega) \mathbf{e}_+ + J_2(\omega) \mathbf{e}_-$ – линейное преобразование,
- 2) $J_0(\omega) \mathbf{e}_+ + J_2(\omega) \mathbf{e}_- \rightarrow J_1(2\omega) \mathbf{e}_+ + J_3(2\omega) \mathbf{e}_-$ – нелинейное преобразование.

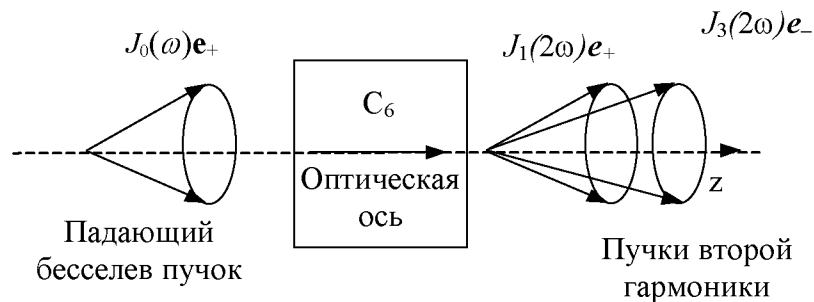


Рис.3. Трансформация порядка бесселевой функции при $oe-e$ взаимодействии векторных бесселевых пучков в одноосном кристалле C_6 -симметрии.

б) $oo-e$ синхронизм, кристалл класса C_6 . В этом случае осуществляется трансформация порядка бесселевой функции вида

$$J_0(\omega) \mathbf{e}_+ \rightarrow J_2(2\omega) \mathbf{e}_+. \quad (13)$$

в) $oo-e$ синхронизм, кристаллы класса C_{3m} (рис.4.). При данном взаимодействии имеет место следующее преобразование:

$$J_0(\omega) \mathbf{e}_+ \rightarrow J_0(2\omega) \mathbf{e}_- + J_4(2\omega) \mathbf{e}_+. \quad (14)$$

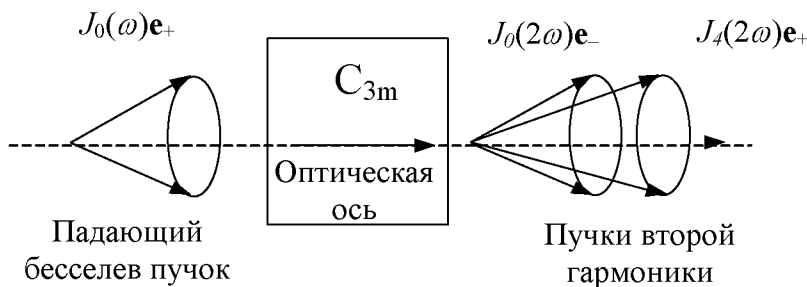


Рис.4. Трансформация порядка бесселевой функции при $oo-e$ взаимодействии векторных бесселевых пучков в одноосном кристалле C_{3m} -симметрии.

д) $o-ee$ взаимодействие, кристаллы класса C_{3m} .

$$J_0(\omega) \mathbf{e}_+ \rightarrow [J_0(2\omega) + J_3(2\omega)] \mathbf{e}_- + [J_1(2\omega) + J_4(2\omega)] \mathbf{e}_+. \quad (15)$$

Эксперимент

Для ГВГ в кристалле ВВО угол синхронизма $\theta = 22.8^\circ$ для $\lambda_{\text{осн}}=1064$ нм и $\lambda_{\text{ГВГ}}=532$ нм, т.е. угол конусности БСП в кристалле должен быть равен 45.6° . Получение таких пучков с помощью преломляющих оптических элементов осложняется близостью величины угла падения лучей на преломляющую грань к углу полного внутреннего отражения. Поэтому БСП основной частоты формировался специальным коническим отражательным элементом (Рис.5).

На Рис.6а,б показан результат эксперимента по удвоению частоты БСП с углом конусности 45.6° по описанной выше схеме на основе одноосного кристалла ВВО с ортогональным его оптической оси срезом.

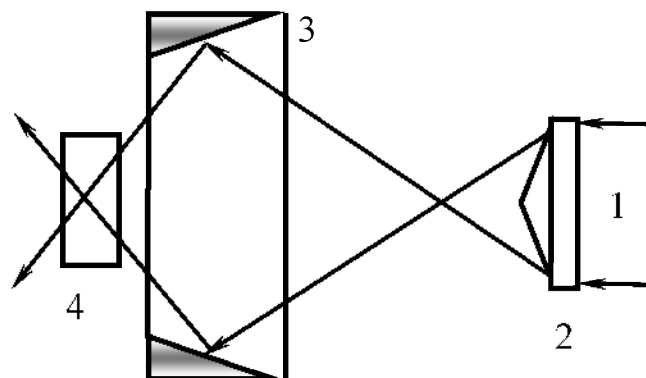


Рис.5. Схема эксперимента: 1 – исходный гауссов световой пучок ($\lambda = 1064$ нм), 2 – аксикон, 3 – конический отражательный элемент, 4 – кристалл ВВО.

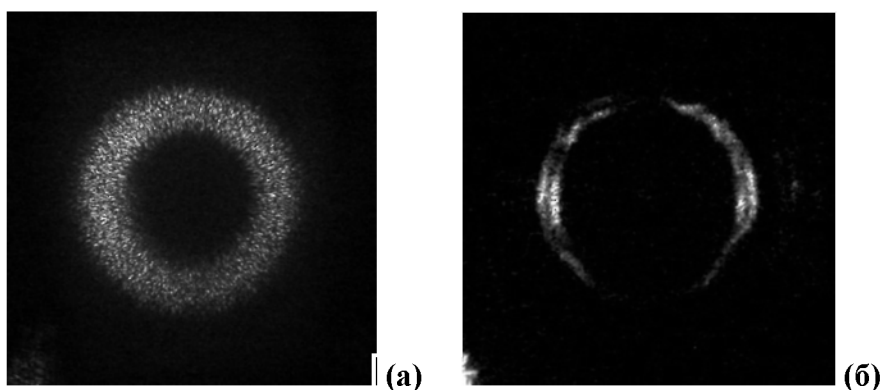


Рис.6. Результат генерации второй гармоники БСП с полууглом конусности 22.8° в кристалле ВВО: (а) – исходный БСП основной частоты; (б) – БСП второй гармоники.

Данная схема позволяет более эффективно использовать объем кристалла, если расположить его вне области схождения БСП. Это дает возможность значительно увеличить интенсивность БСП основной частоты, которая равномерно распределяется по кольцевидной области (Рис.5а), и, как следствие, эффективность нелинейно-частотного преобразования.

Работа выполнена при поддержке МНТЦ (проект В-898).

Литература

1. Н.А.Хило, Е.С.Петрова, А.А.Рыжевич, Квантовая электроника, **31**, №1, 89, (2001).
2. N.A.Khilo, E.S.Petrova, V.N.Belyi, E.G.Kantrani, A.A.Ryzhevich, P.A.Khilo, International Quantum Electronics Conference, IQEC 2002: Technical Digest. 142, Moscow, 2002.

ПЕРЕДАТОЧНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕИЗОПЛАНАТИЧЕСКИХ ИЗОБРАЖАЮЩИХ СИСТЕМ

Захаров И.Л.

*Институт технологии металлов НАН Беларуси, Б.-Бирули 11, 212030, Могилев,
zakharov@ieee.org*

1. Введение

Основу современных оптико-электронных систем наблюдения сегодня составляет матричный фотоприемник (МФ). Такая система является неизопланатической (т.е. функция размытия точки (ФРТ) системы зависит от сдвига координат) [1]. Этот факт не позволяет корректно использовать хорошо разработанную теорию изопланатических систем для оценки качества и сравнительного анализа современных матричных систем. В данной работе выделены два основных подхода для оценки неизопланатических систем.

Первый подход, широко используемый, для определения изображающих характеристик неизопланатических систем, основан на обобщении изопланатических передаточных характеристик, таких как, функция передачи модуляции (ФПМ), функция передачи фазы и т.д. Такой подход широко применяется для проектирования оптико-электронных систем на базе МФ [2]. Также для оценки качества изображающих свойств оптико-электронной системы на основе МФ может применяться критерий Джонсона для оценки визуального восприятия неизопланатических изображений [3]. Однако при использовании методов теории для изопланатических систем существуют принципиальные трудности, связанные с пределом Найквиста для МФ [2].

Другой метод оценки качества неизопланатических систем основан на определении характеристик системы регистрирующей данные для последующего восстановления объекта. Такими характеристиками системы может являться количество информации по Шеннону связанное с разложением искомого объекта по базисным функциям [4, 5]. Причем количество информации может быть пересчитано в эквивалентную функцию передачи модуляции [6]. Такой метод оценки выгодно отличается от первого подхода, поскольку позволяет оценивать совместно несколько систем регистрации одного и того же объекта (даже в разных спектральных диапазонах) [7], либо оценивать информацию для многократной регистрации объекта в условиях меняющегося освещения [8]. Кроме этого при использовании такого метода оценки исчезают сложности оценки на частотах выше предела Найквиста.

2. Визуальные характеристики оценки качества неизопланатических систем

Как было сказано выше, теория, используемая для характеристики изопланатических систем, не может быть напрямую использована для оценки качества системы на основе МФ. Однако имеется ряд способов определить ФПМ матричного фотоприемника как изопланатическую. Это возможно, например, для максимальной ФПМ [1], либо для усредненного по всевозможным ориентациям и сдвигам синусоидально модулированного тест-объекта, за счет обработки изображения которого находят усредненную ФПМ [9].

Рассмотрим метод Джонсона для характеристики визуального восприятия изображения, регистрируемого оптико-электронной системой в зависимости от параметров МФ. Восприятие реального объекта и возможность его классификации зависит от характеристик наблюдателя. На основе статистической обработки результатов большого числа экспериментов Джонсоном [3] была установлена связь шкалы восприятия с предельным разрешением штриховой миры (рис. 1). При этом предельное разрешение миры сравнивалось с наблюдаемым минимальным размером объектов по порогу обнаружения, определения ориентации и формы, различия (классификация объекта) и опознавания (идентификация). Ширина миры l_{min} считается равной минимальному размеру объекта, а l соответствует размеру объекта в направлении, перпендикулярном минимальному. Критерием разрешения мир с вероятностью 50% полагалось отношение сигнал шум, равное 3.

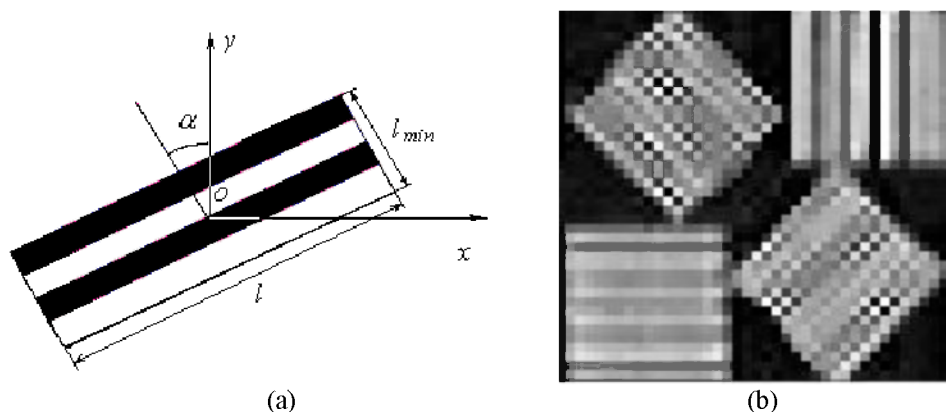


Рис. 1. Штриховая мира с двумя периодами (а). Изображение штриховых мир, зарегистрированных системой на основе МФ (б)

Сравнивались отношение сигнал-шум и его среднеквадратическое отклонение (СКО) для различных уровней восприятия изображения, зарегистрированного матричными фотоприемниками, имеющими квадратную, "технологическую" (форму, соответствующую реальному элементу МФ) и круглую формы светочувствительной части элемента. Периоды МФ в горизонтальном и вертикальном направлениях полагались одинаковыми и равными 8 мкм. Зависимость отношения сигнал-шум от фактора заполнения (при 60, 30 и 15% факторах) проводилось для МФ, имеющих квадратную форму. Значения отношения

сигнал-шум и среднеквадратическое отклонение усреднялись по всевозможным направлениям мира α (рис.1 (а)) и сдвигам в силу равной вероятности всех направлений и местоположений объекта. Обнаружение объекта соответствует первой ступени восприятия изображения и происходит при разрешении одного периода мира в минимальном размере. Нетрудно заметить, что отношение сигнал-шум будет максимальным до тех пор, пока ширина светлой полосы мира будет больше двух периодов МФ. В том случае, если она станет меньше этого значения, возможен случай, когда объект вовсе не обнаружится, либо будет представлять собой один-два светящихся элемента матричного фотоприемника. Это по своему проявлению сходно с такой разновидностью шума МФ как "горячие пиксели".

Результаты численного моделирования показывают (рис. 2), что наибольшее усредненное значение отношения сигнал-шум для определения ориентации объекта в пространстве (рис. 2а) достигается в случае его регистрации МФ с элементами круглой и квадратной форм, при этом выигрыш по сравнению с МФ, имеющим элементы технологической формы достигает 20-30%. Влияние формы элемента на значение сигнал-шум и среднеквадратическую ошибку для порогов распознавания (рис. 2б) и идентификации объекта (рис. 2с) значительнее и составляет до 100%. Типичное поведение СКО отношения сигнал-шум для разных порогов восприятия в зависимости от геометрической формы светочувствительных элементов показано на примере идентификации на рис. 2д.

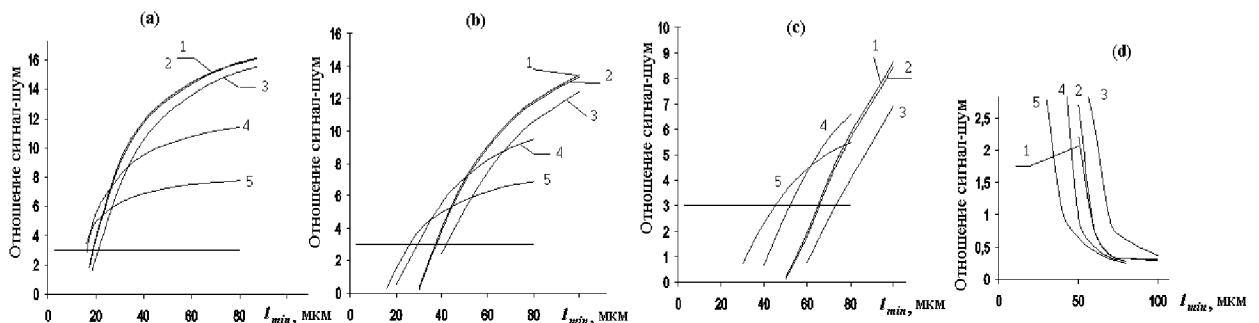


Рис. 2. Результаты численного моделирования: (а), (b), (с) - усредненное по пространству отношение сигнал-шум для соответствующих уровней восприятия - определение ориентации и формы объекта, различия и распознавания; (d) - усредненная СКО для идентификации. Кривые 1 - относятся к МФ с круглой формой светочувствительных элементов, 2 - с квадратной, 3 - с "технологической", 4 - для МФ с фактором заполнения 30%, 5 - с 15%.

2. Использование информационной характеристики для оценки неизопланатических систем

Качество изопланатической изображающей системы можно оценить при помощи связи теории информации Шеннона с винеровским методом восстановления по минимуму среднеквадратической ошибкой (СКО) [4]. Здесь была предложена информационная оценка изопланатических оптических систем, названная пропускной способностью систе-

мы или количеством информации в изображении, которая может быть использована для оценки качества изопланатической оптической системы с учетом возможностей численного улучшения зарегистрированных изображений.

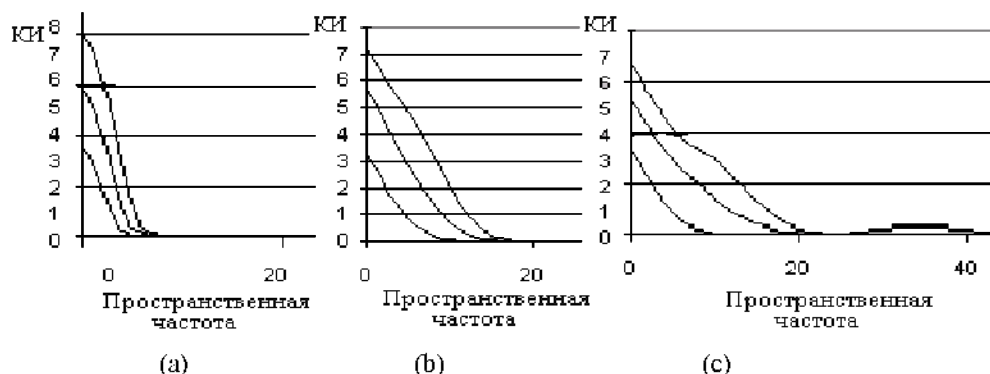


Рис 3. Зависимость количества информации (КИ) для процесса восстановления от ФРТ для случаев сильного (а), среднего (b) и незначительного размытия (с): Верхние графики на каждом рисунке соответствуют 100 изображениям, средние 10, нижние – одному.

Такой подход позволяет оптимизировать разрабатываемую систему для регистрации изображения с наилучшим результатом восстановления изображений для зрительного восприятия [10]. При использовании информационной оценки для оптико-электронной системы на основе МФ мы должны учитывать существенную зависимость результата восстановления методом Винера от предела Найквиста в пространственных частотах [10].

Недостатки расчета СКО восстановления можно преодолеть при помощи линейного метода восстановления [5]. Данный метод может быть использован для неизопланатических изображающих систем, причем даже в случаях, когда для восстановления используются неравномерные отсчеты [11]. Важной особенностью применения такого подхода является также возможность восстановления сразу по нескольким изображениям. Причем, как показывают эксперименты [8], объект может быть восстановлен по изображениям, отличающимся физическими условиями формирования, которые могут иметь, например, изменяющиеся условия освещения, либо использовать различный спектральный диапазон излучения, смаз, вызванный неравномерным криволинейным сдвигом за время экспозиции исследуемого объекта и т.д.

Значительным преимуществом информационно-теоретического подхода является возможность определения общего количества информации сразу для нескольких изображающих систем, регистрирующих один и тот же объект, либо для многократной регистрации объекта при различных условиях его освещения [7]. Общее количество информации, рассчитанное для процесса регистрации нескольких изображений, либо несколькими системами наблюдения позволяет оценить зависимость качества восстановления от параметров системы, ФРТ среды, освещенности. Также, использование информационной ха-

рактические характеристики позволяют теоретически оценить возможности использования метода сверхразрешающего восстановления из последовательности зашумленных и размытых изображений в зависимости от различных параметров (рис.3). На рис.4 приводятся иллюстрации численного моделирования и физических экспериментов.

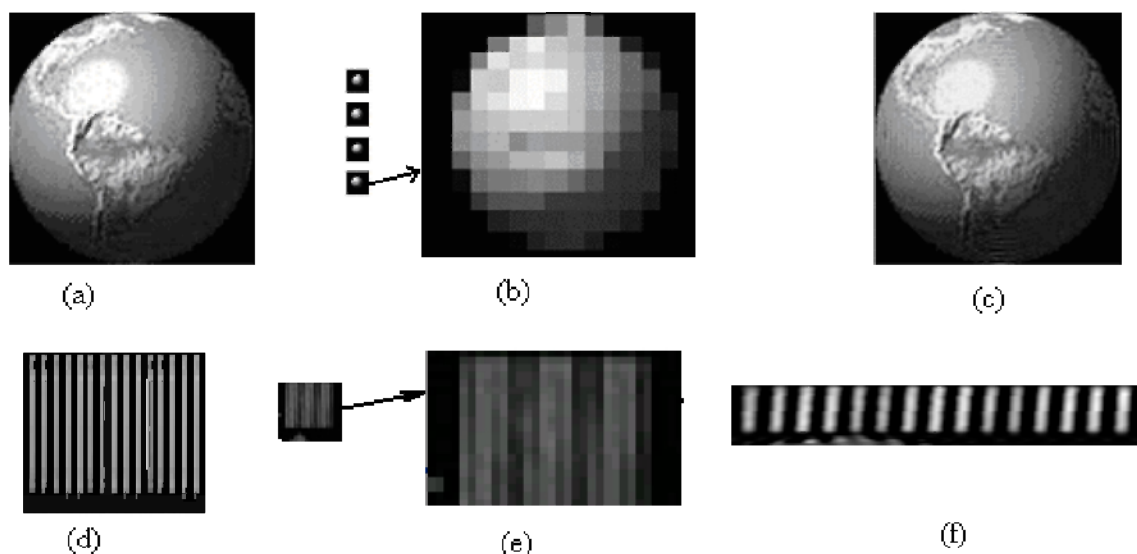


Рис.4 Результаты численного моделирования (верхняя строчка) и экспериментов (нижняя строчка). Начальное изображение (а), (d); изображения с низким разрешением (b), (e); (c), (f) - восстановленный объект.

4. Благодарности

Работа была выполнена при поддержке гранта для аспирантов, соискателей и докторантов НАН Беларуси «Передаточные характеристики неизопланатических изображающих систем».

Литература

- [1] A.H. Lettington, Q.H. Hong, *Infrared Physics*, 34, 1, pp. 109-114, 1993
- [2] G. Holst. *Electro-Optical Imaging System Performance*, J C D Pub, 2000.
- [3] E.P. Zege, A.P. Ivanov. I.L.Katsev, Springer-Verlag Berlin, Heidelberg New York, 349pp. 1991.
- [4] P.V. Fellgett, E.H. Linfoot., *Phil. Trans. Of the Royal Society of London, Ser. Math. and Phys. Sciences*. No 931. Vol.247, pp. 369-407, 1955.
- [5] Д.В. Довнар, К.Г. Предко, *Журн. выч. матем. и математич. физики*. 1986. **26**. №7. С.981-993.
- [6] Д.В. Довнар, К.Г. Предко, И.В. Черных, *ОМП*, №11, С.29-34, 1991.
- [7] D. Dovnar, Y. Lebedinsky, I. Zakharov, in. *Proc. IEEE Benelux Signal Processing*, KU Leuven, Belgium, 21-22 March, P. 89-92, 2002.
- [8] I. Zakharov, D. Dovnar, Y. Lebedinsky, *In Proc. of IEEE International Conference on Image Processing, Barcelona*, Spain, September 14-17, 2003, **II**, pp. 315-318.
- [9] И.Л. Захаров, Ю.А. Лебединский, *Вести НАН Беларуси сер. физ.-мат. наук*. №3. С. 72-78. 2002г.
- [10] Huck F.O., Fales C.L., Alter-Gartenberg R., Park S.K, Rahman Z., "Information-theoretic assessment of sampled imaging system", *Optical Engineering* 38, 5, 742-762, 1999.
- [11] Д.В. Довнар, К.Г. Предко, *Автометрия*, №3, 36-41, 1999.

О ПОЛУЧЕНИИ НОВЫХ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ, СОДЕРЖАЩИХ ДИФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ ГРУППИРОВКИ В БОКОВОЙ ЦЕПИ

В.Н. Ковганко, Н.Н. Ковганко

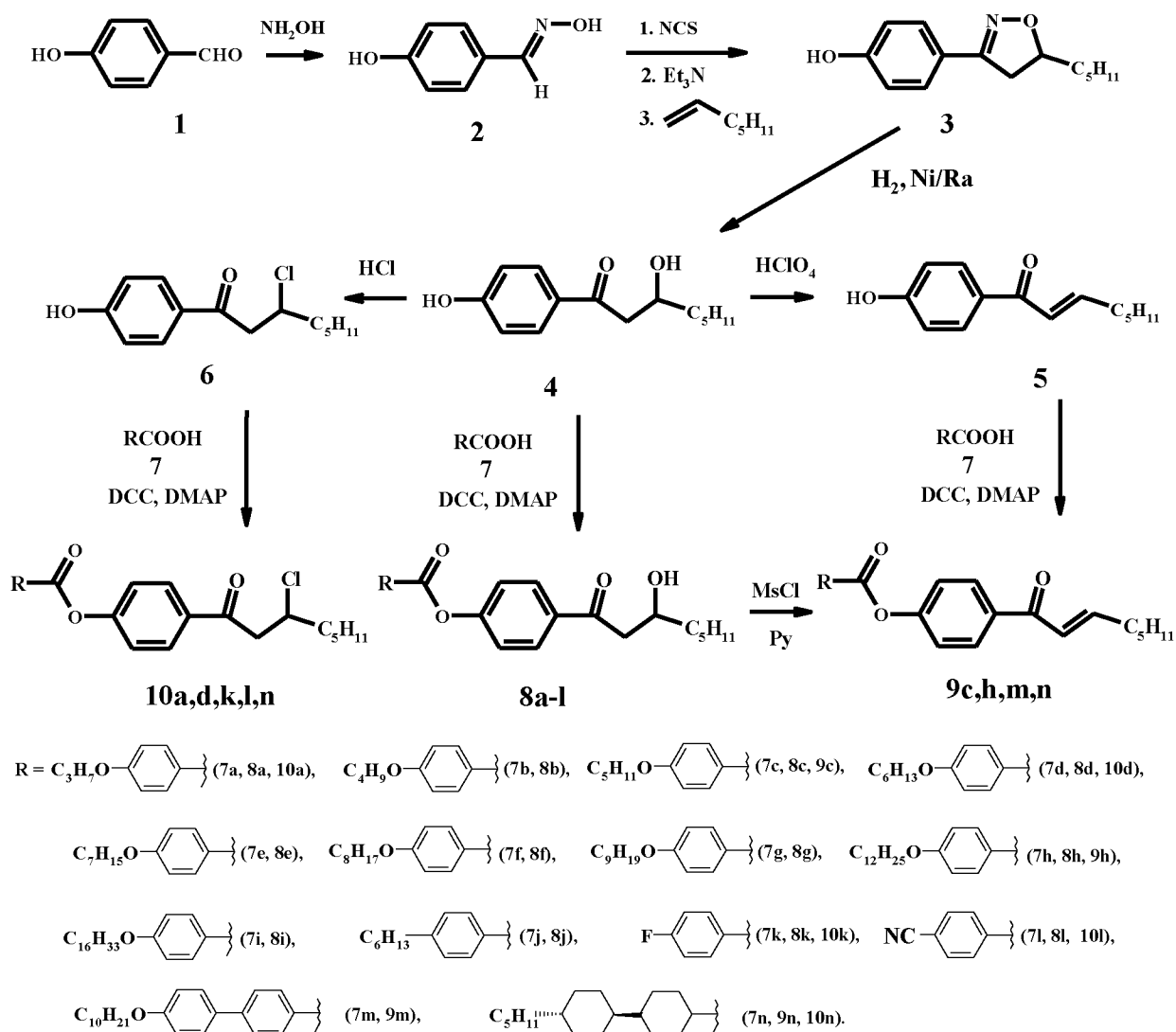
Научно-исследовательское учреждение "Институт прикладных физических проблем им. А.Н. Севченко" БГУ, ул. Курчатова, 7, 220064 Минск, Беларусь, kauhanka@bsu.by

Известно, что раскрытие гетероцикла в замещенных 2-изоксазолинах широко используется для синтеза различных дифункциональных соединений [1, 2]. Так, например, могут быть получены β -гидроксикетоны, α,β -непредельные кетоны и аминоспирты [1, 2]. Нами предположено, что подобного рода трансформации подходящих 2-изоксазолинов можно применить для получения новых жидкокристаллических соединений с функционально модифицированной боковой цепью. Следует отметить, что до настоящего времени в литературе известно только одно сообщение, посвященное синтезу жидкокристаллических веществ с β -гидроксикетонной группировкой в боковой цепи [3].

Одна из предложенных ранее схем синтеза [4] жидкокристаллических соединений на основе 2-изоксазолинов включает превращение исходного 4-гидроксибензальдегида **1** в оксим **2**, из которого затем получен соответствующий нитрилоксид при последовательном действии *N*-хлорсукцинимидом и триэтиламина. Дальнейшей реакцией 1,3-диполярного циклоприсоединения данного нитрилоксида с гептен-1 получен 2-изоксазолин **3**. Далее гидрированием 2-изоксазолина **3** в присутствии борной кислоты над никелем Ренея с выходом 76% нами получен β -гидроксикетон **4**. Дегидратацией данного соединения под действием хлорной кислоты в диоксане с выходом 65% получен α,β -непредельный кетон **5**. При реакции β -гидроксикетона **4** с концентрированной соляной кислотой с выходом 70% синтезирован β -хлоркетон **6**.

Для дальнейшего синтеза новых жидкокристаллических соединений с функционально модифицированной боковой цепью на основе полученных фенолов **4-6** нами использована реакция этерификации соответствующими карбоновыми кислотами **7a-n**. В результате с выходами 60-93% получены сложные эфиры **8-10**.

Также исходя из β -гидроксикетона **4** нами осуществлен синтез сложных эфиров типа **9** альтернативным методом. Его суть заключается в обратном порядке стадий этерификации и дегидратации. Так взаимодействием соединения **4** с 4-додецилоксибензойной кислотой **7h** нами получен сложный эфир **8h**. Последующей реакцией бензоата **8h** с метансульфохлоридом в пиридине с выходом около 60% синтезирован сложный эфир **9h**.



Мезоморфные свойства синтезированных соединений приведены в таблице. Соединения **8-10** с β -гидроксикетонной, β -хлоркетонной и α,β -еноновой группировками, в основном, образуют смектическую фазу. При этом нами отмечено, что способность образовывать мезофазу и температурный интервал ее существования связаны с характером функциональных групп в боковой цепи.

Среди полученных нами сложных эфиров **8a-l**, молекулы которых содержат β -гидроксикетонную группировку в боковой цепи, 9 соединений обладают мезоморфными свойствами. Так можно указать, что сложный эфир **8a**, молекула которого содержит 4-пропоксибензоатную группировку, жидкокристаллической фазы не образует. Бутилоксибензоат **8b** образует только монотропную смектическую А фазу в интервале 6.5°C . Это указывает на то, что в случае эфиров **8a,b** длина алкоксильного радикала недостаточна для образования и стабилизации термотропного жидкокристаллического состояния. Гомологичные соединения **8c-h** обладают термотропной смектической С фазой, которая при

дальнейшем нагревании переходит в смектическую А фазу. Увеличение длины алкоксильного радикала при переходе от эфира **8c** к эфиру **8f** увеличивает межмолекулярное взаимодействие между алкильными концами жидкокристаллических соединений и тем самым стабилизирует более упорядоченную С фазу. Это объясняет увеличение интервала существования смектической С фазы у сложных эфиров **8c-f** от 10.5°C для соединения **8c** до 30.5°C в случае соединения **8f**. При этом интервал существования смектической А фазы для соединений **8c-g** составляет 1-2.5°C. Дальнейшее увеличение длины алкоксильного радикала увеличивает подвижность алкильных концов жидкокристаллических соединений. Это приводит к уменьшению термостабильности смектической С фазы у бензоатов **8g,h** до 19.5°C и 16°C соответственно и увеличению интервала существования менее упорядоченной смектической фазы А у соединения **8h** до 5.5°C. При увеличении числа атомов углерода в алкоксильном радикале до 16 у бензоата **8i** образуется только термотропная смектическая А фаза в температурном интервале 20°C. Влияние β-гидроксикетонной группировки на мезоморфные свойства 4-алкоксибензоатов **8** можно заметить при сопоставлении интервалов температур фазовых переходов этих соединений с интервалом описанных ранее 4-алкоксибензоатов 1-(4-гидроксифенил)-октан-1-она [6], которые отличаются от полученных нами отсутствием спиртовой гидроксигруппы в алкильной цепи молекулы. Введение β-гидроксикетонной группировки увеличивает интервал существования термотропной смектической мезофазы эфиров **8b-f,h**. Кроме того, описанные ранее сложные эфиры образуют только менее упорядоченную смектическую А мезофазу [6].

Сложный эфир **8j** мезофазы не образует. Это может быть объяснено ослаблением межмолекулярного взаимодействия при замене алкоксильного радикала в боковой цепи на алкильный. Следует отметить, что введение полярных групп в терминальную часть молекулы соединений **8k,l** также приводит к исчезновению жидкокристаллических свойств.

Соединения **9c,h**, содержащие еноновую группировку в боковой цепи, не обладают жидкокристаллическими свойствами. Хотя амилоксибензиловый и додецилоксибензиловый эфиры соединения **4** обладают смектической мезофазой в довольно широком интервале. Дегидратация и переход к соединениям с еноновой группировкой в боковой цепи ослабляет полярное межмолекулярное взаимодействие. Это, вероятнее всего, и приводит к тому, что в двухкольчатых алкоксибензоатах **9c,h** отсутствует мезофаза. Этерификация фенола **5** замещенными бифенил- и бициклогексилкарбоновыми кислотами приводит к трехкольчатым сложным эфирам **9m** и **9n**. Соединение **9m** обладает смектической жидкокристаллической мезофазой С в интервале 80.5°C, а соединение **9n** кроме смектической фазы С в интервале 85°C обладает менее упорядоченной смектической фазой А в интерва-

ле 8°C. Таким образом, у сложных эфиров с еноновой группировкой в боковой цепи типа **9** образование мезофаз происходит при переходе от двухкольчатых соединений к трехкольчатым. Однако вместе со стабилизацией и расширением интервала существования мезофазы в трехкольчатых жидких кристаллах возрастают температуры плавления.

Таблица. Температуры фазовых переходов синтезированных соединений*

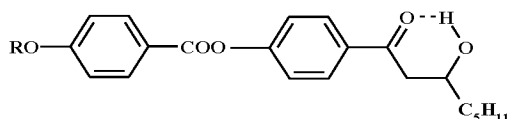
Соединение	Температура плавления, °С	Смектическая фаза	Температура перехода, °С	Нематическая фаза	Температура просветления, °С
Соединения с β-гидроксикетонной группировкой в боковой цепи					
8a	126-126.5	–	–	–	–
8b	(112)	● <i>SmA</i>	–	–	118.5
8c	108	● <i>SmC</i> 118.5 <i>SmA</i>	–	–	119.5
8d	106	● <i>SmC</i> 122.5 <i>SmA</i>	–	–	124.5
8e	103	● <i>SmC</i> 124 <i>SmA</i>	–	–	126
8f	98	● <i>SmC</i> 128.5 <i>SmA</i>	–	–	130
8g	107	● <i>SmC</i> 126.5 <i>SmA</i>	–	–	127.5
8h	108	● <i>SmC</i> 124 <i>SmA</i>	–	–	129.5
8i	104	● <i>SmA</i>	–	–	124
8j	104-104.5	–	–	–	–
8k	129-130	–	–	–	–
8l	123-124	–	–	–	–
Соединения с α,β-еноновой группировкой в боковой цепи					
9c	90.5-91	–	–	–	–
9h	107-107.5	–	–	–	–
9m	125	● <i>SmC</i>	–	–	205.5
9n	98	● <i>SmC</i> 183 <i>SmA</i>	–	–	191
Соединения с β-хлоркетонной группировкой в боковой цепи					
10a	(77)	● <i>SmA</i>	–	–	85
10d	86	● <i>SmB</i> 92.5 <i>SmA</i>	–	–	94
10k	93-94	–	–	–	–
10l	95-96	–	–	–	–
10n	156	● <i>SmC</i> 171 <i>SmA</i>	174	●	179 (разл.)

*В скобках приведены температуры монотропных переходов

Среди соединений с β-хлоркетонной группировкой в боковой цепи пропоксibenзоат **10a** обладает монотропной жидкокристаллической фазой А в интервале 3°C. У гомологичного гексилоксибензоата **10d** наблюдается стабилизация термотропных смектических мезофаз В в интервале 6.5°C и А в интервале 1.5°C. Таким образом, β-хлоркетоны **10a,d**, также как и сложные эфиры с β-гидроксикетонной группировкой в боковой цепи типа **8**

являются смектогенными соединениями, но характеризуются более узким температурным интервалом существования смектических фаз и более низкой температурой плавления. Это, вероятнее всего, связано с уменьшением полярного взаимодействия при переходе от соединений с β -гидроксикетонной группировкой в боковой цепи к соединениям с β -хлоркетонной группировкой. Также как и в случае соответствующих сложных эфиров **8k,l** соединения **10k,l** с полярными группами в терминальной части молекулы не обладают жидкокристаллическими свойствами. Сложный эфир **10n** кроме смектических мезофаз С и А обладает нематической жидкокристаллической фазой в интервале 5°C, чего не наблюдается в случае сложного эфира замещенной бициклогексанкарбоновой кислоты **9n** с еноновой группировкой в боковой цепи.

При сравнении жидкокристаллических свойств группы гомологичных двухкольчатых 4-алкоксибензоатов наблюдается уменьшение температурного интервала существования смектической фазы при переходе от соединений **8b-i** с β -гидроксикетонной группировкой в боковой цепи к сложным эфирам **10a,d** с β -хлоркетонной группировкой и полное исчезновение мезоморфных свойств у соединений **9c,h** с α,β -еноновой группировкой в боковой цепи. В случае эфиров с β -гидроксикетонной группировкой дополнительная стабилизация мезоморфного состояния может осуществляться за счет внутримолекулярной водородной связи. Это приводит к образованию дополнительного "квазицикла" в молекулах этих соединений.



В заключение следует отметить, что присутствие различных функциональных групп в молекулах синтезированных нами соединений позволяет использовать их при проведении дальнейших модификаций боковых цепей жидкокристаллических соединений.

Литература

1. Лахвич Ф. А., Королёва Е. В., Ахрем А. А., ХГС, № 4, 435 (1989).
2. Kanemasa S., Tsuge O., Heterocycles **30**, 719 (1990).
3. Kusumoto T., Sato K.-I., Ogino K., Hiyama T., Takehara S., Osawa M., Nakamura K., Liquid Crystals **14**, 727 (1993).
4. Безбородов В. С., Ковганко Н. Н., Лапаник В. И., Весці НАН Беларусі. Сер. хім. навук № 3, 76 (2003).
5. Handbook of Liquid Crystals. Vol. 1-3. Ed. Demus D., Goodby J. W., Gray G. W., Spiess H.-W., Vill V., Weinheim, 1998.
6. Liquid Crystals. In: Landolf-Börnstein. New Series/ Ed. O. Madelung. Group IV. Vol. 7b. Springer-Verlag. Berlin, u. a. 1992. p. 144.

НОВЫЕ 2-ИЗОКСАЗОЛИНСОДЕРЖАЩИЕ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ ВЕЩЕСТВА: СИНТЕЗ И МЕЗОМОРФНЫЕ СВОЙСТВА

Н.Н.Ковганко, В.Н.Ковганко

Научно-исследовательское учреждение "Институт прикладных физических проблем им. А.Н. Севченко" БГУ, ул. Курчатова, 7, 220064 Минск, Беларусь, kauhanka@bsu.by

В последнее время в качестве компонентов жидкокристаллических композиций все более широко используются органические соединения, содержащие в своей структуре пятичленные гетероциклы [1-3]. Именно к такого рода соединениям относятся производные 2-изоксазолина. Одним из наиболее практичных методов получения 2-изоксазолинов является реакция 1,3-диполярного циклоприсоединения нитрилоксидов к алкенам [4,5]. Нами осуществлен синтез новых 2-изоксазолинсодержащих жидкокристаллических соединений [6-11]. Мезоморфные характеристики синтезированных 2-изоксазолинов представлены в таблице. Из данных таблицы следует, что из 33 синтезированных соединений 25 обладают жидкокристаллическими свойствами. По своему химическому строению приведенные в ней соединения разделены нами на три группы. К первой, наиболее многочисленной, относятся 3-арил-5-алкилпроизводные 2-изоксазолина. Анализируя данные таблицы прежде всего можно отметить, что практически все представители данной группы характеризуются наличием мезоморфных свойств. Исключением являются соединение **2f**, у которого мезоморфных свойств не обнаружено. По-видимому, это связано с его высокой температурой плавления, при которой оно начинает разлагаться. Из данных таблицы следует, что большинство мезоморфных 2-изоксазолинов первой группы образуют смектическую фазу, в основном фазу *A*. Вероятнее всего это можно объяснить наличием у них сильного бокового межмолекулярного взаимодействия, приводящего к образованию соответствующей упорядоченной слоистой структуры. Соединения **1a**, **2c**, **2d** и **2i**, кроме смектической фазы, при повышенной температуре образуют также нематическую фазу. Как следует из данных таблицы, 3-арил-5-алкил-2-изоксазолины **2b** и **2h** образуют только одну нематическую фазу. Это, вероятнее всего, вызвано наличием в их структуре фрагмента 3-фтор-4-цианофенола, обладающего высоким дипольным моментом, способствующем нематогенности.

Известно [12], что нематическая жидкокристаллическая фаза обычно характерна для первых гомологов, у которых длина боковой алкильной цепи не превышает 4-5 атомов углерода. Дальнейшее увеличение количества атомов в алкильной цепи приводит к появлению смектической фазы и постепенному исчезновению нематической. Так увеличение

числа атомов углерода в алкоксидной цепочке до девяти приводит к появлению у соединения **1b** наряду со смектической фазой *A* также и смектической фазы *C*. В то же время соединение **1a**, в молекуле которого в алкоксидной цепи имеется 5 атомов углерода образует только смектическую фазу *A* и нематическую фазу. Интересным оказывается сравнение мезоморфных свойств соединений **2a** и **2g** с аналогичными характеристиками их оксааналогов **2c** и **2i**. Из данных таблицы следует, что замена метиленовой группы на атом кислорода приводит, во-первых, к увеличению термической стабильности смектической фазы *A* и, во-вторых, к появлению нематической фазы. По-видимому, это является следствием увеличения дипольного момента молекул **2c** и **2g** за счет замены метиленовой группы на атом кислорода.

В первой группе наиболее перспективными, на наш взгляд, для практического применения в качестве компонентов жидкокристаллических композиций являются 2-изоксазолины **1d** и **2b**. Первое соединение образует мезофазу в широком температурном интервале (89-222,5°C). Обращает на себя внимание, что данное вещество в интервале температур 89-149°C образует смектическую фазу *C*. Соединения, обладающие такими свойствами являются перспективными для создания ферроэлектрических жидкокристаллических дисплеев [12]. Вещество **2b** является чистым нематиком и, по этой причине, может быть использовано в большинстве жидкокристаллических дисплеев.

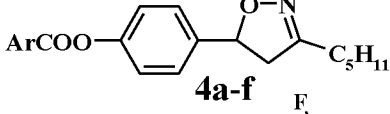
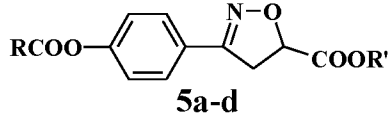
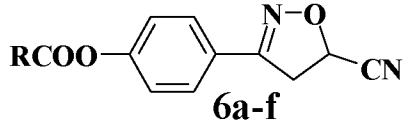
Ко второй группе отнесены 3-алкил-5-арил-2-изоксазолины, региомерные 2-изоксазолинам первой группы. Из десяти полученных соединений пять обладают жидкокристаллическими свойствами. Как правило, все мезоморфные вещества этой группы образуют смектическую фазу (в основном *A*). Только соединение **4d** оказалось чистым нематогеном. Из соединений этой группы наибольший практический интерес представляет 2-изоксазолин **4b**. Это вещество не является мезоморфным, однако, оно имеет низкую температуру плавления и может быть использовано в жидкокристаллических смесях в качестве изотропной добавки. Следует отметить, что производные 3-арил-5-алкил-2-изоксазолина **1a-d** и **2a-i** по сравнению с 3-алкил-5-арил-2-изоксазолинами **3a-d** и **4a-f** обладают более высокими температурами плавления и просветления.

По нашему мнению, основной причиной наличия хороших жидкокристаллических свойств у 3-арил-5-алкил-2-изоксазолинов и отсутствие их у 3-алкил-5-арил-2-изоксазолинов, является наличие у первых сильного сопряжения между ароматической π -системой бензольного кольца с $C=N$ -связью и неподеленной парой атома кислорода 2-изоксазолинового цикла. Это приводит к выпрямлению молекул в целом и к повышению жесткости их центральной части. С другой стороны, отсутствие такого сопряжения у соедине-

ний ряда 3-алкил-5-арил-2-изоксазолина приводит к искривлению формы молекул в месте соединения с атомом C-5 изоксазолинового цикла и, соответственно, к уменьшению жесткости центральной части.

Таблица. Температуры фазовых переходов синтезированных соединений*

Со-едине-ние	Температура плавления, °C	Смектическая фаза	Темпера-тура пе-рехода, °C	Немати-ческая фаза	Температура просветле-ния, °C
I. 3-Арил-5-алкил-2-изоксазолины					
<p>R = $C_5H_{11}O-C_6H_4-$, $C_9H_{19}O-C_6H_4-$, $C_5H_{11}-C_6H_10-$, $C_{10}H_{21}-C_6H_3(Cl)-C_6H_4-$</p> <p>1a, 1b, 1c, 1d</p>					
1a	137.5	• <i>SmA</i>	146.5	•	160
1b	118.4	• <i>SmC</i> 154 <i>SmA</i>	–	–	162.5
1c	123.5	• <i>SmA</i>	–	–	155
1d	89	• <i>SmC</i> 149 <i>SmA</i>	–	–	222.5
II. 3-Алкил-5-арил-2-изоксазолины					
<p>Alk = C_5H_{11} (2a-f), C_4H_9 (2g-i), Am* = (S)-2-метилбутил, Oct* = (S)-1-метилгептил</p> <p>Ar = Et-C_6H_4- (2a, 2g), NC-$C_6H_3(F)-C_6H_4-$ (2b, 2h), MeO-C_6H_4- (2c, 2i), $H_{11}C_5-C_6H_10-C_6H_4-$ (2d), Oct*OOC-C_6H_4- (2e), Am*OOC-$C_6H_4-C_6H_4-$ (2f)</p>					
2a	128	• <i>SmA</i>	–	–	154
2b**	92.5	–	–	•	129
2c	143	• <i>SmA</i>	159	•	178
2d	(127)	• <i>SmA</i>	(135.5)	•	147
2e	85	• <i>SmB</i>	–	–	126
2f	220-4 (разл.)	–	–	–	–
2g	132	• <i>SmA</i>	–	–	145
2h	107	–	–	•	138
2i	(132)	• <i>SmA</i>	153	•	179.5

3a	79.5	–	–	–	–
3b	(60.5)	• <i>SmA</i>	–	–	78
3c	(63)	• <i>SmA</i>	–	–	85.5
3d	67.5	• <i>SmB</i>	–	–	127.5
 <p>4a-f</p> <p>Ar = Et-C₆H₄- (4a), NC-C₆H₃(F)- (4b), MeO-C₆H₄- (4c), H₁₁C₅-C₆H₁₀-C₆H₄- (4d), Oct*OOC-C₆H₄-C₆H₄- (4e), H₁₇C₈-C₆H₄- (4f).</p>					
4a	101	–	–	–	–
4b	53	–	–	–	–
4c	108	–	–	–	–
4d	124	–	–	•	153
4e	(124)	• <i>SmA</i>	–	–	136
4f	142	–	–	–	–
III. Производные 2-изоксазолин-3-арил-5-карбоновой кислоты					
 <p>5a-d</p> <p>R' = Am* - (S)-2-метилбутил (5a,b), Oct* - (S)-1-метилгептил (5c,d)</p> <p>R = C₉H₁₉O-C₆H₄- (5a, 5c), C₁₀H₁₁-C₆H₃(Cl)-C₆H₄- (5b, 5d).</p>					
5a	50	• <i>SmC</i> 81.5 <i>SmA</i>	–	–	87.5
5b	87	• <i>SmC</i> 116 <i>SmA</i>	–	–	153
5c	48.5	• <i>SmA</i>	–	–	68
5d	(52)	• <i>SmB</i> (84) <i>SmA</i>	–	–	124
 <p>6a-f</p> <p>R = C₉H₁₉O-C₆H₄- (6a), C₈H₁₇O-C₆H₄- (6b), CH₃ (6c), C₅H₁₁-C₆H₁₀-C₆H₄- (6d), C₇H₁₅-C₆H₄- (6e), C₈H₁₇-C₆H₄- (6f)</p>					
6a	(87)	• <i>SmA</i>	–	–	136.5
6b	(86)	• <i>SmA</i>	–	–	132
6c	137.5	–	–	–	–
6d	107	• <i>SmA</i>	–	–	121
6e	121	–	–	–	–
6f	98	• <i>SmE</i>	–	–	110

* В скобках приведены температуры монотропных переходов

** Переход $Cr_1 \rightarrow Cr_2$ 74°C

В третью группу нами объединены вещества, имеющие у *C*-3 арильный заместитель и цианогруппу или алкоксикарбонильную функцию у *C*-5 атома 2-изоксазолинового цикла. По химическому строению эти вещества относятся к производным 2-изоксазолин-3-арил-5-карбоновой кислоты. Вещества данной группы за исключением соединений **6c** и **6e** характеризуются наличием смектической мезофазы и отсутствием нематической. Следует указать, что предпринимая синтез этих веществ мы ожидали проявления у них хиральной смектической фазы *C*. Как следует из данных таблицы только соединения **5a** и **5b** образуют смектическую фазу *C*. Однако она не является хиральной. По этой причине они только ограниченно могут использоваться в качестве компонентов композиций для устройств отображения информации на ферроэлектрических жидкокристаллических материалах. Среди шести полученных сложных эфиров **6a-f**, содержащих полярную цианогруппу на конце молекулы, производные 4-алкоксибензойной кислоты **6a,b** образуют мотропную смектическую фазу *A* с температурным интервалом существования 46 и 49.5°C соответственно. Соединение **6f**, производное 4-алкилбензойной кислоты, образует жесткую смектическую фазу *E*, близкую по строению к кристаллической фазе. В тоже время гомологичное соединение **6e** не образует никакой мезофазы. Сложный эфир *транс*-пентилциклогексанкарбоновой кислоты **6d** дает смектическую фазу *A* с температурным интервалом существования 14°C.

Таким образом, результаты нашего исследования демонстрируют перспективность синтеза новых жидкокристаллических соединений на основе 2-изоксазолинов.

Литература

1. Brettle R., Dunmur D. A., Marson C. M., Pinol M., Toriyama K., *Liquid Crystals* **13**, 515 (1993).
2. Iglesias R., Serrano J. L., Sierra T., *Liquid Crystals* **22**, 37 (1997).
3. Friedman M. R., Toyne K. J., Goodby J.W., Hird M., *Liquid Crystals* **28**, 901 (2001).
4. Grundmann C., *Synthesis*, № 7, 344 (1970).
5. Kanemasa S., Tsuge O., *Heterocycles* **30**, 719 (1990).
6. Bezborodov V. S., Kauhanka N. N., Lapanik V. I., Lee C. J., *Liquid Crystals* **30**, 579 (2003).
7. Безбородов В. С., Ковганко Н. Н., Лапаник В. И., *Весті НАН Беларусі. Сер. хім. навук*, № 1, 48 (2003).
8. Минько А. А., Безбородов В. С., Ковганко Н. Н., Лапаник В. И., *Вестн. БГУ. Сер. 1*, № 3, 44 (2002).
9. Безбородов В. С., Ковганко Н. Н., Лапаник В. И., *Весті НАН Беларусі. Сер. хім. навук*, № 3, 76 (2003).
10. Безбородов В. С., Ковганко Н. Н., Лапаник В. И., *Вестн. БГУ. Сер. 2*, № 2, 3 (2003).
11. Безбородов В. С., Ковганко Н. Н., Лапаник В. И., *Ж. орг. хим.* **39**, 1848 (2003).
12. *Handbook of Liquid Crystals. Vol. 1-3. Ed. Demus D., Goodby J. W., Gray G. W., Spiess H.-W., Vill V., Weinheim*, 1998.

СЕНСОР ТЕМПЕРАТУРЫ И ДЕФОРМАЦИИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МЕТОДА АНАЛИЗА БРИЛЛЮЭНОВСКОГО ОПТИЧЕСКОГО ЧАСТОТНОГО ДОМЕНА

Т. П. Янукович

*Белорусский Государственный Университет, 220050, пр. Скорины, 4, г. Минск, Беларусь,
yanukovich@tut.by.*

В последнее время было разработано большое количество оптоволоконных сенсорных систем для измерения различных физических параметров, например, температуры и деформации. Наиболее известной техникой диагностики оптоволоконных систем является рефлектометрия оптического временного домена (РОВД). Метод РОВД с регистрацией обратного вынужденного рассеяния Рэлея (ВРР) был разработан для измерений температуры и деформации. Одним из наиболее эффективных оказалось применение метода оптического временного домена для вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна (ВРМБ) в одномодовом волокне при накачке его узкополосным лазером. При таких измерениях используется непрерывное излучение лазера накачки и импульсное пробного лазера. Они вводятся с противоположных концов оптического волокна. При анализе проходящего через волокно излучения лазера накачки как функции времени, можно определить распределение температуры и деформации вдоль волокна. Эффект может быть описан как взаимодействие трех волн: лазера накачки, Стоксовой и акустической волны с частотой f_B . Характеристическая частота ВРМБ f_B зависит от температуры и деформации оптического волновода.

Такие сенсоры применяются для тестирования оптоволоконных кабелей. Они не требуют установки дополнительного оборудования. Поэтому были проведены теоретические и экспериментальные исследования новых сенсоров, базирующихся на измерении параметров ВРМБ. Однако недостатками этих систем является большое время измерения и малое разрешение.

Принципиальная схема для измерений методом анализа Бриллюэновского оптического временного домена (АБОВД) приведена на рис. 1.

Отрезок волокна, которое используется в качестве сенсора, на расстоянии z_0 от входа пробного лазера участок длины Δl подогревается до температуры T_1 , в то время как остальное волокно имеет температуру $T_0 < T_1$ [1]. В выход оптоволоконна вводится

непрерывное излучение лазера накачки. В момент времени $t = 0$ на вход волокна вводится модулированное с помощью электрооптического модулятора излучение пробного лазера. Импульсы Стоксовой волны от нагретого участка волокна достигнут входа волокна в момент времени $t = z_0 n_{gr} / c$, где n_{gr} - групповой коэффициент преломления сердцевины волокна.

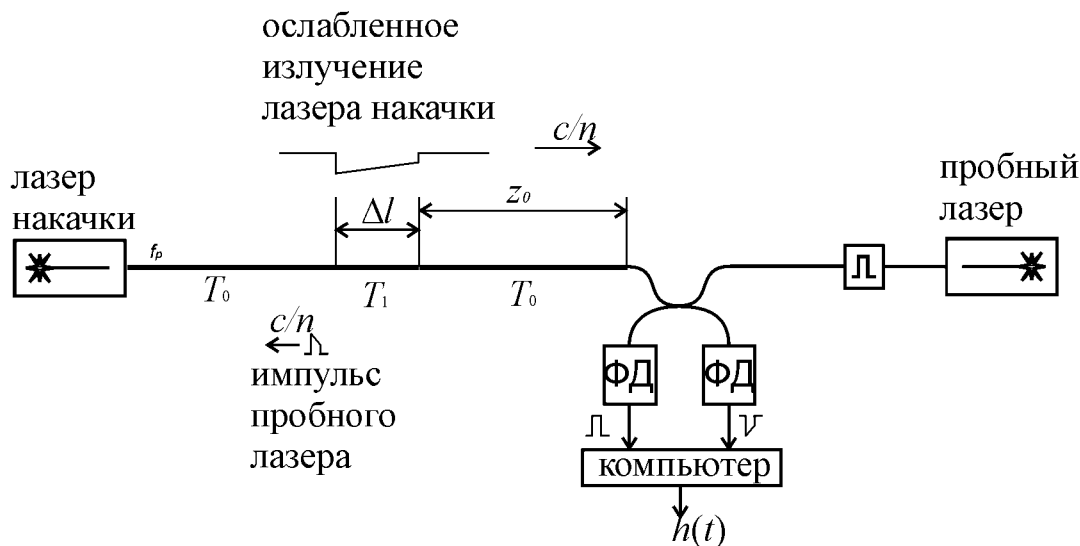


Рис. 1. Схема установки для измерения методом АБОВД

Идентифицировать нагретый участок можно при наличии максимального взаимодействия Манделъштама – Бриллюэна. Именно в этом участке будут максимальные потери мощности излучения накачки. Область с потерей мощности будет иметь длину Δl . И на вход волокна сигнал из этой области будет зарегистрирован с помощью фотодиода через время $t = 2z_0 n_{gr} / c$.

Используя второй фотодиод для регистрации опорного сигнала пробного лазера можно определить время задержки импульса и таким образом локализовать нагретый участок. Подстройка частоты пробного лазера позволяет установить разность частот между двумя лазерами так, чтобы потери мощности излучения лазера накачки на нагретом участке были максимальными, то есть разность частот лазеров должна равняться f_{B1} . Температуру и деформацию позволяет определить зависимость характеристической частоты ВРМБ [2]:

$$f_B = f_{B,0} + \varepsilon \frac{\partial f_B}{\partial \varepsilon} + (T - T_n) \frac{\partial f_B}{\partial T}, \quad (2)$$

где $\frac{\partial f_B}{\partial T} = 1,2 \text{ МГц/}^\circ\text{С}$ – температурный коэффициент и $\frac{\partial f_B}{\partial \varepsilon} = 500 \text{ МГц}$ - коэффициент деформации характеристической частоты ВРМБ, $T_n = 23^\circ \text{ С}$.

Для повышения чувствительности и сокращения времени измерений методом АБОВД был предложен новый метод анализа Бриллюэновского оптического частотного домена (АБОЧД) [3]. При таких измерениях с противоположных концов волокна вводится непрерывное излучение лазера накачки и модулированное по интенсивности излучение пробного лазера. Если разность частот лазеров совпадает с характеристической частотой ВРМБ, интенсивность излучения лазера накачки в волокне будет модулирована. Анализируя интенсивность пройденного излучения лазера накачки при разных частотах модуляции и разностях частот лазеров, можно определить распределение температуры и деформации вдоль волоконного сенсора.

Основным достоинством этого метода по сравнению с АБОВД является возможность измерений в узкой полосе частот, что улучшает отношение сигнал-шум и чувствительность сенсора. Другое преимущество – это возможность параллельных измерений, так что отклик системы может быть измерен при нескольких частотах модуляции одновременно. Это уменьшает общее время измерений.

Увеличение отношения сигнал - шум при использовании метода АБОЧД связано с использованием обратного Фурье преобразования. При его применении в широком интервале частот уменьшается влияние регистрируемого спонтанного рассеяния Мандельштама - Бриллюэна.

При проведении численного моделирования рассматривалось одномодовое волокно длиной 1000 м. Рассмотрены две области (длиной 1.5 и 20 м) повышенной температуры (78°С) по сравнению с не нагретым волокном, температура которого составляет 26°С , и две деформированные области (длиной 3 и 50 м, $\varepsilon = 0.1\%$) (рис. 2).

Для каждой части волокна интенсивность рассчитывается с учетом индивидуальных коэффициентов усиления ВРМБ для разных областей волокна. Последовательными итерациями вычисляются постоянные компоненты входного излучения накачки и стоксовой волны [4]. Не нагретые и не деформированные области имеют характеристическую частоту ВРМБ 12.80 ГГц. Характеристическая частота ВРМБ нагретой и деформированной областей составляет 12.86 и 12.85 ГГц соответственно. Разность частот Δf варьировалась в пределах 12.80 - 12.88 ГГц. Мощность НИ накачки составляла 10 мВт, мощность пробного лазера имела максимальную амплитуду 0.1 мВт и

глубину модуляции 100%. Частота модуляции изменялась от 30 кГц до 70 МГц с инкрементом 34 кГц. В этой модели были приняты максимальный БКУ $\hat{g}_B = 1.2 \cdot 10^{-11}$ м/Вт и $\Delta f_B = 70$ МГц.

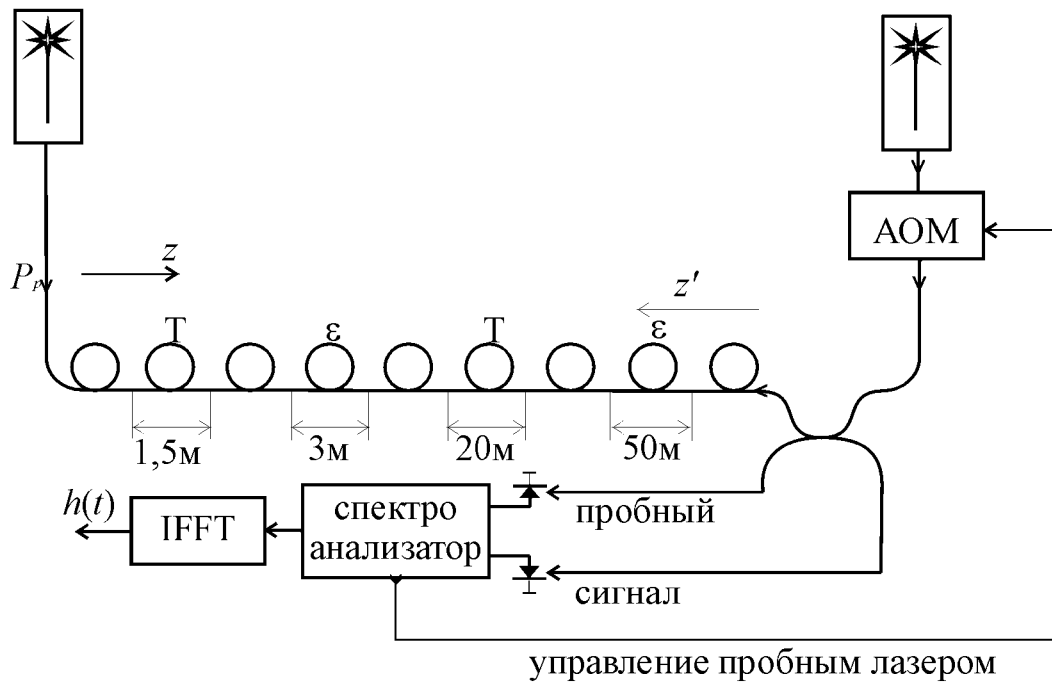


Рис. 2. Принципиальная схема для измерений температуры и деформации с использованием метода АБОЧД.

Импульсный отклик $s(z', \Delta f)$ изображен на рис. 3. ВРМБ и потери будут наблюдаться только в не нагретых и не деформированных областях, если разность частот составляет 12.80 ГГц, так как это - характеристическая частота взаимодействия. Однако эти потери будут значительно меньше в нагретых и деформированных областях.

Таким образом, локализуются нагретые и деформированные участки. С увеличением разности частот коэффициент усиления ВРМБ будет уменьшаться согласно закону распределения Лоренца в областях, не подверженных внешнему воздействию, а в нагретых и деформированных соответственно увеличиваться. На частоте 12.85 ГГц наблюдается совпадение потерь в деформированных и не подверженных воздействию областях. На частоте 12.86 ГГц совпадают потери в нагретых и не подверженных воздействию областях.

Значение температуры и деформации определяется величиной разности частот, на которой происходит максимальное взаимодействие, то есть импульсный отклик на данной частоте будет минимален.

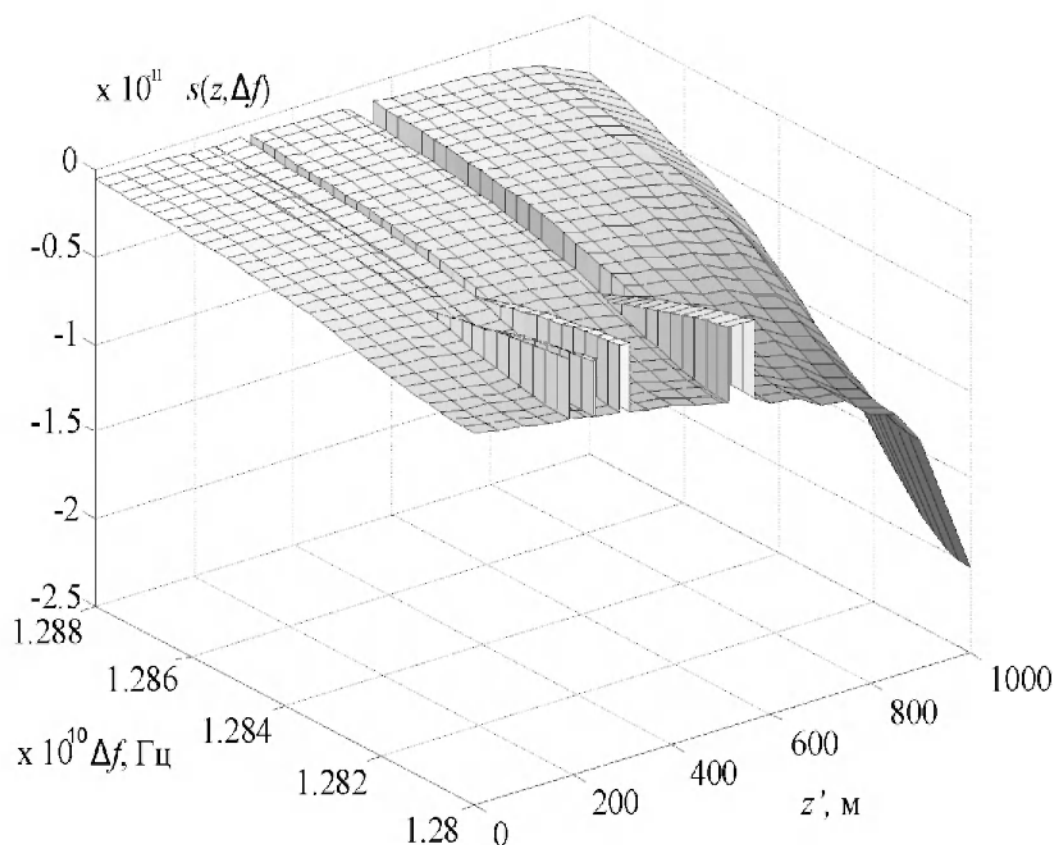


Рис. 3. Импульсный отклик, рассчитанный обратным Фурье - преобразованием от передаточной функции

Показана более высокая по отношению к оптическому временному домену (АБОВД) чувствительность и точность АБОЧД.

Построена модель формирования функции отклика оптического волокна при локальном изменении температуры и деформации его участков на основе анализа оптического Бриллюэновского частотного домена. Продемонстрирована возможность создания распределенных оптоволоконных сенсоров температуры и напряжения.

Литература

1. Т. Kurashima, Т. Horigochi, М. Tateda, *Optics Letters* **15**, 1038 (1990).
2. Х. Bao, J. Dhliwayo, N. Neron e. a., *J. Light. Technol.* **13**, 1340 (1995).
3. D. Garus, T. Godolla, K. Krebber, F. Schliep, *J. Light. Technol.* **15**, 654 (1997).
4. Янукович Т. П., *Оптический журнал* **69**, 49 (2002).

ФАЗА СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ, РАССЕЯННОЙ МОНОСЛОЕМ ЧАСТИЦ

А.А. Мискевич, В.А. Лойко

*Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, Пр-т Ф.Скорины 68, 220072,
Минск, Беларусь, E-mail: miskevic@dragon.bas-net.by*

Введение

Капсулированные полимером жидкокристаллические плёнки широко используются в электрооптических приборах в качестве модуляторов амплитуды прошедшего и отраженного света и являются перспективным материалом для модуляции фазы и поляризации волны в электроуправляемых элементах таких приборов.

В работе исследованы амплитудные коэффициенты пропускания и отражения монослоя и фазы прошедшей и отражённой волн. Расчёты выполнены в приближении однократного рассеяния и в квазикристаллическом приближении. Результаты могут быть использованы для модуляции фазы волны капсулированными полимером жидкокристаллическими плёнками.

Основные соотношения

В квазикристаллическом приближении (ККП) запишем амплитудные коэффициенты когерентного пропускания и отражения монослоя, состоящего из монодисперсных сферических рассеивателей, при нормальном падении на слой плоской электромагнитной волны [1]:

$$T = 1 - \frac{\eta}{x^2} \sum_{i=1}^N (2i+1)(z_i + y_i), \quad (1)$$

$$R = -\frac{\eta}{x^2} \sum_{i=1}^N (-1)^i (2i+1)(z_i - y_i), \quad (2)$$

где $\eta = n_s \pi D^2 / 4$ - коэффициент заполнения монослоя, определяемый как отношение площадей проекций всех частиц слоя к площади, на которой они распределены, n_s - поверхностная плотность частиц на единицу поверхности слоя, D - диаметр рассеивателя, $x = \pi D / \lambda$ - параметр дифракции рассеивателя, $N = x + 4x^{1/2} + 2$ - число членов ряда рассеяния [2]. Коэффициенты z_i и y_i находятся из решения системы уравнений:

$$\begin{cases} z_i = b_i + b_i \frac{\eta k^2}{\pi x^2} \sum_{j=1}^N (A_{ij} z_j + B_{ij} y_j) \\ y_i = a_i + a_i \frac{\eta k^2}{\pi x^2} \sum_{j=1}^N (A_{ij} y_j + B_{ij} z_j) \end{cases}, \quad (3)$$

где a_i, b_i - коэффициенты ряда рассеяния Ми для сферы [2]:

$$a_i = \frac{m\psi_i(mx)\psi_i'(x) - \psi_i(x)\psi_i'(mx)}{m\psi_i(mx)\chi_i'(x) - \chi_i(x)\psi_i'(mx)}, \quad (4)$$

$$b_i = \frac{\psi_i(mx)\psi_i'(x) - m\psi_i(x)\psi_i'(mx)}{\psi_i(mx)\chi_i'(x) - m\chi_i(x)\psi_i'(mx)}, \quad (5)$$

$m = n + i\kappa$ - комплексный показатель преломления, $\chi_i(x), \psi_i(x)$ - функции Риккати-Бесселя:

$$\psi_i(x) = xj_i(x), \quad \chi_i(x) = x(j_i(x) + iy_i(x)), \quad (6)$$

$j_i(x), y_i(x)$ - сферические функции Бесселя порядка i ,

$$A_{mn} = \frac{2n+1}{2} \frac{1}{\sqrt{m(m+1)n(n+1)}} \times \sum_{p=0,2}^N i^{-p} (2p+1) [m(m+1) + n(n+1) - p(p+1)] P_p(0) \begin{pmatrix} m & n & p \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m & n & p \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} H_p, \quad (7)$$

$$B_{mn} = \frac{2n+1}{2} \frac{1}{\sqrt{m(m+1)n(n+1)}} \times \sum_{p=0,2}^N i^{-p} (2p+1) \sqrt{[(p+m-n)(p-m+n)(m+n+1+p)(m+n+1-p)]} \times P_p(0) \begin{pmatrix} m & n & p-1 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m & n & p \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} H_p, \quad (8)$$

$\begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j_3 \\ m_1 & m_2 & m_3 \end{pmatrix}$ - 3j-символ Вигнера [3],

$$H_p = 2\pi \int_D^{\infty} dRRg_2(R)h_p^{(1)}(kR), \quad (9)$$

$h_p^{(1)}(x) = j_p(x) + iy_p(x)$ - сферическая функция Ханкеля.

Радиальная функция распределения частиц в монослое [4]:

$$g_2(x) = 1 + \frac{1}{8\eta} \int_0^{\infty} \frac{C^2(z/2)}{1+C(z/2)} J_0(zx)zdz. \quad (10)$$

Функция $C(t)$ рассчитывается по формуле [5]:

$$C(t) = \frac{4\eta}{1-\eta} \frac{2J_1(2t)}{2t} + \frac{4\eta^2}{(1-\eta)^2} J_0(t) \frac{2J_1(t)}{t} + \left[\frac{\eta^2}{(1-\eta)^2} + \frac{2\eta^3}{(1-\eta)^3} \right] \left[\frac{2J_1(t)}{t} \right]^2, \quad (11)$$

где $J_n(t)$ - цилиндрическая функция Бесселя порядка n .

В формулах (7), (8) суммирование проводится по чётным p , так как полиномы $P_p(0)$ равны нулю при нечётных p , а при чётных $P_p(0) = i^p \frac{(p-1)!!}{p!!}$.

Результаты

Запишем выражения для фаз прошедшей и отражённой волн в ККП и в приближении однократного рассеяния:

$$\varphi_t^{ms} = \operatorname{arctg} \frac{\operatorname{Im}(T^{ms})}{\operatorname{Re}(T^{ms})}, \quad (12)$$

$$\varphi_r^{ms} = \operatorname{arctg} \frac{\operatorname{Im}(R^{ms})}{\operatorname{Re}(R^{ms})}, \quad (13)$$

$$\varphi_t^{ss} = \operatorname{arctg} \frac{\operatorname{Im}(T^{ss})}{\operatorname{Re}(T^{ss})}, \quad (14)$$

$$\varphi_r^{ss} = \operatorname{arctg} \frac{\operatorname{Im}(R^{ss})}{\operatorname{Re}(R^{ss})}. \quad (15)$$

Здесь T^{ms} и R^{ms} - амплитудные коэффициенты когерентного пропускания и отражения, рассчитанные в ККП по (1), (2). Амплитудные коэффициенты когерентного пропускания и отражения T^{ss} и R^{ss} , рассчитанные в приближении однократного рассеяния, вычисляются по формулам:

$$T^{ss} = 1 - \frac{\eta}{x^2} \sum_{i=1}^N (2i+1)(a_i + b_i), \quad (16)$$

$$R^{ss} = -\frac{\eta}{x^2} \sum_{i=1}^N (-1)^i (2i+1)(a_i - b_i). \quad (17)$$

Проведен анализ фаз прошедшей и отражённой волн и исследованы их зависимости от показателя преломления. На рис. 1 представлены зависимости фазы прошедшей волны от показателя преломления при разных значениях параметра дифракции x . Для малых параметров дифракции в рассмотренном диапазоне изменения показателя преломления характерна практически линейная зависимость фазы прошедшей волны от n . При увеличении размера рассеивающих частиц зависимость становится нелинейной и большие изменения фазы происходят при меньших изменениях показателя преломления. Увеличивается также частота флуктуаций фазы. При больших размерах частиц слоя (больших параметрах дифракции) различия в расчётах по ККП и приближению однократного рассеяния уменьшаются и становятся незначительными при $x > 10$.

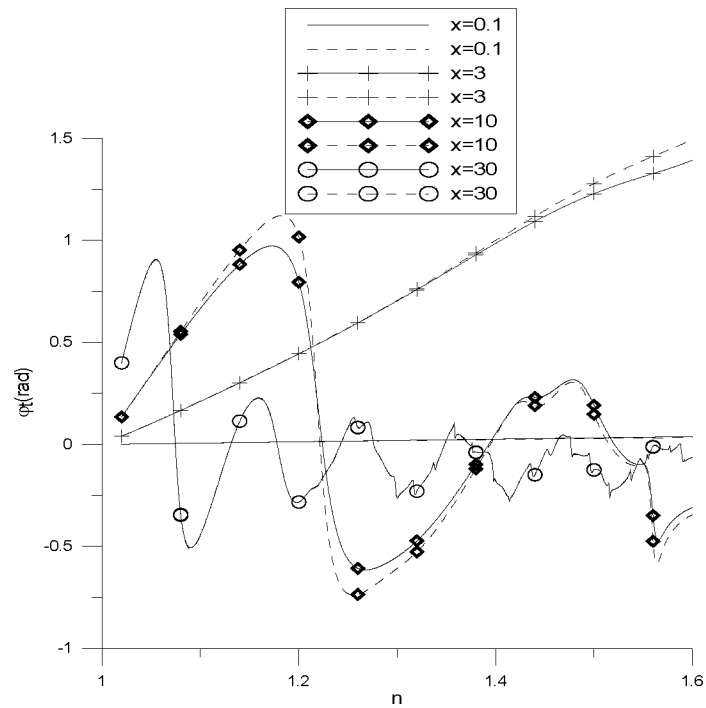


Рис. 1. Зависимость фазы прошедшей волны от показателя преломления при разных значениях параметра дифракции. Сплошными линиями показаны результаты расчётов в ККП (φ_t^{ms}), штриховыми – в приближении однократного рассеяния (φ_t^{ss}). $\eta = 0.5, \kappa = 5 * 10^{-5}$.

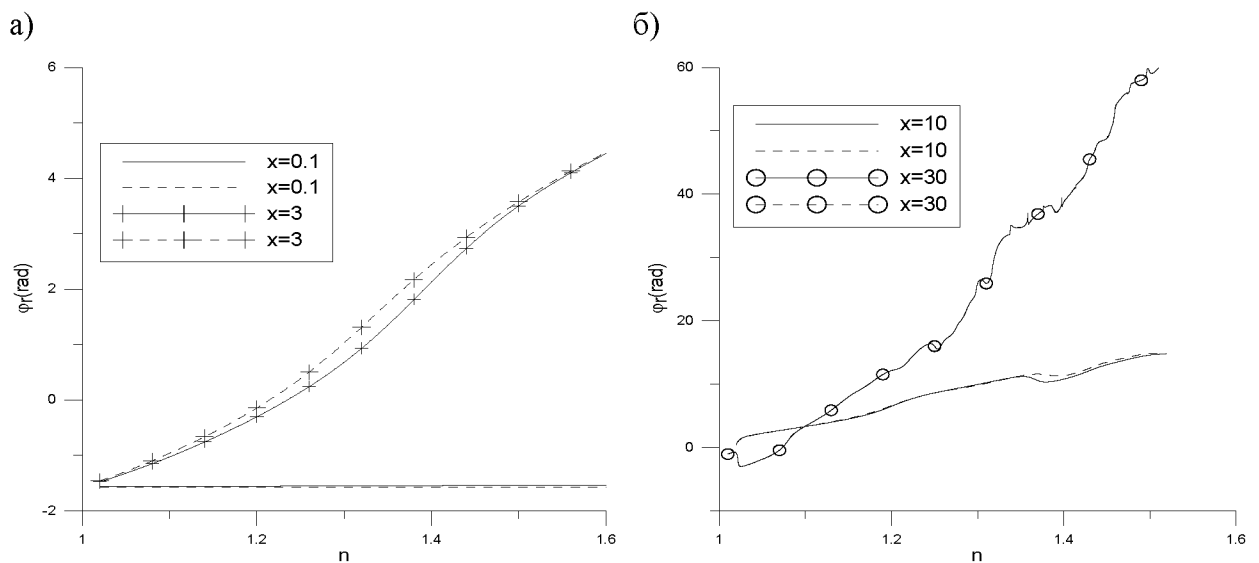


Рис. 2. Зависимость фазы отражённой волны от показателя преломления при разных значениях параметра дифракции. Сплошные линии – результаты расчётов в ККП (φ_r^{ms}), штриховые – в приближении однократного рассеяния (φ_r^{ss}). $\eta = 0.5, \kappa = 5 * 10^{-5}$.

На рис.2 представлены зависимости фазы отражённой волны от показателя преломления при разных значениях параметра дифракции x . При малых параметрах

дифракции в рассмотренном диапазоне изменения показателя преломления имеет место малый набег фазы. С увеличением размеров частиц фазовый набег увеличивается.

На рис. 3. показаны зависимости коэффициента когерентного пропускания и фазы прошедшей волны от показателя преломления. Чем больше размеры частиц, из которых состоит монослой, тем больше частота флуктуаций фазы и амплитуда её изменения от показателя преломления.

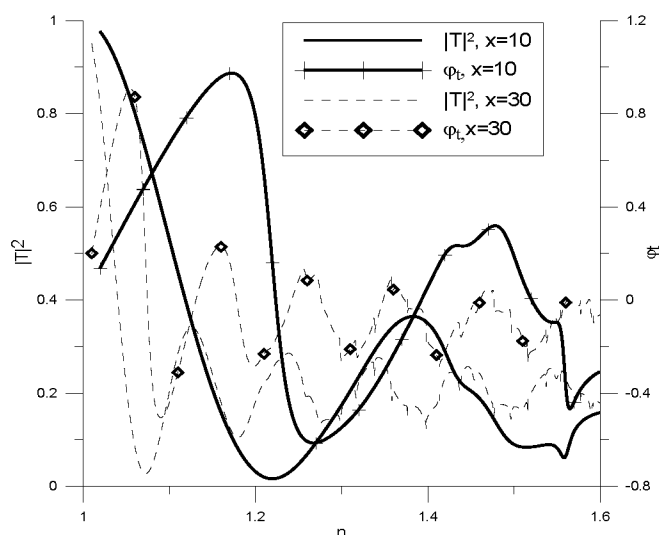


Рис. 3. Зависимость коэффициента когерентного пропускания и фазы прошедшей волны от показателя преломления при разных значениях параметра дифракции. Расчёты выполнены в ККП. $\eta = 0.5, \kappa = 5 * 10^{-5}$.

Заключение

В ККП исследовано изменение фазы прошедшей через монослой рассеивателей и отражённой от него волны. Сопоставление результатов с данными однократного рассеяния, выполненное в работе, позволяет определить границы применимости приближения однократного рассеяния при расчёте фаз когерентных составляющих прошедшей и отражённой волн. Полученные результаты позволяют оценивать параметры, при которых можно реализовать эффективную фазовую модуляцию прошедшей волны путём изменения относительного показателя преломления частиц композитных плёнок.

Литература

1. К.М. Hong, JOSA **70**, 821 (1980).
2. К. Борен, Д. Хафмен, Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М. Мир, 1986.
3. Д.А. Варшалович, А.Н. Москалёв, В.К. Херсонский, Квантовая теория углового момента. Ленинград: Наука, 1975.
4. А.П. Иванов, В.А. Лойко, В.П. Дик, Распространение света в плотноупакованных дисперсных средах. Минск: Наука и техника, 1988.
5. J. A. Lock, C.-L. Chiu, Appl. Opt. **33**, 4663 (1994).

ЛАЗЕРНО-СТИМУЛИРОВАННОЕ ФОРМИРОВАНИЕ МИКРООПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ НА ОСНОВЕ СТЕКЛОВИДНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Д.Я Каранчук, М.В. Пудков, П.А. Скиба

Могилевский государственный университет продовольствия

Интенсивное развитие таких важнейших областей науки и техники, как микроэлектроника и микрооптика, вызывает повышенный интерес к разработке и усовершенствованию технологий формирования различных микрооптических структур и элементов. Например, при формировании сферических и асферических линз малого размера с заданными характеристиками и растровых оптических систем [1,2], создание мягких (аподизированных) диафрагм, используемых в лазерной технике и интегральной оптике, при получении электро-и оптически активных дисперсных сред в объеме или на поверхности оптически прозрачных диэлектриков [3,4]. Для этих целей в настоящее время широко используются и разрабатываются лазерные технологии [5].

Перспективным материалом для получения и управления свойствами таких микрооптических элементов является стеклокерамика (ситаллы) и кристаллизующиеся стекла, например, алюмосиликатные с добавками оксида титана. Известно, что такие материалы легко изменяют оптические свойства при локальном нагреве [2]. Известные другие методы их формирования обладают большой трудоемкостью и высокой себестоимостью. Так, например, при изготовлении линз малого диаметра применяются в основном методы диффузии различных элементов в электрических полях [6]. Существенные затруднения имеются и при изготовлении мягких диафрагм малого размера, в особенности на стеклянных подложках, которые применяются в лазерной технике.

Целью данной работы являлась разработка и усовершенствование методов получения оптических элементов (линз и диафрагм малого размера) на основе стеклокерамики и активированных стекол путем изменения их структуры при локальном воздействии лазерного излучения. Для достижения поставленной цели применялась компьютерная техника, что позволяло существенно упростить процесс формирования оптических элементов со сложной конфигурацией и улучшить воспроизводимость их параметров.

В экспериментах использовался CO_2 лазер ИЛГН-709 с максимальной мощностью излучения 100 Вт и длиной волны $\lambda=10,6$ мкм. Блок-схема экспериментальной установки приведена на рис.1. Излучение лазера 1 через диафрагму 2 и механический ослабитель 3 направлялось с помощью поворотного зеркала 4 на просветленную германиевую линзу 5 с фокусным

расстоянием $F=30\text{см}$ (или из NaCl, $F=8\text{см}$) и далее на образец 6. Образец располагался внутри нагревателя цилиндрической формы, который устанавливался на платформе двухкоординатного столика 8. В центр светового пятна излучения CO_2 лазера направлялось сфокусированное линзой 10 излучение He-Ne лазера ($\lambda=632,8\text{ нм}$). В случае пропускания образцом излучения с $\lambda=632,8\text{ нм}$, последнее направлялось с помощью поворотного зеркала через фильтр 11 (КС) на фотоприемник 12. Сигнал с фотоприемника подавался на интерфейс 13. Управление перемещением столика осуществлялось компьютером 14. При необходимости излучение CO_2 лазера прерывалось по заданной программе с помощью электромагнитного прерывателя 15. В экспериментах использовались пластины из ситалла марки СТ-50 и СТ-38 и кристаллизующееся стекло активированное оксидом титана того же элементного состава, что и ситалла Labell

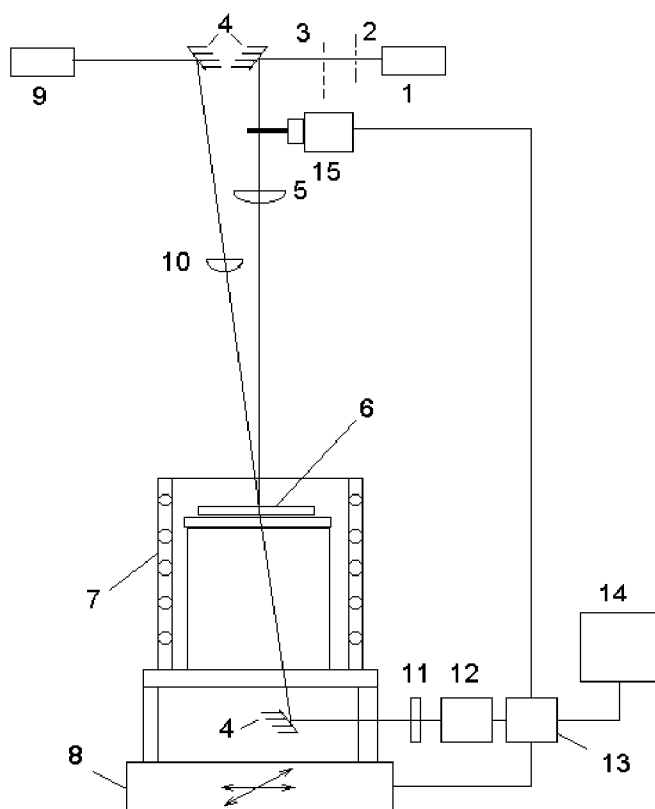


Рис.1. Блок-схема экспериментальной установки (описание см. в тексте).

($\text{SiO}_2\text{-Al}_2\text{O}_3\text{-CaO-MgO-TiO}_2$). Толщина пластин d составляла $0,2\div 0,6\text{мм}$. Пластины размером $15\times 15\text{мм}^2$ предварительно подогревались до температуры $T_0 = 573 \div 673\text{К}$. Плотность мощности q в световом пятне, в зависимости от параметров d и T_0 и используемого материала, составляла $5\cdot(10^5\div 10^6)\text{Вт/м}^2$. Степень закристаллизованности стекла в зоне воздействия

излучения CO₂ лазера можно было контролировать по интенсивности излучения He-Ne лазера, прошедшего через образец. Это позволяло управлять коэффициентом пропускания образца [2], что использовалось при изготовлении мягких диафрагм.

Ряд диафрагм различных размеров и конфигураций приведен на рис.2.

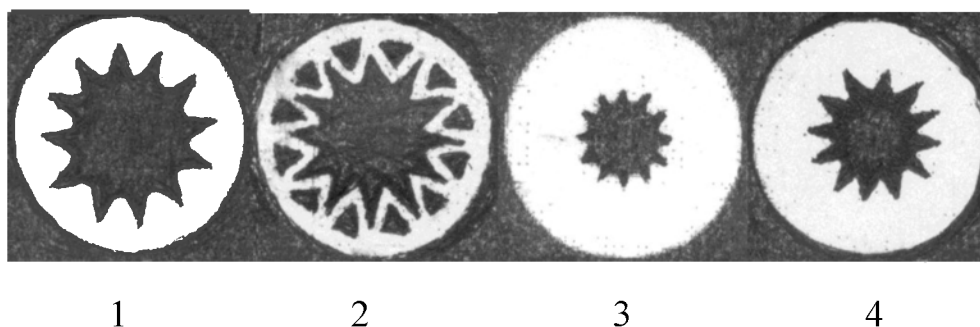


Рис.2. Фотографии диафрагм, полученных на основе активированного оксидом титана стекла. Темные участки - прозрачные для видимого света. Внутренние диаметры диафрагм соответственно равны: 1-6,8; 2-3,5; 3- 3; 4-4мм. $d=0,4\text{мм}$. $T_0=620\text{К}$, $q \approx 10^6 \text{Вт/м}^2$.

Диафрагмы получены путем облучения стеклянных образцов при их перемещении с помощью двухкоординатного столика по заданной программе. Данная экспериментальная установка позволяет получать диафрагмы всевозможных конфигураций и внутренних диаметров. При этом можно управлять прозрачностью (тональностью) внутренних элементов диафрагм путем изменения времени воздействия лазерного излучения и плотности светового потока.

В настоящее время известно достаточно много методов формирования микролинзовых оптических растров. Например, путем формирования микролинз на хромированных слоях желатины, которая задубливается под действием света или путем создания растровой поверхности на слое прозрачной пластмассы с помощью матрицы, имеющей обратный рельеф. Недостатками этих способов является большой разброс фокусных расстояний микролинз (до 5 и более процентов) и сложность технологии их изготовления. Известен также способ изготовления растров, согласно которому микролинзы формируют путем обмена через маску в форме матрицы катионов Na^+ или K^+ подложки из стекла на катионы Tl^+ из расплава соли Tl_2SO_4 в электрическом поле напряженностью 7 В/мм в течении 6-8 часов при температуре 773-873 К. Недостатком его является большая продолжительность процесса формирования микролинз, а также ограничения на шаг расстановки (не менее 2мм) и диаметр микролинз (не менее 1 мм).

В [1] предложено формировать оптические элементы раstra путем последовательного термического воздействия на поверхность заготовки из пористого стекла сформированным лучом лазера. Недостатком способа является то, что для получения положительных микролинз необходимо производить дополнительную обработку - сошлифовывание вогнутости (данным способом можно получить только двояковогнутые оптические элементы). Используя установку, приведенную на рис.1, мы попытались получать растры двумя методами. Во-первых – используя обратную связь: лазерное излучение-образец-фотоприемник-компьютер-двухкоординатный столик-лазерное излучение-образец и т. д. Однако в данном случае встретились с серьезными затруднениями. Дело в том, что при просвечивании расплава ситалла излучением He-Ne лазера наблюдаются значительные флуктуации его интенсивности после прохождения через модифицируемый участок образца. Это можно объяснить наличием гидродинамических процессов в зоне расплава [7], возникающих вследствие создания градиентов температуры при локальном нагреве материала. Поэтому наблюдаются довольно нерегулярные срабатывания обратной связи, что заметно отражается на качестве формируемых растровых систем. Следует отметить, что после перекрывания электромагнитным прерывателем 15 (рис.1) лазерного излучения флуктуации прекращаются. Во-вторых: учитывая стационарное распределение температурных полей в образце в течении некоторого времени t , когда температура в зоне воздействия лазерного излучения стабилизируется, и в дальнейшем зона структурных превращений материала не изменяется (подробно эти процессы проанализированы нами в [8]). Пластины толщиной $0,2 \div 0,6$ мм в зависимости от времени t воздействия излучения, можно считать термически тонкими. Это реализуется при условии, когда величина $d^2/4at \ll 1$, где a – коэффициент температуропроводности. Так, при $d=0,3$ мм и $a=8,68 \cdot 10^{-7}$ м²/с для ситалла СТ-50 это соотношение будет выполняться при $t=2,6$ с ($d^2/4at=10^{-2}$). Однако в этом случае необходимо учитывать то, что образцы имеют конечные размеры и возможна аккумуляция тепловой энергии в близлежащих областях облучаемой зоны. Поэтому после формирования линзы задавалась задержка во времени τ облучения образца для формирования последующей линзы. Так, на рис.3 показаны растры 1 и 2, полученные при времени

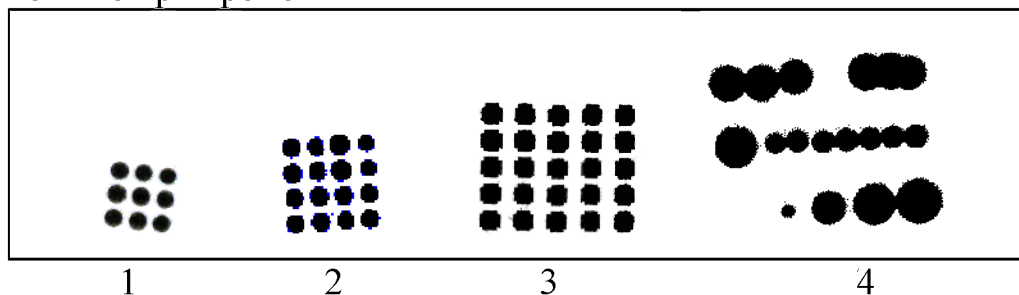


Рис.3. Примеры простейших растровых систем (1,2,3, $d=0,3\text{мм}$) и возможные варианты расположения в растрах микролинзовых элементов (4, $d=0,25\text{мм}$). Для растров 1 и 2 $\tau \approx 0$; 3- $\tau=20\text{с}$. Размеры растров (по периметру): 1-4,5x4,5; 2-5,5x5,5; 3-7,5x7,5 мм^2 . $T_0=620\text{К}$. задержки $\tau=0$. Растр 3 получен при $\tau=20\text{с}$. Видно, что в случае 1, когда формируется небольшое число линз, расхождение их диаметров незначительно. Для второго случая наблюдаются заметные расхождения диаметров и искажения формы линз. Из рис.3-4 следует, что в данном случае возможна достаточно плотная упаковка линзовых элементов при различных их диаметрах D . С уменьшением D уменьшаются и их фокусные расстояние F . Так, для линз, показанных на рис. 3,4 между D и F установлены следующие соотношения:

$D, \text{мм}$	0,25	0,45	0,60	0,80	0,95
$F, \text{мм}$	4	5	6	7	10

Как показали исследования, для формирования асферических линзовых элементов целесообразнее использовать сканатор светового пучка. Для этих целей нами использовался управляемый компьютером сканатор, реализованный на базе двух магнито-электрических вибраторов. Были получены

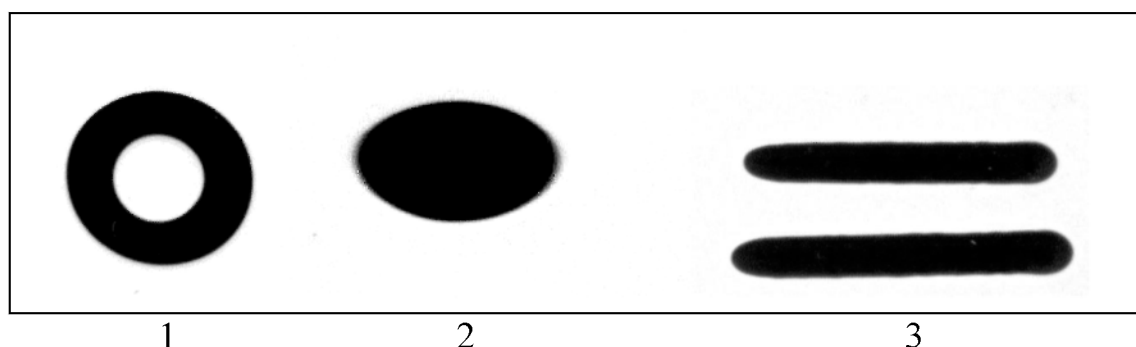


Рис.4. Фотографии асферических линз. 1-кольцевая, внешний диаметр $D=5,5\text{мм}$, $F=15\text{мм}$; 2-эллиптическая, диаметры-по большой оси $D_1=4,25\text{мм}$, по малой оси- $D_2=2,95\text{мм}$, $F_1=12\text{мм}$, $F_2=7\text{мм}$; 3-цилиндрическая, ширина 1,6 мм, $F=33\text{мм}$. $d=0,3\text{мм}$, $T_0=670\text{К}$.

кольцевые, эллиптические и цилиндрические линзы. В качестве примера на рис.4 приведены фотографии линз, сформированных на пластинах из ситалла толщиной 0,6мм.

Выводы. Применение лазерной техники в сочетании с компьютерной позволяет значительно расширить ассортимент создания оптических элементов малых размеров на основе стеклокерамики и активированных стекол, ускорить процесс их формирования и повысить воспроизводимость их параметров.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вейко В.П., Костюк Г.К., Машковский И.К. и др. Микрооптические элементы на основе локальной модификации структуры пористых стекол // Квантовая электроника.-1986.-Т.13, N8.-С.1693-1696.
2. Скиба П.А. Лазерная модификация стекловидных материалов.- Мн.: БГУ, 1999.-132 с.
3. Tews H., Scheider M., Legros R. Laser- induced donor diffusion in Zn Te // J. Appl. Phys.- 1983.- Vol. 54, №2.- P. 677- 682.
4. Gurevich M. E., Larikov L.N., Novitskii V.G. Laser- Stimulated mass transfer an metals // Phys.Status Solidi.- 1983.- Vol. A76, №2.- P. 479- 484.
5. Вейко В.П. Лазерная микрообработка // Известия вузов. Приборостроение.РАН. – 2001. – Т. 44, №6. – С. 5-15.
6. Бочаров Т.В., Ильин В.Г., Карапетин Г.О. Способ изготовления стеклянных микролинзовых растров. А.с. 1446579. БИ.1988. №47. С.213.
7. Углов А.А., Смирнов И. Ю., Тагиров К.И., Лашин А.М., Гуськов А.Г. Термокапиллярный массоперенос при легировании металлов // Физика и химия обработки материалов. - 1988. - №6. - С. 24 - 29.
8. Каранчук Д.Я., Скиба П.А. Некоторые особенности формирования оптических элементов на основе стеклокерамики.//Вестн НАН РБ, сер. ф1з.-мат. наук. №1, 2004. С. 101-104.

ОПТИЧЕСКИЙ ТРАССОВЫЙ (DOAS) ИЗМЕРИТЕЛЬ КОНЦЕНТРАЦИИ ПРИЗЕМНОГО ОЗОНА

Л.Ф.Бондарева, В.И.Покаташкин

*Национальный научно-исследовательский центр мониторинга озоносферы
Ул. Курчатова, 7, Минск, 220064, Беларусь, т.212-59-36, ф.212-47-17,
e-mail: aquar@newmail.net*

Венская «Конвенция об охране озонового слоя» 1985 года и последующие международные соглашения привели к пониманию важности роли озона для существования всего живого на Земле. Наблюдение за общим содержанием озона в атмосфере осуществляется на станциях курируемых Всемирной метеорологической организацией (WMO). В Беларуси такие измерения проводятся на минской озонометрической станции №354, входящей в сеть станций глобального наблюдения атмосферы (GAW).

Благодаря конвекционным процессам, происходящим в атмосфере, стратосферный озон проникает в тропосферу и ее нижние слои. Кроме этого ряд фотохимических реакций, происходящих под воздействием солнечного УФ излучения, достигающего нижних слоев атмосферы и поверхности Земли, с участием кислорода воздуха, окислов азота и других составляющих приземной атмосферы, также приводит к образованию озона. Озон является одним из важнейших компонентов химических процессов приземной атмосферы. Вещества загрязнители, как правило, окисляются в атмосфере до соединений или химически нейтральных (например, углекислый газ) или таких, которые удаляются из атмосферы путем сухого или влажного осаждения (например, азотная кислота). Практически все случаи первичного инициирования окислительных цепей реакций в атмосфере зависят от озона. Наиболее важная стадия этих процессов - фотолиз озона: $O_3 + h\nu \rightarrow O(D^1) + O_2$. Последующая реакция взаимодействия возбужденного атома кислорода $O(D^1)$ с молекулами воды формирует гидроксильный радикал OH, который вовлекается в большинство окислительных преобразований. Кроме этого, озон по принципу обратной связи подвержен сильному влиянию окружения. В частности, если в воздухе повышен уровень окислов азота NO_x , то окисление окиси углерода, метана и других летучих органических соединений сопровождается образованием озона, а если концентрация окислов азота невелика, то окисление происходит с разрушением озона. Повышенные концентрации летучих органических соединений и окислов азота в воздушной среде принято считать предвестниками роста концентрации озона. Поэтому

уровень приземного озона является обобщенным индикатором загрязнения воздушной среды. В отличие от стратосферного озона, защищающего биосферу от воздействия коротковолнового солнечного излучения, тропосферный озон оказывает угнетающее действие на живые организмы. Озон относится к веществам первого класса опасности [1]. Неблагоприятная экологическая обстановка, обусловленная наличием радиоактивного загрязнения, большое количество промышленных источников загрязнения атмосферного воздуха, трансграничный перенос загрязняющих веществ, а также требования, предъявляемые к станциям фоновому мониторингу и станциям глобального наблюдения атмосферы (GAW), привели к необходимости систематического измерения (мониторингу) концентрации приземного озона в Беларуси [2].

В настоящее время используется несколько способов определения концентрации приземного озона принципиально отличающихся друг от друга: химический, электрохимический, хемилюминесцентный, калориметрический, оптический. Оптический метод, основанный на законе Бугера, описывающем поглощение светового излучения веществом, доминирует в системах измерения концентрации озона. Этот метод характеризуется высокой селективностью, чувствительностью и оперативностью.

Озон имеет несколько полос поглощения, которые занимают широкий спектральный диапазон от ближней инфракрасной области, до глубокого ультрафиолета. Самой интенсивной и достаточно протяженной полосой поглощения озона является полоса Хартли. Форма полосы практически соответствует Гауссову контуру с рядом пиков в области максимума, которые хорошо проявляются при низких температурах. Полоса Хартли расположена в интервале длин волн $\sim 200\div 300$ нм. Максимум полосы соответствует длине волны 254,5 нм. В оптических анализаторах озона, как правило, регистрируется поглощение ультрафиолетового зондирующего излучения в интенсивной полосе Хартли (Рис.1, кривая 1) [3]. Большинство станций, расположенных в Европе и США, контролирующих состояние приземной атмосферы, оснащены оптическими газоанализаторами концентрации приземного озона. Необходимость отбора пробы воздуха для анализа, является существенным недостатком таких анализаторов, так как в этом процессе разрушается часть озона и увеличивается погрешность измерения его концентрации. В последнее время для контроля состояния атмосферы и измерения концентрации наиболее распространенных атмосферных загрязнителей все шире используется аппаратура на основе дифференциальной оптической абсорбционной спектроскопии (DOAS) [4]. Определение концентрации таких газов как O_3 , NO_x , SO_2 и др. с использованием принципов DOAS спектроскопии, предполагает анализ суммарного

спектра поглощения атмосферы на выбранной, протяженной трассе. Такой анализ спектра поглощения с выделением и идентификацией отдельных компонент является сложной аналитической задачей.

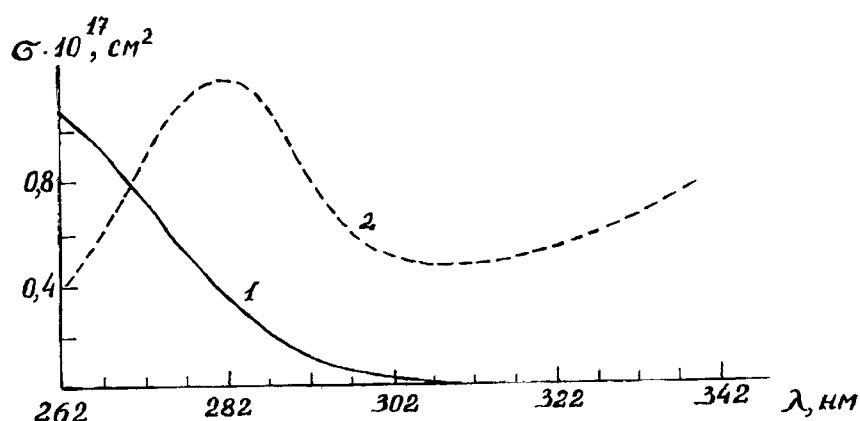


Рис. 1. 1-длинноволновое крыло полосы Хартли (сечение поглощения); 2-распределение интенсивности зондирующего излучения, сформированное интерференционным фильтром из излучения лампы КГМ (относительные единицы).

В Национальном научно-исследовательском центре мониторинга озоносферы (ННИЦ МО БГУ) создан и в 2004 году прошел метрологическую аттестацию оптический трассовый измеритель концентрации приземного озона ТриО-1.

Концентрация приземного озона изменяется в достаточно широких пределах в зависимости от времени суток, сезона, погодных условий и различных антропогенных факторов. Диапазон концентраций $10^{10} \div 10^{13} \text{ см}^{-3}$ наиболее важен, так как включает фоновые и предельно-допустимые концентрации озона. Использование однолучевого спектрофотометра с кюветным пространством ~ 1 м позволяет измерять концентрации озона порядка $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ с погрешностью менее 25% [5]. Измерение минимальных и фоновых концентраций, с погрешностью отвечающей требованиям WMO, возможно при улучшении параметров спектрофотометра, повышении стабильности источника зондирующего излучения и системы регистрации и, как следствие, уменьшении погрешности при измерении интенсивности световых потоков. Простейший способ такого улучшения - увеличение оптического пути спектрофотометра связанного с разнесением в пространстве источника и приемника зондирующего излучения. В этом случае реализуется трассовый вариант однолучевого спектрофотометра. При использовании спектрофотометрической системы с длиной кюветного пространства (трассы) порядка 100

м и более возможно измерение фоновых концентраций приземного озона ($\sim 5,4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3} = 20 \text{ ppb}$ (ppb-относительная концентрация-частиц/млрд)) с погрешностью $2,5 \pm 5\%$ [6].

В основу работы оптического трассового измерителя концентрации приземного озона положено сравнение (относительные измерения) спектра зондирующего излучения прошедшего так называемую «нулевую» трассу, построенную в пределах приемно-регистрирующей системы измерителя (Рис.2, зеркала 3,4,6), на протяжении которой концентрация озона практически равна нулю, и того же спектра после прохождения «рабочей» трассы (Рис.2. зеркала 2,5,7), в пределах которой определяется концентрация озона.

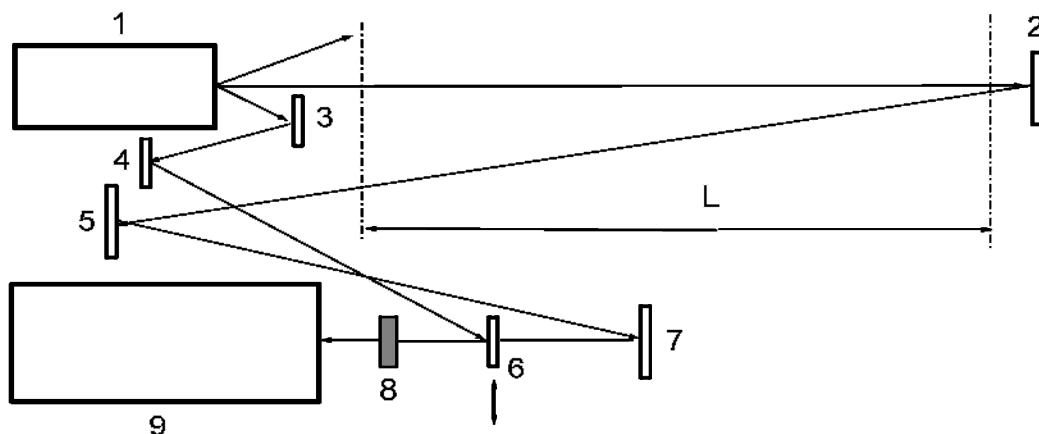


Рис.2. 1-источник зондирующего излучения; 2-поворотное зеркало; 3,4,6-зеркала для построения «нулевой» трассы и определения I_0 ; 2,5,7-зеркала для построения трассы выбранной длины и определения I ; 8-интерференционный светофильтр; 9-приемно-регистрирующая система (монохроматор, ФЭУ, предусилитель, АЦП, ПЭВМ).

Сравнительный анализ выражений описывающих величины сигналов I_0 «нулевой» трассы и I «рабочей» трассы для пары длин волн в пределах УФ полосы поглощения озона приводит к следующему соотношению:

$$n = (D - l\Delta\beta) / l\Delta\sigma, \quad (1)$$

где: n -концентрация озона на трассе; $l=2L$ (Рис.2)-длина «рабочей» трассы; $\Delta\sigma$ -разность сечений поглощения озона для выбранной пары длин волн; $\Delta\beta$ -разность объемных коэффициентов ослабления излучения за счет молекулярного рассеяния; D -разность логарифмов отношения сигналов измеренных на двух длинах волн:

$$D=\ln(I_{\lambda 1}/I_{0 \lambda 1})-\ln(I_{\lambda 2}/I_{0 \lambda 2}), \quad (2).$$

В измерителе ТрИО-1 в качестве источника зондирующего излучения использована кварцевая лампа КГМ-150 с температурой нити накаливания 3200°С, спектр излучения которой существенно смещен в коротковолновую сторону. Значительный перепад интенсивности свечения лампы в области поглощения озона требует введения корректирующего интерференционного фильтра 8 (Рис.2), формирующего более удобный спектр зондирующего излучения (Рис.1, кривая 2). Сглаживание спектра зондирующего излучения сужает динамический диапазон, в котором должна работать система регистрации, что уменьшает вероятность возникновения ошибок, связанных с ее нелинейными участками. В системе регистрации для получения малого уровня рассеянного света использован двойной монохроматор МДР-6. Высокая чувствительность системы обеспечивается применением ФЭУ-106 и 24-разрядного АЦП. В измерителе ТрИО-1 реализована трасса длиной 128 метров. Рабочими длинами волн выбраны 268 и 297 нм.

В результате метрологической аттестации средства измерений «Оптический трассовый измеритель концентрации приземного озона ТрИО-1» (свидетельство №1905, от 06.02.04 г.) определены основные метрологические параметры измерителя: диапазон измеряемых концентраций озона составляет 0-200 ppb, предел основной абсолютной погрешности $\pm 1,45$ ppb. После проведения метрологической аттестации начаты систематические измерения концентрации озона на минской озонометрической станции. Такое расположение измерителя не позволяет проводить измерение фоновых концентраций приземного озона, соответствующих экологически чистым зонам. Для проведения таких измерений и сравнительного анализа мониторинга приземного озона в разных экологических регионах аналогичный измеритель поставлен в Березинский биосферный заповедник.

Литература

1. Вредные вещества в промышленности. Справочник. III. Л.: Химия, 1977
2. Состояние загрязнений атмосферного воздуха в городах и промышленных центрах Республики Беларусь. Ежегодник. Минск, Госкомгидромет, 1998
3. Molina L. T., Molina M. J., J. Geoph. Res. **91**, 14501 (1986)
4. U. Platt, D. Perner, H. W. Patz. J. Geophys. Res., **84** 6329 (1979)
5. Болотько Л.М., Покаташкин В.И. и др., Вестник БГУ, Сер. I, №3, 13 (2002)
6. Болотько Л.М., Покаташкин В.И. и др., Оптический журнал **71**, 54 (2004)

МОДЕЛИРОВАНИЕ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ, ИНИЦИИРУЕМЫХ В ТЕЛЛУРИДЕ КАДМИЯ НАНОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

С.П. Жвавый, Г.Л. Зыков

*Институт электроники НАН Беларуси, Логойский тракт 22, 220090 Минск, Беларусь,
zykov@inel.bas-net.by*

Проведено численное моделирование фазовых переходов в теллуриде кадмия при воздействии на его поверхность излучения рубинового лазера ($\lambda = 694$ нм, $\tau_i = 80$ нс). Для описания процессов плавления и кристаллизации решалась задача Стефана. Показано, что фронт плавления движется со скоростью ~ 7 м/с, а фронт кристаллизации ~ 1 м/с. Порог плавления теллурида кадмия равен $0,1$ Дж/см².

Материалы A^2B^6 , в частности теллурид кадмия, находят широкое применение в микро- и оптоэлектронике [1]. В связи с использованием в современной технологии лазерных методов обработки материалов, проводятся интенсивные исследования воздействия лазерного излучения на теллурид кадмия.

В настоящей работе проведено численное моделирование динамики фазовых переходов, инициируемых в CdTe наносекундным лазерным излучением, на основе решения задачи Стефана в одномерном приближении

$$\rho(T) \left[c(T) + L_m \delta(T - T_m) \right] \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[k(x, T) \frac{\partial T}{\partial x} \right] + S(x, t) \quad (1)$$

с граничными и начальными условиями

$$\left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0} = 0, \quad T|_{t=0} = T|_{x=h} = 300K,$$

где ρ – плотность, c – удельная теплоемкость, k – коэффициент теплопроводности, L_m – скрытая теплота плавления, T_m – температура плавления, $\delta(x)$ – дельта-функция, h – толщина пластины полупроводника.

Тепловой источник описывает выделение тепла при поглощении лазерного излучения

$$S(x, T) = (1 - R) \frac{E(t)}{\tau_i} \alpha(x, T) \exp\left(-\int_0^x \alpha(x', T) dx'\right), \quad (2)$$

где R и $\alpha(x, T)$ – коэффициенты отражения и поглощения; $E(t)$ и τ_i – плотность энергии и длительность лазерного импульса.

При численном решении использовался метод конечных разностей (неявная схема). Уравнение теплопроводности решалось методом прогонки с применением итераций. Форма лазерного импульса задавалась функцией $\sin^2(\pi t/2\tau_i)$.

Значения параметров теллурида кадмия

Параметры	Кристаллический CdTe	Расплавленный CdTe
ρ , г/см ³	5,887 [2]	6,158 [2]
c , Дж/г·К	0,205 + 3,6·10 ⁻⁵ ·T [3] 0,21 + 9,7·10 ⁻⁵ ·T [4]	0,255 [3] 0,314 [4]
L_m , Дж/г	209 [3]	
T_m , К	1365 [3]	
k , Вт/см·К	15,07/T [3,5]	$2 \cdot 10^{-5} \cdot T \cdot (2,3 - 3,5 \cdot 10^{-3} \cdot T + 1,52 \cdot 10^{-6} \cdot T^2)$
R	0,21 [5]	0,21 [5]
α , см ⁻¹	$(83,96 \cdot T + 3,54 \cdot 10^4)$ [5]	$5 \cdot 10^5$ [5]

Поскольку значение коэффициента теплопроводности расплава в литературе найти не удалось, то для его определения были использованы результаты работы [6], где была определена электропроводность расплава (рис. 1). Согласно соотношению Видемана-Франца [7]:

$$k = L \cdot \sigma \cdot T, \quad (3)$$

где L – число Лоренца, σ – электропроводность, было получено следующее выражение

$$k_l = 2 \cdot 10^{-5} \cdot T \cdot (2,3 - 3,5 \cdot 10^{-3} \cdot T + 1,52 \cdot 10^{-6} \cdot T^2), \quad (4)$$

которое и было использовано нами при численном моделировании.

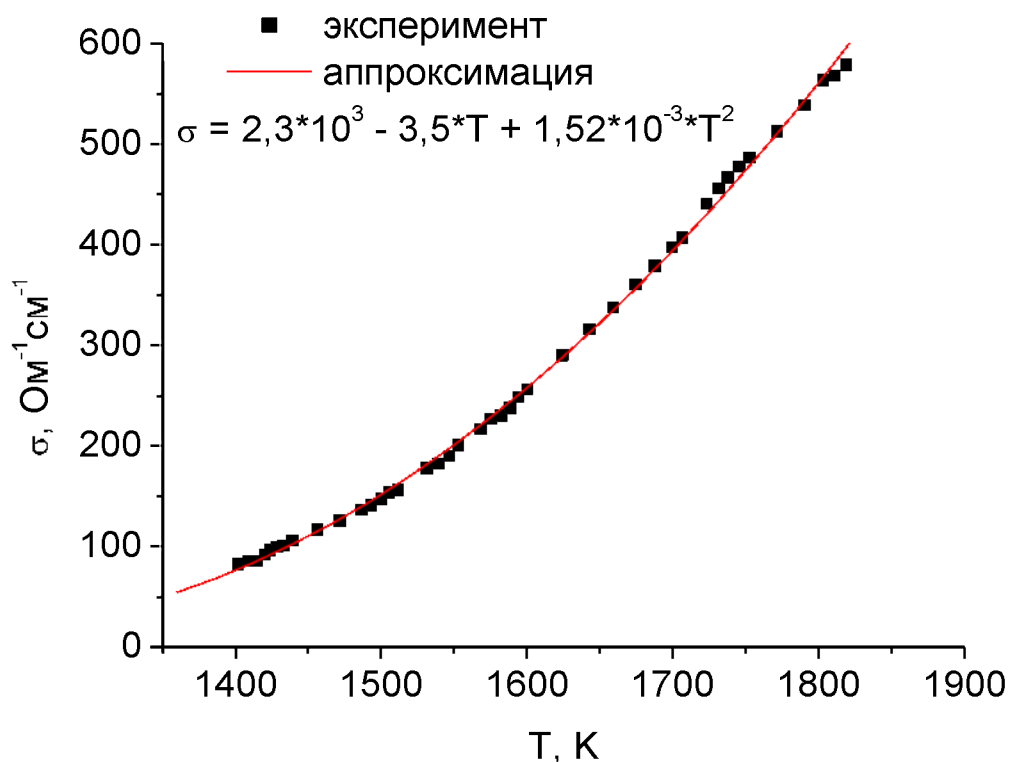


Рис. 1. Зависимость электропроводности расплава σ CdTe от температуры T [6]

На рис. 2(а) приведены временные зависимости температуры поверхности T теллурида кадмия, а на рис. 2(б) – толщины расплавленного слоя d при начальной температуре $T_0=300\text{K}$ для трех значений плотности энергии $E = 0,15, 0,25$ и $0,35$ Дж/см². Как видно из рисунков при $E = 0,15$ Дж/см² температура поверхности достигает 1733 К, а толщина расплавленного слоя составляет около 188 нм. С ростом плотности энергии E температура поверхности и толщина расплавленного слоя также увеличиваются, достигая 2215 К и 413 нм при $E = 0,25$ Дж/см² и 2540 К и 612 нм при $E = 0,35$ Дж/см². Как показали расчеты, порог плавления теллурида кадмия составляет $0,1$ Дж/см². Средняя скорость фронта плавления составляет $\sim 7\text{м/с}$, а фронта кристаллизации $\sim 1\text{м/с}$.

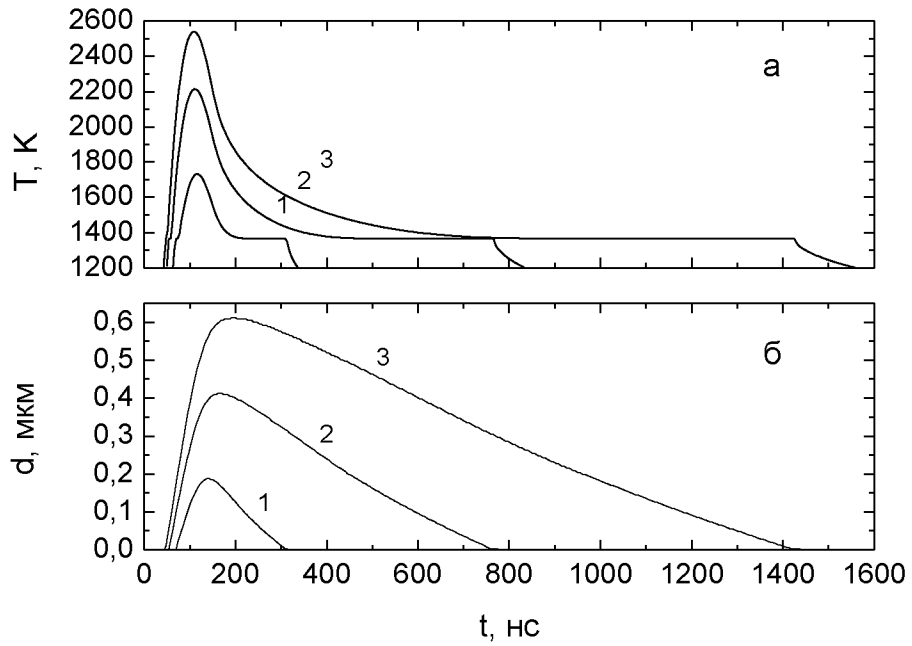


Рис.2. Зависимость температуры поверхности CdTe (*a*) и толщины расплавленного слоя (*б*) от времени при плотности энергии облучения $E = 0,15$ (1), $0,25$ (2), $0,35$ (3) Дж/см²

На рис. 3 представлена зависимость времени существования расплава от плотности энергии.

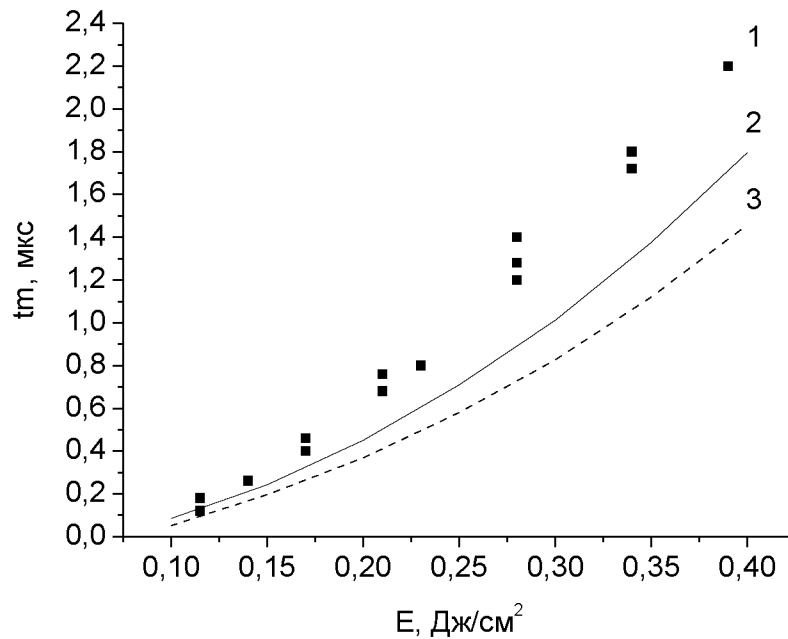


Рис. 3. Зависимость времени существования расплава t_m от плотности энергии E

Поскольку данные о значении теплоемкости в имеющихся литературных источниках различны, то было проведено численное моделирование для двух значений теплоемкости, одно из которых было взято из работы [3] (сплошная линия 2), а второе – из работы [4] (штриховая линия 3). Полученные зависимости времени существования расплава от плотности энергии сравнивались с экспериментальными значениями (1) [8] (рис. 3).

Таким образом, в настоящей работе проведено численное моделирование фазовых переходов при импульсном лазерном облучении поверхности теллурида кадмия. Показано, что фронт плавления движется со скоростью ~ 7 м/с, а фронта кристаллизации ~ 1 м/с. Значение пороговой плотности энергии, необходимой для плавления теллурида кадмия, составило $0,1$ Дж/см². Расчетные данные времени существования расплава, полученные из численного решения задачи, находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными [8].

Литература

1. M.Niraula, A.Nakamura, T.Aoki, Y.Tomita, Y.Hatanaka, *phys.stat.sol.* **229** (2), 1103 (2002).
2. В.М. Глазов, Л.М. Павлова, *Журнал физической химии* **75** (10), 1735 (2001).
3. K. Zanio, *Cadmium Telluride. Semiconductors and Semimetals.* **13**, N.Y.-San Francisco-London, 1978.
4. R. Černý, A. Kalbáč, P. Příklad, *Comp. Mater. Sci.*, **17**, 34 (2000).
5. R.O. Bell, M. Toulemonde, P. Siffert, *Appl. Phys.* **19**, 313 (1979).
6. В.М. Склярчук, Ю.О. Плевачук, П.И. Фейчук, Л.П. Щербак, *Неорганические материалы* **38** (11), 1314 (2002).
7. А.С. Охотин, А.С. Пушкарский, В.В. Горбачев, *Теплофизические свойства полупроводников*, Москва, 1972.
8. G. Ivlev, E. Gatskevich, S. Zhvavyi et al, VIII international conference laser and laser-information technologies: fundamental problems and applications, 25, Plovdiv, 2003.

КОНТРОЛЬ В РЕАЛЬНОМ МАСШТАБЕ ВРЕМЕНИ ПАРАМЕТРОВ НАНОРАЗМЕРНЫХ ЧАСТИЦ В СТЕКЛАХ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ.

В. К. Гончаров, К. В. Козадаев, М. И. Куницкий, М. В. Пузырев,

НИИПФП им. А. Н. Севченко БГУ, ул. Курчатова 7, 220064 Минск, Беларусь,
kunitskimi@bsu.by

Введение.

При производстве оптических стекол по золь-гельной технологии, для получения требуемых свойств, необходимо осуществлять контроль размеров и концентрации наночастиц в оптически прозрачной среде. Существует несколько традиционных методов, позволяющих проводить данный контроль: электронная микроскопия, малоугловое рассеяние нейтронов и атомно-силовая микроскопия. Однако перечисленные методы являются сложными и дорогостоящими, требуют значительных временных затрат и, как правило, предполагают разрушение исследуемого материала.

В данной работе предлагается использовать метод лазерного зондирования для контроля размеров и концентрации наночастиц в прозрачной среде.

Метод лазерного зондирования.

Метод лазерного зондирования разработан в [1-3] для исследования параметров жидкокапельной фазы эрозионного лазерного факела металлических мишеней. Сущность метода, применительно к данной работе, заключается в следующем. На образец стекла подается зондирующее лазерное излучение, которое поглощается и рассеивается на частицах. Для случая релеевского приближения, когда длина волны зондирующего излучения λ намного больше диаметра частиц d , справедливо соотношение [1]:

$$\frac{Q_{рас}}{Q_{пог}} = \frac{\pi^3}{9} \left(\frac{d}{\lambda} \right)^3 \frac{(n^2 - \chi^2 - 1)^2 + 4n^2 \chi^2}{n\chi}, \quad (1)$$

где $Q_{рас}$ и $Q_{пог}$ - эффективности рассеяния и поглощения [4] (отношения сечения рассеяния и поглощения к площади поперечного сечения частицы); $n = \frac{n_{част}}{n_{сред}}$, $\chi = \frac{\chi_{част}}{n_{сред}}$,

где $n_{част}$ и $\chi_{част}$ - соответственно действительная и мнимая часть комплексного показателя преломления материала частиц, $n_{сред}$ - показатель преломления прозрачной среды стекла, в которой находятся частицы. При условии однократного рассеяния (средняя длина свободного пробега фотона по рассеянию должна быть больше, чем

размер зондируемого объекта) выполняется равенство $\frac{P_{pac}}{P_{noz}} = \frac{Q_{pac}}{Q_{noz}}$, где P_{pac} и P_{noz} - соответственно мощности рассеянного и поглощенного образцом излучений.

В эксперименте измеряются мощности падающего на образец P_{nad} , прошедшего образец P_{np} и рассеянного образцом P_{pac} зондирующего излучения. Из баланса $P_{nad} = P_{np} + P_{pac} + P_{noz}$, можно установить мощность поглощенного образцом излучения P_{noz} .

Таким образом, экспериментально определяя отношение $\frac{P_{pac}}{P_{noz}}$, по формуле (1) можно определить усредненный диаметр частиц.

Формула для расчета концентрации частиц может быть получена следующим образом. Эффективность экстинкции $Q_{экс} = \frac{S_{nom}^1}{\pi \cdot r^2}$ [4], S_{nom}^1 - сечение потерь излучения на одной частице, r - радиус частицы. Количество частиц в зондируемом объеме образца $N_V = NSl$, где N - числовая концентрация частиц, S - площадь поперечного сечения зондирующего лазерного луча, l - длина взаимодействия зондирующего излучения с исследуемым образцом. Тогда сечение потерь излучения на всех частицах зондируемого объема $S_{nom} = S_{nom}^1 N_V = Q_{экс} \pi \cdot r^2 NSl$. При условии однократного рассеяния, отношение сечения потерь излучения на частицах зондируемого объема к поперечному сечению зондирующего луча равно относительному коэффициенту потерь $K_{nom} = \frac{P_{pac} + P_{noz}}{P_{nad}}$, т.е.

$\frac{S_{nom}}{S} = K_{nom} = Q_{экс} \pi \cdot r^2 Nl$, откуда можно определить концентрацию:

$$N = \frac{K_{nom}}{\pi r^2 Q_{экс} l} \quad (3)$$

Таким образом, экспериментально определяя K_{nom} и теоретически рассчитывая $Q_{экс}$ (методика расчета $Q_{экс}$ согласно теории Ми подробно изложена в [4]), по формуле (3) можно установить усредненную концентрацию частиц в оптически прозрачной среде.

Экспериментальная часть.

В настоящей работе экспериментальные исследования проводились на образцах кварцевого стекла, заполненного по объему наноразмерными частицами меди.

Контроль размеров и концентрации частиц меди проводился на экспериментальной установке, схема которой изображена на рис.1.

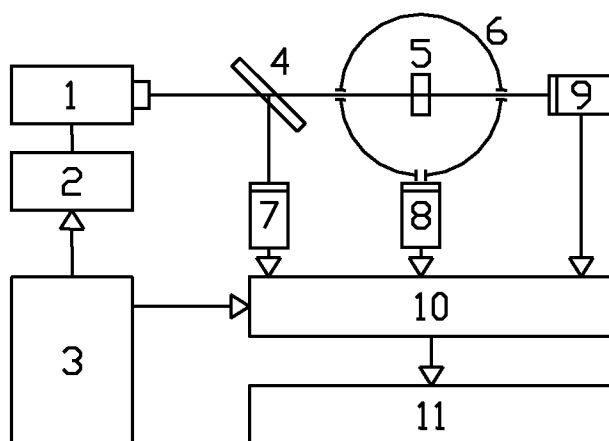


Рис.1. Экспериментальная установка для исследования размеров и концентрации наночастиц в оптически прозрачной среде. 1-рубиновый лазер; 2-блок питания рубинового лазера; 3-система синхронизации; 4-делительная пластина; 5-исследуемый образец; 6-интегрирующая сфера; 7-датчик регистрации мощности падающего на образец излучения; 8-датчик регистрации мощности рассеянного образцом излучения; 9-датчик регистрации мощности прошедшего образец излучения; 10-АЦП; 11-компьютер.

Исследуемый образец 5 помещается в центр интегрирующей сферы 6. Через отверстие в сфере на образец подается зондирующее излучение рубинового лазера 1, работающего в режиме свободной генерации.

Часть лазерного излучения, при помощи делительной пластины 4, подается на оптический датчик регистрации мощности падающего на образец излучения 7. Через второе отверстие в сфере выводится прошедшее образец излучение, мощность которого контролируется оптическим датчиком 9.

Часть рассеянного образцом излучения, равномерно распределенного по внутренней матовой поверхности сферы, через третье отверстие в ней, попадает на оптический датчик 8.

Аналоговые сигналы с датчиков регистрации мощностей падающего на образец излучения 7, прошедшего образец излучения 9 и рассеянного на образце излучения 8 подаются в аналогово-цифровой преобразователь (АЦП) 10, после чего обрабатываются на компьютере 11. Для согласования работы лазера и АЦП во времени используется система синхронизации 3. В экспериментах использовалось четырехканальное АЦП с временем выборки 25 нс и 10-битной разрядностью. Устройство АЦП позволяет накапливать 64000 значений данных на каждый канал, что соответствует временному интервалу 1,6 мс. При помощи специальной программы, основанной на более точных, чем выражение (1), формулах теории Ми [4] производится расчет усредненных диаметров и

концентрации наноразмерных частиц. Использование формул теории Ми позволяет расширить пределы применимости метода, т. к., в отличие от формулы (1), они справедливы для более широкого диапазона размеров частиц.

Установлено [5], что однократное рассеяние наблюдается, когда потери зондирующего лазерного излучения при взаимодействии с частицами (рассеяние и поглощение) не превышают 30 %. Для соответствия этому производился подбор толщины образца.

Анализ полученных результатов.

Результаты, полученные при исследовании кварцевого стекла с частицами меди описанным методом, для значений $n_{\text{част}}$ и $\chi_{\text{част}}$ из разных источников, приведены в таблице.

Размеры и концентрация частиц меди в кварце, измеренные методом лазерного зондирования.

Комплексный показатель преломления меди		Показатель преломления среды $n_{\text{сред}} = n_{\text{SiO}_2}$	Усредненный диаметр частиц d , нм	Усредненная концентрация частиц $N \cdot 10^{12}$, см^{-3}	Литературный источник значений $n_{\text{част}}$ и $\chi_{\text{част}}$
$n_{\text{част}}$	$\chi_{\text{част}}$				
0,11	3,74	1,4585	35	8,7	[6]
0,399	3,97	1,4585	51	0,93	[7]

Для подтверждения результатов, полученных методом лазерного зондирования, проведен анализ поверхности образца с помощью атомно-силовой микроскопии. Для образования рельефа поверхности исследуемое стекло помещали в плавиковую кислоту, которая вытравливала кварц, оставляя при этом медь. Изображение рельефа поверхности кварцевого стекла с частицами меди, полученное с помощью атомно-силового микроскопа, показано на рис. 2.

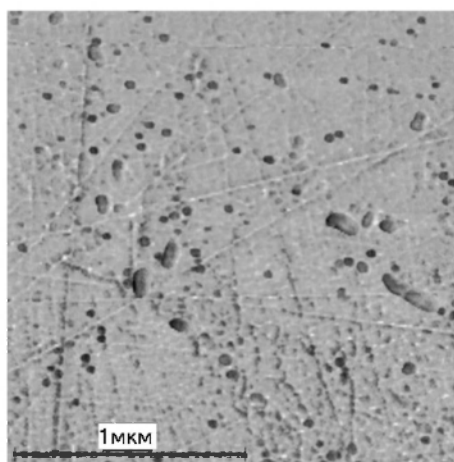


Рис. 2. Изображение рельефа поверхности кварцевого стекла с частицами меди после травления в плавиковой кислоте, полученное с помощью атомно-силового микроскопа.

Среднее значение диаметра частиц, установленное по рис. 2., равно ~50 нм при среднеквадратичном разбросе $\pm 40\%$.

Как видно, измеренные методом лазерного зондирования значения диаметров частиц согласуются со значениями, полученными при помощи атомно-силовой микроскопии. Однако, для повышения точности метода необходимо экспериментальное определение комплексного показателя преломления материала частиц, используемого для приготовления конкретных стекол.

Заключение.

Метод лазерного зондирования позволяет в реальном масштабе времени определять усредненные размеры и концентрацию частиц в оптически прозрачной среде. Следует отметить, что метод применим для контроля изменения размеров и концентрации частиц в быстропротекающих процессах. Дополнительным преимуществом предлагаемого метода является осуществление контроля характеристик без разрушения образца. Кроме того, существует возможность применения метода для контроля параметров непосредственно в течение самого процесса изготовления материала.

Литература

1. В. К. Гончаров, В. И. Карабань, В. А. Остромецкий, Квантовая электроника **13** №6, 1235 (1986).
2. В. К. Гончаров, В. И. Карабань, А. В. Колесник, И. М. Радюк, Квантовая электроника **15** №12, 2575 (1988).
3. В. К. Гончаров, В. Л. Концевой, М. В. Пузырев, А. С. Сметанников, ПТЭ №5, 146 (1995).
4. К. Борен, Д. Кафмен, Поглощение и рассеяние света малыми частицами, М.: Мир, 1986.
5. Г. Ван де Хюлст, Рассеяние света малыми частицами, М.: Изд-во иностр. лит., 1961.
6. Landolt-Bornstein. Zahlenwerte und funktionen aus Physik, Chemie, Astronomie, Geophysik und Technik. 2 band. 8 teil. 1962.
7. M. A. Ordal, Robert J. Bell, R. W. Alexander, Jr, L. L. Long, and M. R. Querry, Optical properties of fourteen metals in the infrared and far infrared: Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Mo, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, V, and W, Applied Optics **24** №24, 4493 (1985).

ПОВЫШЕНИЕ ДОСТОВЕРНОСТИ ПРИЕМА ДАННЫХ В ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ ПЕРЕДАЧИ, ХРАНЕНИЯ И ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ

А.В. Поляков

Белорусский государственный университет, пр.Ф.Скорины 4, 220050 Минск,
Беларусь, polyakov@bsu.by

Волоконно-оптические системы передачи, хранения и обработки информации (ВОС) занимают все более заметное положение в науке и производстве. Практически любая ВОС, независимо от функционального назначения, состоит из трех основных оптоэлектронных компонентов: модулируемого источника излучения, волоконно-оптической линии задержки и фотоприемного устройства. Одной из основных характеристик ВОС является вероятность ошибки BER приема информации, которая определяется отношением сигнал/шум на входе порогового решающего устройства. Так, для обеспечения $BER < 10^{-9}$ необходимо иметь отношение сигнал/шум $\xi > 20$ дБ для цифровой информации, для аналоговой это условие является еще более жестким. Анализ совместного влияния температурных и флуктуационных эффектов на характеристики ВОС является актуальной задачей для любых систем волоконной оптики, включая волоконно-оптические линии связи, оптоэлектронные динамические запоминающие устройства, волоконные датчики и т.д.

Влияние отношения с/ш на достоверность приема данных проанализируем на примере оптоэлектронного динамического запоминающего устройства, состоящего из замкнутых в кольцо полупроводникового инжекционного лазера (ИЛ), волоконно-оптической линии задержки, лавинного фотодиода (ЛФД) и блока регенерации. Основными информационными характеристиками цифрового динамического запоминающего устройства на основе оптоэлектронной рециркуляционной системы являются информационная емкость W и время хранения информации t_x , которая для заданной вероятности ошибки определяется вероятностью ошибки на каждом цикле рециркуляции при условии, что это независимые случайные величины.

$$W = Ln_0 / cT_i - \text{информационная емкость контура} \quad (1)$$

где L – длина волоконного световода (ВС), n_0 – коэффициент преломления ВС, T_i – тактовый интервал.

$$t_x = T_p \frac{\ln(1 - BER)}{\ln(1 - BER_0)}, \text{ при } BER \approx 10^{-9} - \text{время хранения,} \quad (2)$$

где T_p –период рециркуляции.

Вероятность ошибки на одном цикле рециркуляции при хранении цифровой информации

$$BER_0 = \frac{1}{(2\pi)^{1/2}} \int_Q^{\infty} \exp(-x^2/2) dx; \quad Q = \sqrt{\xi}/2 \quad (3)$$

Вероятность ошибки на каждом цикле рециркуляции зависит от отношения сигнал/шум в контуре при условии равновероятного появления в информационной последовательности "0" и "1", а также, если порог срабатывания решающего устройства находится на половине амплитуды сигнала на входе блока регенерации.

Для проведения многопараметрического системного анализа способов минимизации совместного влияния флуктуационных и температурных воздействий в ВОС была разработана математическая модель расчета отношения сигнал/шум и оценки вероятности ошибки приема информации в волоконно-оптических системах. Данная модель учитывает ослабление и изменение формы сигнала при распространении по волоконному световоду, флуктуации интенсивности излучения инжекционного лазера и шумы фотоприемного устройства. Как следует из (2) и (3), важнейший информационный параметр системы хранения и обработки информации - время хранения, зависит от отношения сигнал/шум в контуре. Поскольку рециркуляционный контур содержит целый ряд элементов, то проведен анализ с целью выявления источников шумов, дающих основной вклад в результирующее отношение с/ш. Установлено, что такими источниками являются флуктуации интенсивности излучения ИЛ, дробовые шумы ЛФД и тепловые шумы электронных элементов системы. Полученная модель описывает отношение с/ш в контуре ВОС с учетом дробовых шумов ЛФД, амплитудных флуктуаций интенсивности излучения ИЛ, тепловых шумов электронных элементов системы, а также учитывает влияние изменения температуры θ элементов контура на отношение с/ш.

Отношение сигнал/шум ξ в контуре ВОС может быть представлено в следующем виде [1,2]:

$$\xi = \frac{[I_{\Phi}(\theta)M(\theta)]^2 R_{\text{н}}}{\left[2e(I_{\Phi}(\theta) + I_{\text{T}}(\theta))M^2(\theta)FR_{\text{н}} + N_L(\theta)[I_{\Phi}(\theta)M(\theta)]^2 R_{\text{н}} + 4k\theta \right] B_f} \quad (4)$$

$$I_{\Phi}(\theta) = \frac{e\lambda}{hc} (1-r)(1 - \exp(-k_p(\theta)L_n)) P_{\text{лфд}}(\theta)$$

$$P_{\text{лфд0}}(\theta) = 10^{-0,1(k_1+k_2+k_3L)} \frac{hc}{e\lambda} \eta_{\text{л}} [I - I_{\text{п}}(\theta)]$$

где θ —абсолютная температура; I_{Φ} и I_{T} —начальный фототок и темновой ток ЛФД соответственно; M —коэффициент лавинного умножения; N_L —относительная спектральная плотность флуктуаций интенсивности излучения ИЛ; r —коэффициент отражения поверхности ЛФД; k_p —коэффициент поглощения материала фотоприемника; L_n —ширина

области пространственного заряда; $\eta_{\text{л}}$ –внешний квантовый выход ИЛ; I и $I_{\text{п}}$ –ток накачки и пороговый ток ИЛ; $k_1+k_2+k_3L$ –потери мощности излучения на соединениях ИЛ-ВС-ЛФД и при распространении в самом ВС; $F(M)$ –шум-фактор; B_f –полоса частот системы; k – постоянная Больцмана; $R_{\text{н}}$ - нагрузочное сопротивление ЛФД.

На рис.1 представлены закономерности изменения уровня мощности различных источников шумов при изменении температуры.

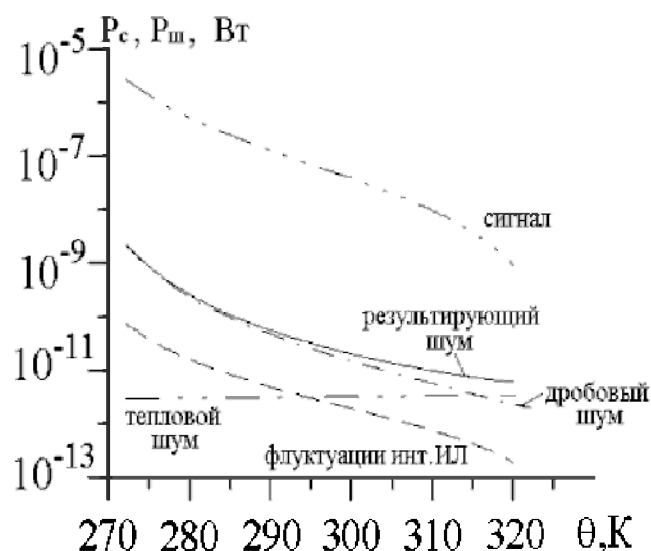


Рис.1 Температурная зависимость мощности сигнала и различных источников шумов

В существующих работах по системам оптической связи и системам хранения и обработки информации рециркуляционного типа при анализе отношения с/ш флуктуации интенсивности излучения ИЛ не учитывались, считая их пренебрежимо малыми. Проведенные исследования показали, что при использовании ЛФД флуктуации интенсивности ИЛ вносят вклад, сопоставимый с остальными источниками шумов, при условии, что длина ВС не превышает 2-3 км для многомодовых ВС и 20-25 км для одномодовых ВС. При анализе амплитудные флуктуации интенсивности излучения ИЛ учитывались в виде относительной спектральной плотности флуктуаций интенсивности (ОСПФИ). При этом, разработанная математическая модель [2] позволяет исследовать конкретную ВОС с использованием параметров, определяемых экспериментально и для частот модуляции, меньших частоты лазерных релаксационных колебаний. Из проведенного анализа следует, что наиболее применимыми режимами работы многомодового AlGaAs/GaAs-ИЛ в составе ВОС является режим с $I > 1,2I_{\text{п}}$ при температуре активной области лазерного кристалла менее 305К.

Как следует из формулы (4), значительный вклад в результирующее значение отношения с/ш вносят характеристики ЛФД, особенно коэффициент лавинного умножения M . Возможно несколько режимов работы ЛФД. Первый–при постоянном напряжении смещения $U=\text{const}$. Другой режим–при постоянном коэффициенте лавинного умножения $M=\text{const}$, когда при изменении θ отношение напряжения смещения к напряжению пробоя поддерживается постоянным. С точки зрения простоты практической

реализации предпочтителен режим $U=\text{const}$. На рис. 2,а представлены зависимости отношения с/ш для фотоприемного устройства (ФПУ) от температуры для режима $U=\text{const}$. Видно, что эта зависимость имеет максимум при температуре θ_{opt} . Характер данной зависимости объясняется следующим образом. В области низких температур преобладают дробовые шумы, в области высоких – тепловые (рис.1). С увеличением температуры коэффициент лавинного умножения ЛФД M уменьшается, следовательно мощность сигнала уменьшается пропорционально M^2 , а мощность дробовых шумов пропорционально $M^2 F$, и отношение сигнал/шум возрастает. Между тем тепловые шумы монотонно возрастают и после достижения $\theta=\theta_{\text{opt}}$ преобладающими становятся тепловые шумы и отношение с/ш начинает уменьшаться. На рис.2,а представлены случаи, когда изменению температурных условий подвергается только ФПУ ($P_L=\text{const}$) и с учетом изменения мощности излучения ИЛ при изменении температуры ($P_L=f(\theta)$). В последнем случае максимальное значение отношения с/ш смещается в сторону более низких температур, в диапазон комнатных. Из графиков следует, что в области комнатных температур использование ЛФД позволяет увеличить отношение с/ш приблизительно на 10 дБ по сравнению с фотоприемниками без внутреннего усиления ($M=1$).

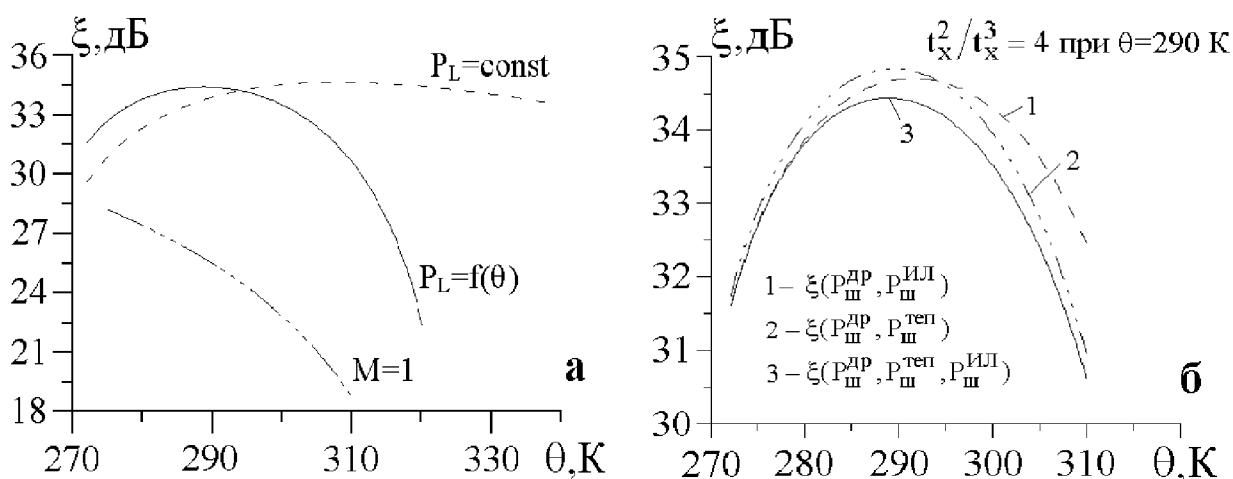


Рис.2 Зависимость изменения ξ от температуры с учетом температурной зависимости мощности излучения ИЛ (а), а также при различных комбинациях шумовых источников (б). Длина многомодового ВС 2 км.

Как следует из рис.2,б, даже при таких длинах ВС, при которых флуктуации интенсивности ИЛ вносят незначительный вклад в уменьшение отношения с/ш (порядка 1,5 дБ на каждом цикле рециркуляции), за счет свойства динамической системы накапливать искажения в процессе рециркуляции результирующее время хранения уменьшается в 4 раза.

Сопоставление режимов работы ЛФД с $U=\text{const}$ и $M=\text{const}$ показывает, что для температур, меньших 290 К предпочтительнее использовать режим $M=\text{const}$, в то время как для более высоких температур практически нет разницы между рассматриваемыми режимами ЛФД, а с учетом простоты практической реализации целесообразно использовать

режим $U=\text{const}$. Из анализ зависимости $\xi(M)$ следует, что для $U=\text{const}$ при комнатной температуре оптимальный коэффициент лавинного умножения лежит в пределах 8-10 и практически не зависит от мощности излучения ИЛ.

Используя разработанные математические модели и полученные в результате анализа данные по оптимальным режимам работы элементов ВОС с точки зрения максимума отношения с/ш, оценивались предельные информационные характеристики системы динамического хранения информации. Из (1) следует, что при постоянной длине ВС $L=\text{const}$ информационная емкость W растет с уменьшением тактового интервала $T_i=1/B_s$. Однако дисперсионные свойства ВС ограничивают максимально допустимую скорость поступления информации B_s из-за эффекта межсимвольных помех. Межсимвольные помехи обусловлены тем, что часть энергии, относящаяся к одному тактовому периоду, поступает на фотоприемник в течение следующего периода. При передаче символа "1" такая помеха приводит к уменьшению величины интенсивности сигнальных отсчетов, а в случае символа "0" появляется дополнительная шумовая составляющая. Уменьшение отношения с/ш из-за межсимвольных помех для гауссовой формы импульса не превосходит 1 дБ при выполнении условия $\sigma \leq T_i/4$ (5), где σ – среднеквадратической длительности оптического импульса на выходе ВС. Было получено аналитическое выражение, связывающее оптическую мощность $P_{\text{лфд0}}$ на входе фотоприемника с эквивалентной мощностью при наличие межсимвольных помех $P_{\text{лфд}}$:

$$\Delta P_p = 10 \lg(P_{\text{лфд0}}/P_{\text{лфд}}) = \frac{a_p \sigma}{T_i} \exp\left(\frac{b_p \sigma}{T_i}\right) \quad (6)$$

где параметры аппроксимации: $a_p=2$, $b_p=4,5$ –для гауссовой; $a_p=4$, $b_p=1$ –для экспоненциальной формы импульсов.

Из формул (1), (2) и (6) следует, что если условие (5) не выполняется, то увеличение информационной емкости приводит к уменьшению времени хранения и наоборот. Расчеты показали, что компенсация межсимвольных помех за счет снижения потерь и уменьшения дисперсии оптического импульса при уменьшении длины ВС на 1/3 позволяет при том же времени хранения в полтора раза увеличить допустимую скорость информационного потока и информационную емкость.

Таким образом, разработанная математическая модель для расчета отношения сигнал/шум и оценки вероятности ошибки приема информации в волоконно-оптических системах, позволяет провести многопараметрический системный анализ способ минимизации совместного влияния флуктуационных и температурных воздействий в волоконно-оптических системах различного функционального назначения.

Литература

1. К.Н. Коростик, И.А. Малевич, А.В. Поляков, Доклады НАН Беларуси **40**, 54 (1996).
2. К.Н. Коростик, А.В. Поляков, Весці НАН Беларусі. Сер.фіз.-мат.наук №3, 110 (2000).

ОПТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА КОНТРОЛЯ ГРАВИРОВКИ ФЛЕКСОФОРМ

А.А. Галкин, С.С. Есьман, В.И. Кравченко, С.А. Мамилов, Ю.С. Плаксий.

Киев, ООО "БИЭЛТ", ул. Львовская, 44. vilenkr@iptelekom.net.ua

В настоящее время для изготовления форм флексографской печати используется два основных метода – Computer-to-Plate (лазерная гравировка маски) и прямое лазерное гравирование форм печати. В CtP методе изображение формируется следующим образом – лазерным лучом удаляются участки маски, тонкого непрозрачного слоя, которым покрыта фотополимерная пластина, и формируется негативное изображение, затем пластина полимеризуется УФ излучением. Рельеф образуется в результате вымывки неполимеризованного материала.

Прямое лазерное гравирование является новым и развивающимся методом и представляет собой одноступенчатый процесс. Цифровая информация, полученная в результате обработки изображения, с помощью лазерного луча переносится непосредственно на печатную форму, а избыточный формный материал испаряется, создавая рельеф, необходимый для печатания. Эта технология пригодна для создания форм на пластинах толщиной до 3.18 мм [1,2].

Попадание бракованной пластины в печатный процесс приводит к значительным экономическим потерям. При CtP методе изготовления форм флексографской печати могут возникать дефекты в виде неполного удаления материала маски, пропусков участков прожига, захвата лишних участков, искажений формы элементов печати. Основные проблемы, которые возникают при изготовлении печатных форм прямой лазерной гравировкой, связаны с искажениями формы растровых точек, неровностями их поверхности, нестабильностью глубины рельефа [1,2].

Существующие приборы для контроля и измерения параметров точечного раstra готовых флексоформ характеризуются малой рабочей апертурой (1–2 мм) и являются контактными, поэтому для контроля масок практически не применяются во избежание повреждений тонкого (3–5 мкм) масочного слоя. На практике выявление явных дефектов маски осуществляется визуальным осмотром.

Стоящая перед задача состоит из двух частей. Первая - создание бесконтактных оптико-электронных средств контроля, позволяющих оперативно просматривать участки

масок на флексопластинах больших размеров с достаточной разрешающей способностью (не хуже 10 мкм); вторая – разработка методов контроля рельефа готовой формы печати.

Контроль маски. Контроль маски необходимо осуществлять как одновременно на больших участках, так детально – на малых. Для получения изображения значительных (до формата А4) участков масок флексоформ разработаны схема и метод сканирования с использованием оптики аналогичной планшетным сканерам. Отличие состоит в расположении сканируемой фотополимерной пластины снизу с выравниванием ее вакуумным прижимом, а осветительной лампы и оптики, связанных с механическим приводом, – над объектом. Разрешающая способность такой схемы при использовании ПЗС линейки размером 2×10^4 пиксел, составляет ~ 10 мкм (945 точек/см). Этого достаточно для оценки параметров типичных масок (характерные размеры точек растра от 40 до 200 мкм, лазерный пучок шириной 10 мкм).

Для детального анализа структуры элементов масок разработана система с передвижной оптикой на базе микроскопа с ПЗС камерой (Рис.1). Механическая система передвижения объектива обеспечивает бесконтактный оптический контроль гравированных масок по всей площади фотополимерной пластины формата А0 с выводом изображения на компьютер. Разрешающая способность системы не хуже 1–3 мкм при рабочей апертуре до 3 мм в зависимости от объектива.

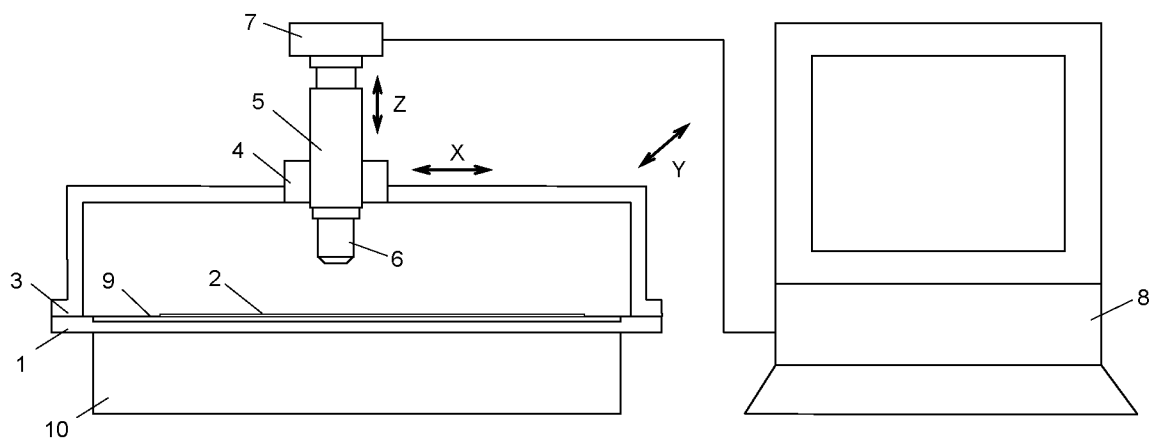


Рис.1. Схема бесконтактного оптического контроля качества масок. 1 – опорная плита; 2 – флексопластина; 3, 4 – механизм передвижения по x, y; 5 – держатель; 6 – оптическая головка; 7 – цифровая камера; 8 – компьютер; 9 – матовое стекло; 10 – блок подсветки.

Для обработки полученных обоими методами изображений маски разработана программа с интерфейсом пользователя для анализа изображений и вычисления параметров точечного растра: процента заполнения, линиатуры и угла наклона растра.

Разработанные средства опробованы на стандартных пластинах с линиатурой до 60 лин/см и заполнением от 1% до 99%. На рис. 2. показан интерфейс работы программы обработки изображения гравированной маски.

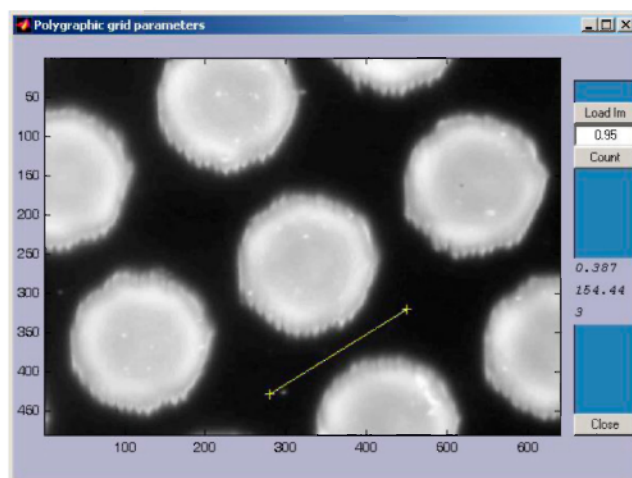


Рис.2. Пример расчета параметров точечного раstra гравированной лазером маски. Процент заполнения раstra 0,387; угол наклона 154,4°.

Контроль рельефа. Анализ литературы об оптических методах и датчиках трехмерных измерений рельефа поверхности [3–6] показал, что для поверхностей, требующих разрешающей способности в микронном диапазоне (к которым относятся флексографские формы, а также формы глубокой печати), можно использовать методы, основанные на триангуляции, конфокальном принципе, коноскопической голографии, муаровой интерференции. С точки зрения соотношения цена/функциональность при разработке методов и средств оптического контроля рельефа поверхности форм флексографской печати, наиболее целесообразным (наряду с применением обычной микроскопии) является использование лазерных сканирующих триангуляционных методов [7].

Оптическая схема собранной экспериментальной установки для триангуляционной профилометрии приведена на рис.3. В качестве источника излучения использован гелий-кадмиевый лазер ЛГН-517 с длиной волны излучения $\lambda=446$ нм. Выбор источника был мотивирован целью уменьшения ширины проектируемой лазерной полосы на поверхность объекта, что позволяет увеличить разрешающую способность по сравнению с источниками красного излучения в 1,4–1,5 раза. В качестве приемника использована ПЗС матрица (640x480).

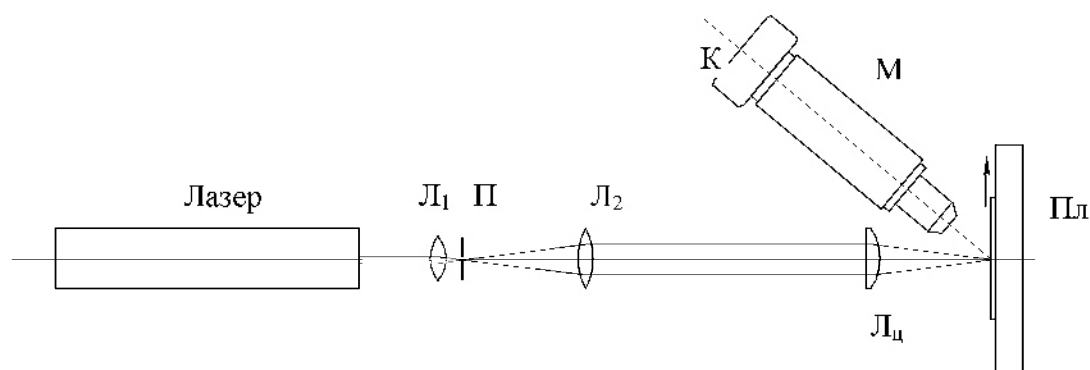


Рис.3. Оптическая схема экспериментальной установки лазерной триангуляционной профилометрии. Линзы L_1 , L_2 и пинхол Π – пространственный фильтр; $L_{ц}$ – проекционная цилиндрическая линза; ПЛ – платформа с механизмом передвижения образца; М – микроскоп; К – ПЗС камера.

Были проведены экспериментальные исследования воздействия лазерного излучения на полимерную пластину (прямая гравировка) [8]. и параметров точечного растра (метод СтР). На рис.4 и 5 показаны двумерные профили различных печатных элементов, а на рис. 6 - восстановленный трехмерный рельеф.

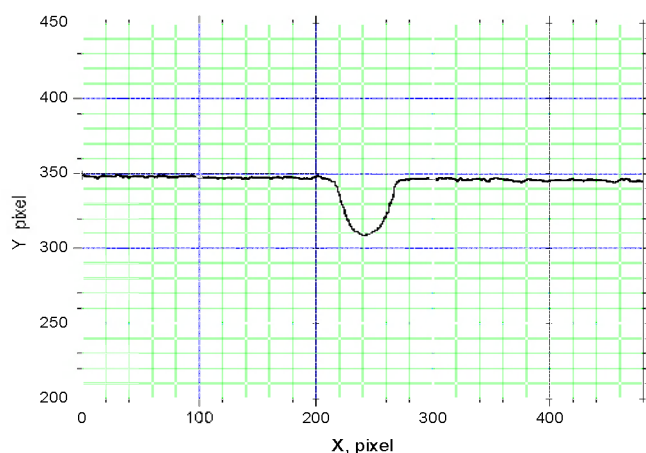


Рис.4. Двумерный профиль линии, гравированной CO_2 лазером на флексопластине.

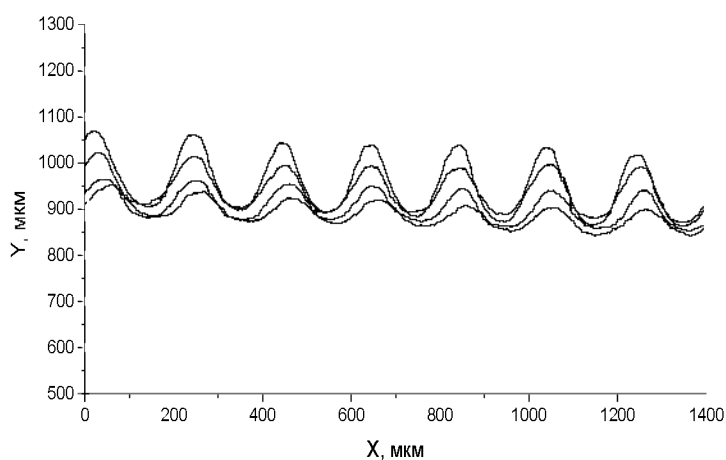


Рис.5. Ряд последовательных 2D-профилей рельефа флексоформы с точечным растром.

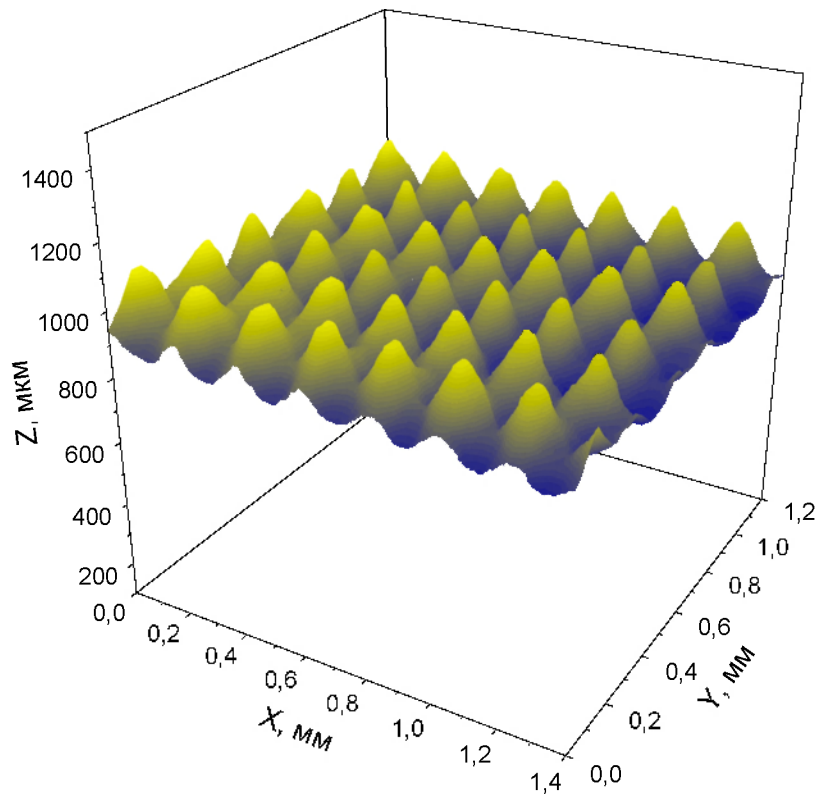


Рис. 6. Восстановленное триангуляционной профилометрией трехмерное изображение рельефа флексоформы.

Разработанные методики позволяют контролировать качество прожига маскированного слоя фотополимерных пластин с разрешающей способностью до 3 мкм, а также определять характеристики рельефа флексоформ. Эти методики могут применяться как для контроля в процессе производства, так и при разработке новых технологических комплексов для изготовления форм флексопечати.

Литература

1. Сорокин Борис Алексеевич, Здан Олег Витальевич. Флексографская печать. /М. : Мир кн., 1996. — 174,[1] с.
2. Техника флексографической печати : Учеб. пособие : Сокр. пер. с нем. с доп. / Под ред. В. П. Митрофанова. — М. : Мир кн., 1997. — 199,[1] с.
3. Stevenson W. *SPIE*, **1821**, p.406, (1992).
4. Tiziani H.J., Uhde H.M. *Applied Optics*, **33**, p.567, (1994).
5. Mugnier L.M. Conoscopic holography: toward threedimensional reconstructions of opaque objects. *Applied Optics*, **34**, p.1363, (1995).
6. Deck L., Groot P. *Applied Optics*, **33**, p.7334, (1994).
7. Галкин А.А., Есьман С.С., Кравченко В.И., Мамилов С.А., Плаксий Ю.С. Оптические методы измерения рельефа поверхности в микронном диапазоне. Препринт ОАО "Укрпластик", - Киев, 2003, 38 С.
8. A.A.Galkin, V.I. Kravchenko, Yu.S. Plaksij, S.S. Yesman, S.A. Mamilov. Study of laser engraving of materials assigned for flexoplates making. Proceedings CAOL 2003, IEEE CN 03EX715, **1**, p. 154

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ПОСТОЯННЫХ И ТОЛЩИНЫ ТОНКИХ СЛАБОПОГЛОЩАЮЩИХ ПЛЕНОК ПО СПЕКТРАМ ОТРАЖЕНИЯ И ПРОПУСКАНИЯ

В.П. Кутавичюс, В.В. Филиппов

*Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси,
220072, Минск, пр. Ф. Скорины 68; e-mail: kvit@dragon.bas-net.by*

Введение. Выбор тех или иных методов для определения параметров тонких пленок во многом обусловлен оптической толщиной последних. Практический интерес вызывает ситуация, когда оптическая толщина расположенной на подложке тонкой пленки слишком велика для эффективного применения эллипсометрических способов, а количества наблюдаемых в интерференционной картине экстремумов недостаточно для построения огибающих с приемлемой точностью и, следовательно, расчет по методу огибающих будет связан с большими ошибками. В данной работе рассмотрена такая ситуация и предложен метод определения оптических постоянных, их дисперсии и толщины слабопоглощающих тонких пленок, сформированных на прозрачных или слабопоглощающих подложках, для применения которого необходимо, чтобы в спектре отражения рассматриваемой системы содержалось хотя бы несколько экстремумов. В этом случае, как показано в работе, неоднозначность в решении обратной задачи спектрофотометрии может быть устранена и параметры пленки определены с хорошей точностью только из отражательной и пропускательной способностей образца, полученных при падении под произвольным углом s -поляризованного излучения.

Описание метода. Рассматриваемая слоистая структура представляет собой находящуюся в воздухе (среда 1, показатель преломления $n_1=1$) изотропную слабопоглощающую пленку толщины h (среда 2), расположенную на прозрачной подложке (среда 3). При условии полубесконечной подложки выражения для энергетических коэффициентов отражения R и пропускания T такой системы можем записать в виде [1]:

$$R = \frac{r_1^2 + r_2^2 e^{-2\alpha} + 2r_1 r_2 e^{-\alpha} \cos(2k_0 h \eta'_2 + \delta_2 - \delta_1)}{1 + r_1^2 r_2^2 e^{-2\alpha} + 2r_1 r_2 e^{-\alpha} \cos(2k_0 h \eta'_2 + \delta_2 + \delta_1)}, \quad (1)$$

$$T = \frac{\eta_3}{\eta_1} \frac{t_1^2 t_2^2 e^{-\alpha}}{1 + r_1^2 r_2^2 e^{-2\alpha} + 2r_1 r_2 e^{-\alpha} \cos(2k_0 h \eta'_2 + \delta_2 + \delta_1)}, \quad (2)$$

где $k_0=2\pi/\lambda$, λ - длина падающей на пленку световой волны; r_i, δ_i, t_i ($i = 1,2$) - модули и фазы френелевских коэффициентов отражения r_{12}, r_{23} и модули коэффициентов пропускания t_{12}, t_{23} на границах сред 1-2 и 2-3 соответственно; $\alpha=2k_0 h \eta_2''$.

Для s -поляризованного излучения

$$r_{12} = \frac{\eta_1 - \eta_2}{\eta_1 + \eta_2}, r_{23} = \frac{\eta_2 - \eta_3}{\eta_2 + \eta_3}, t_{12} = \frac{2\eta_1}{\eta_1 + \eta_2}, t_{23} = \frac{2\eta_2}{\eta_2 + \eta_3}. \quad (3)$$

Здесь $\eta_j = \eta_j' - i\eta_j'' = (\epsilon_j - \xi^2)^{1/2}$ - нормальная составляющая вектора рефракции падающей ($j=1$) и преломленных в пленку ($j=2$) и в подложку ($j=3$) волн, $\epsilon_j = (n_j - i\kappa_j)^2$ - диэлектрическая проницаемость рассматриваемых сред, n_j - показатель преломления и κ_j - коэффициент экстинкции волн в этих средах; $\xi = n_1 \sin \varphi$, φ - угол падения света на пленку. Оптические постоянные подложки n_3 и κ_3 считаем известными.

Поскольку поглощение в пленке полагается малым ($\kappa_2 \leq 1/2k_0h$), то $\delta_1 \approx \pi$ и условие экстремумов интерференционной картины имеет вид [2]:

$$2k_0 h \eta_2' + \delta_2 = m\pi, \quad m=1, 2, 3, \dots \quad (4)$$

При этом выражения для соответствующих энергетических коэффициентов в точках максимумов (нижний индекс "+") и минимумов ("-") спектров R и T принимают форму:

$$R_{\pm} = \left(\frac{r_1 \pm r_2 e^{-\alpha}}{1 \pm r_1 r_2 e^{-\alpha}} \right)^2, \quad T_{\pm} = \frac{\eta_3}{\eta_1} \left(\frac{t_1 t_2 e^{-\alpha/2}}{1 \mp r_1 r_2 e^{-\alpha}} \right)^2. \quad (5)$$

Отметим, что максимумам R соответствуют минимумы T и наоборот. Пренебрегая поглощением ($\eta_2'' = 0$) только в модулях френелевских коэффициентов отражения и пропускания, где его вклад квадратичен, но не в показателе степени экспоненты α , из выражения (5) получим соотношения для η_2' в экстремумах:

$$\eta_2' = \left[\eta_1 \eta_3 \frac{\eta_3 \pm \eta_1 A_{\pm}^2}{\eta_1 \pm \eta_3 B_{\pm}^2} \right]^{1/2}, \quad A_{\pm} = \frac{1 + \sqrt{R_{\pm}}}{\sqrt{T_{\mp}}}, \quad B_{\pm} = \frac{1 - \sqrt{R_{\pm}}}{\sqrt{T_{\mp}}}. \quad (6)$$

Чтобы получить соотношение для толщины пленки воспользуемся условием (4), записав его для двух экстремумов с номерами l и $k=l+p$. Это дает возможность при расчете исключить неизвестное значение порядка интерференции m :

$$h_{lk} = \frac{p\pi + \delta_{2l} - \delta_{2k}}{4\pi} \frac{\lambda_l \lambda_k}{\eta_{2k}' \lambda_l - \eta_{2l}' \lambda_k}. \quad (7)$$

Толщину пленки h определим как среднее значение всех h_{lk} , рассчитанных для каждой пары экстремумов, т. е. для каждого возможного значения l и p . После преобразования выражений (5) получим уравнение для значений α в точках экстремумов R :

$$\alpha = \ln \frac{2|\eta_2|^2 \eta_3 C + \sqrt{(2|\eta_2|^2 \eta_3 C)^2 + \eta_2'^2 \left((|\eta_2|^2 + \eta_3^2)^2 - (2\eta_2' \eta_3)^2 \right)}}{\eta_2' (|\eta_2' + \eta_3|^2 + \eta_2''^2)}, \quad C = (1 - R_{\pm}) / T_{\mp}. \quad (8)$$

Поскольку толщина h и η_2' уже известны, то, если в правой части уравнения (8) положить $\eta_2'' = 0$ (а, следовательно, $|\eta_2| = \eta_2'$), можно в рассматриваемом приближении найти коэффициент экстинкции пленки на длинах волн экстремумов. В работах [3,4] для

определения оптических постоянных пленки было предложено использовать не сами значения R и T , а их комбинации $(1 \pm R)/T$, так как эти комбинации, в отличие от энергетических коэффициентов, являются гладкими однозначными функциями показателя преломления и коэффициента экстинкции пленки. Применение таких функциональных зависимостей позволяет уменьшить влияние ошибок измерений и облегчает выбор правильных решений для n_2 и k_2 . К тому же отметим, что в нашей ситуации при малом поглощении в пленке (тогда $\delta_1 \approx \pi$) комбинация фотометрических величин $C = (1 - R)/T$ в отличие от самих R и T не содержит значений косинусов и является гладкой неосциллирующей функцией длины волны λ на всем спектральном интервале. Она обладает высокой чувствительностью к изменениям коэффициента экстинкции и в гораздо меньшей степени зависит от показателя преломления пленки. Эти факторы предопределили использование в предлагаемом методе величины C для расчета k_2 на любой длине волны из рассматриваемого участка спектра.

При исследовании реальных тонкопленочных структур приходится учитывать конечные размеры подложки. Полагаем, что толщина подложки достаточно велика, световые пучки, отраженные от её границ, не когерентны между собой и, следовательно, интерференционные явления отсутствуют. Тогда при учете переотражений света в подложке получим выражения для R и T в виде:

$$R = R_{\Sigma} - \frac{r_3^2 T^2}{1 - r_3^2 R_b}, \quad T = \frac{n_3(1 - r_3^2 R_b)}{\eta_1 t_3^2} T_{\Sigma} \quad (9)$$

здесь R_{Σ} и T_{Σ} - полные отражательная и пропускательная способности тонкопленочной системы, которые являются непосредственно измеряемыми величинами, r_3 , t_3 - модули френелевских коэффициентов отражения $r_{31} = \frac{\eta_3 - \eta_1}{\eta_3 + \eta_1}$ и пропускания $t_{31} = \frac{2\eta_3}{\eta_3 + \eta_1}$ на

границе 3-1, $R_b = \left| \frac{r'_{23} + r'_{12} e^{-2ik_0 h_3}}{1 + r'_{23} r'_{12} e^{-2ik_0 h_3}} \right|^2$ - энергетический коэффициент отражения пленки при

падении излучения со стороны подложки. Полученные выражения легко преобразовать на случай слабопоглощающих подложек. Полагаем $k_3 \ll n_3$ и, следовательно, $\eta_3 \approx \eta'_3$, тогда появление слабого поглощения в подложке сводится только к уменьшению интенсивности прошедшего сквозь нее излучения. В этой ситуации необходимо в выражениях (9) умножить квадраты модулей френелевских коэффициентов r_3^2 , t_3^2 на $e^{2k_0 h_3 \eta_3}$ и $e^{-k_0 h_3 \eta_3}$ соответственно, где h_3 - толщина подложки.

Итерационная процедура расчета. На первом этапе процедуры расчетов определим толщину и оптические постоянные пленки на длинах волн экстремумов R . Поскольку в начале процедуры невозможно вычислить R_b , то R и T для первого просчета находим из

соотношения (9), положив в нем $r_3^2 R_b = 0$. Такое приближение вполне приемлемо, в частности, для модели тонкопленочной структуры с приведенными в следующем разделе параметрами ошибка в значении R не превосходит 0.1%, а в значении T - 0.5%. Тогда, полагая в модулях и фазах френелевских коэффициентов $\eta_2'' = 0$, рассчитываем при помощи выражений (6)-(8) приближённые значения η_2' , h , η_2'' . Теперь можно составить циклическую итерационную процедуру для последовательного уточнения параметров R_b , R и T , η_2' , h , η_2'' . Необходимо отметить, что соотношения (6) были получены при условии $\eta_2'' = 0$ и для дальнейшего уточнения η_2' непригодны. В этих целях можно выразить η_2' из

$$\text{соотношения (5) для } T_{\pm}: \quad \eta_2' = \frac{\eta_3(1-r_1^2)t_2^2 e^{-\alpha}}{T_{\pm}(1 \mp r_1 r_2 e^{-\alpha})^2}, \quad (10)$$

или применить условие (4), предварительно рассчитав, зная η_2' , порядки интерференции m для экстремумов. Из-за ошибок различного рода полученные значения m будут дробными числами. Небольшое количество экстремумов на широком участке спектра означает, что порядки интерференции не выходят за границы первого десятка по крайней мере в длинноволновой части и, следовательно, погрешности в m не превосходят единицы. При округлении до целого числа выбор неправильного значения порядка невозможен - если ошибка в m равна единице, то минимумы (максимумы) рассчитанного спектра отражения окажутся на месте максимумов (минимумов) реального.

На втором этапе процедуры расчетов находятся дисперсии оптических постоянных в исследуемом спектральном диапазоне. Здесь начальным действием является определение η_2' (или n_2) на данной длине волны λ при помощи минимизации целевой функции $F = (T_{\Sigma \text{exp}} - T_{\Sigma \text{calc}})^2 + (R_{\Sigma \text{exp}} - R_{\Sigma \text{calc}})^2$, где индекс "exp" означает измеренные, а "calc" - рассчитанные значения R_{Σ} и T_{Σ} . Кроме найденной толщины пленки, используем полученные на первом этапе значения η_2' и η_2'' (более удобно эти значения преобразовать и далее иметь дело с параметрами n_2 и k_2) в экстремумах R , которые позволяют оценить поведение дисперсионных кривых оптических постоянных на всем участке спектра, а также выбрать величину шага по длине волны и доверительный интервал изменения показателя преломления пленки. Первой точкой по λ , в которой ищем соответствующие минимумам функции F значения n_2 , берется значение, отстоящее на выбранный шаг от любого из двух крайних экстремумов R . Исходными данными для поиска в этой точке являются значения n_2 и k_2 в экстремуме, а доверительный интервал выбирается так, чтобы это значение n_2 лежало в его середине. Для найденного n_2 с помощью выражения (8), где необходимо положить $C = (1-R)/T$, и известной толщины h рассчитываем k_2 . Затем, удаляясь с выбранным шагом от экстремума, определяем оптические постоянные в следующих точках по λ , используя для каждой из них в качестве исходных данных

значение n_2 в экстремуме и значение k_2 , полученное в предыдущей точке. Вблизи очередного экстремума принимаем соответствующее ему значение n_2 за новую середину доверительного интервала, также проверяем и корректируем результаты по известным значениям оптических постоянных в этом экстремуме. Предлагаемый подход позволяет легко отсеять часть неверных решений, причем, как правило, функция F для типичных тонкослойных структур в таком доверительном интервале имеет один, реже - два минимума. В последнем случае процедура расчета предполагает сохранение обоих решений для показателя преломления с целью выбора в дальнейшем правильной ветви решений. При этом можно рассчитывать k_2 только для одной ветви n_2 , потому что слабая чувствительность выражения (8) к изменениям в показателе преломления пленки приводит к практически одинаковым значениям k_2 для обеих ветвей. Одним из преимуществ предлагаемого метода является численный поиск решения только для n_2 с последующим аналитическим расчетом k_2 . Такой одномерный поиск легко может быть программно реализован, в отличие от других методов, где минимизация целевой функции производится по двум [3-10] (при одновременном определении толщины - по трем [11-14]) параметрам и применяются достаточно сложные способы численного решения систем нелинейных уравнений.

Численное моделирование. Проверка метода была проведена на смоделированной тонкопленочной системе. Дисперсия оптических постоянных материала пленки описывалась при помощи одноосцилляторной модели Лоренца [2]. Комплексный показатель преломления пленки с толщиной $h=400$ нм находился в пределах от $N_2=2.22-i0.12$ для $\lambda=450$ нм до $N_2=1.79-i0.02$ для $\lambda=950$ нм. Подложка предполагалась прозрачной с постоянным показателем преломления $n_3=1.5$ во всем диапазоне λ . Рассчитанные спектры R_Σ и T_Σ для углов падения s -поляризованного излучения $\varphi=5^\circ$ и $\varphi=60^\circ$ изображены на рис. 1. Для учета ошибок эксперимента, которые, как правило, приводят к ослаблению измеряемых отраженного и прошедшего сигналов, но не влияют на положения их экстремумов, насчитанные значения R_Σ и T_Σ были занижены на 1%. Дисперсионные кривые n_2 и k_2 , найденные с помощью предлагаемого метода из измененных таким образом спектров R_Σ и T_Σ для угла падения света $\varphi=5^\circ$, приведены на рис. 2 (для угла $\varphi=60^\circ$ наблюдается схожая картина).

Подчеркнем две характерные особенности поиска решений:

- а) на участках длин волн, где существует неоднозначность решения обратной задачи, из-за ошибок в R_Σ , T_Σ и рассчитанной толщине h оба найденных решения заметно отличаются от истинных значений n_2 или функция F может вообще не иметь минимумов на выбранном доверительном интервале. Подобный факт был отмечен в

работах [4,8,10,11]. На рис.2 соответствующие области дисперсионных кривых обведены штриховой линией и обозначены буквами *A*, *B* и *C*. Если на некоторой длине волны функция *F* не имеет минимума, то в процессе вычислений за значения оптических постоянных здесь принимаются n_2 и κ_2 , полученные на предыдущем шаге.

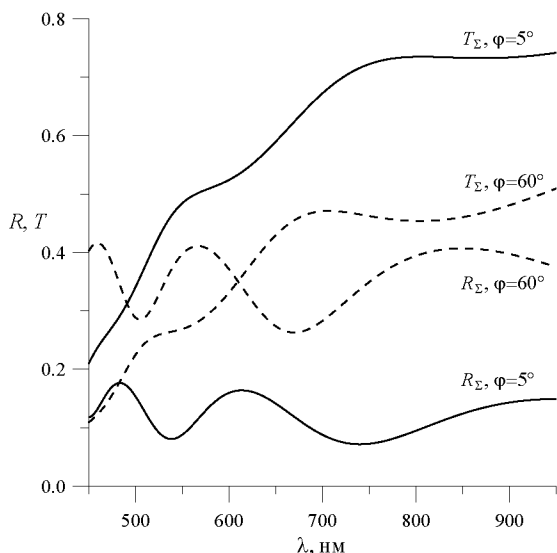


Рис. 1. Рассчитанные отражательная R_Σ и пропускательная T_Σ способности тонкопленочной системы для двух углов падения *s*-поляризованного излучения

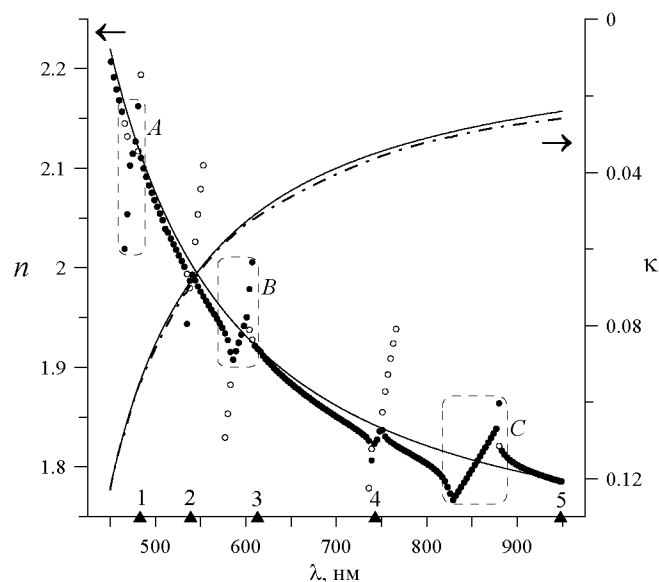


Рис. 2. Зависимости оптических постоянных пленки от длины волны. Сплошными тонкими линиями (—) обозначены точные дисперсионные кривые n_2 и κ_2 , символами ● и ○ - рассчитанные значения n_2 , соответствующие наименьшему и появившемуся второму минимумам целевой функции *F*, штрихпунктирная линия (-·-) отмечает полученную дисперсионную кривую κ_2 .

б) точки 1, 3, 5 на оси λ (рис. 2) отмечают длины волн максимумов, а точки 2 и 4 - минимумов R_Σ . Вблизи этих точек ошибки в h , R_Σ и T_Σ приводят к появлению второго решения для n_2 и понижению точности правильного решения. Проводимая в процедуре расчетов коррекция решений по значениям оптических постоянных, полученных на ее первом этапе, позволяет в значительной мере исправить ситуацию, однако, в точках минимумов 2 и 4, где возрастает влияние расчетных и экспериментальных ошибок, все еще заметно нарушение плавного хода кривой n_2 .

Рис. 2 также подтверждает слабую зависимость выражения (8) от показателя преломления пленки - резкие изменения значений n_2 в областях *A*, *B*, *C* и в окрестностях точек 2 и 4 практически не сказываются на поведении дисперсионной кривой κ_2 . Предлагаемый метод не содержит в себе процедуры сглаживания или аппроксимации полученных дисперсионных зависимостей оптических постоянных, поскольку подобные процедуры включены в пакеты программ, обычно применяемых при компьютерной обработке экспериментальных данных. Усредненные по интервалу длин волн относительные

ошибки в найденных значениях n_2 и κ_2 , соответствующих наименьшему минимуму целевой функции F , для двух углов падения s -поляризованного излучения приведены в таблице. Относительная ошибка определения толщины пленки h не превысила 0.65 %.

Таблица. Относительные ошибки определения оптических постоянных пленки.

спектральный интервал, нм	$\varphi=5^\circ$		$\varphi=60^\circ$	
	$\Delta n_2/n_2, \%$	$\Delta \kappa_2/\kappa_2, \%$	$\Delta n_2/n_2, \%$	$\Delta \kappa_2/\kappa_2, \%$
450–600	0.7	0.8	0.5	1.2
600–800	0.6	3.4	0.6	2.6
800–950	0.8	5.3	0.2	7.2

Заключение. В работе предложен метод определения оптических постоянных и толщины тонких слабопоглощающих пленок на прозрачных или слабопоглощающих подложках, в котором используются данные только спектра отражения и спектра пропускания тонкопленочной системы для произвольного угла падения s -поляризованного излучения. Для применения метода необходимо, чтобы спектр отражения содержал хотя бы несколько экстремумов. Процедура расчета основана на достаточно простых и удобных для программной реализации соотношениях, не требует задания начальных значений определяемых параметров и сложных способов численного поиска при минимизации целевой функции. Метод обладает хорошей точностью и позволяет однозначным образом решить обратную задачу спектрофотометрии. Применимость метода проверена на численной модели тонкопленочной системы.

Литература

1. М. Борн, Э. Вольф, Основы оптики; Пер. с англ., Москва, 1973.
2. В.В. Филиппов, Опт. и спектр. **78**, 798 (1995).
3. S.G. Tomlin, Brit. J. Appl. Phys. (J. Phys. D) **1**, ser. 2, 1667 (1968).
4. R.E. Denton, R.D. Campbell, S.G. Tomlin, J. Phys. D **5**, 852 (1972).
5. A. Hjortsberg, Appl. Opt. **20**, 1254 (1981).
6. R.T. Phillips, J. Phys. D **16**, 489 (1983).
7. M. Chang, U.J. Gibson, Appl. Opt. **24**, 504 (1985).
8. T.C. Paulick, Appl. Opt. **25**, 562 (1986).
9. T. Fritz, J. Hahn, H. Böttcher, Thin Solid Films **170**, 249 (1989).
10. O. Stenzel, V. Hopfe, P. Klobes, J. Phys. D **24**, 2088 (1991).
11. A.B. Djurišić, T. Fritz, K. Leo, E.H. Li, Appl. Opt. **39**, 1174 (2000).
12. E. Elizalde, J.M. Frigerio, J. Rivory, Appl. Opt. **25**, 4557 (1986).
13. J.E. Nestell, Jr., and R.W. Christy, Appl. Opt. **11**, 643 (1972).
14. K. Truszkowska, T. Borowicz, C. Wesolowska, Appl. Opt. **17**, 1579 (1978).

Авторский указатель

Андриевский А.В.	84	Захаров И.Л.	232
Афанасьев А.А.	118	Зубелевич В.З.	33,84
		Зыков А.Л.	204
Бабичев С.Г.	217	Зыков Г.Л.	268
Белый В.Н.	227		
Бондарева Л.Ф.	263	Ивашкевич И.В.	41
Буйвидович П.В.	144	Исаков Г.	14
Буцень А.В.	38		
Бушук С.Б.	24	Казак А.А.	170
		Казак Н.С.	24,222,227
Власов Р.А.	118	Капуцкая И.А.	184
Войнилович А.Г.	89	Каранчук Д.Я	257
		Карелин Н.В.	123
Галкин А.А.	283	Катранжи Е.Г.	222,227
Глазунов Е.В.	194	Кисель В.Э.	110,114
Глазунова Е.В.	194	Князев Д.М.	19
Гончаров В.К.	273	Коваленко М.Н.	59
Горбацевич А.С.	217	Ковганко В.Н.	237,242
Горбач Д.В.	179	Ковганко Н.Н.	237,242
Грода Я.Г.	139	Ковшель Н.М.	7
		Козадаев К.В.	273
Данильчик А.В.	67,84,89	Коклюшкин А.В.	165
Дробижев М.	14	Колесенко В.М.	99
		Короткий А.	14
Ермолаев И.Е.	212	Кравченко В.И.	28,283
Есьман С.С.	28,283	Кривошеева А.В.	64
		Криштопенко Г.В.	7
Жвавый С.П.	268	Крук Н.	14
Жуковский С.В.	54	Кувшинов В.И.	144,149
		Кузьмин В.С.	99

Кулешов Н.В.	110,114	Проневич О.И.	209
Куницкий М.И.	273	Пудков М.В.	257
Курочкин Ю.А.	154	Пузырев М.В.	273
Кутавичюс В.П.	288		
		Ребане А.	14
Лазарук С.К.	44,59	Романов О.Г.	179,199
Ласовский Р.Н.	139	Рубинов А.Н.	24
Лемеза А.М.	118	Русов С.Г.	104
Лешок А.А.	59	Рыжевич А.А.	24,222,227
Лойко В.А.	252		
Лукашевич О.П.	184	Сазонов А.П.	77
Лукашевич С.М.	72	Седова И.В.	89
		Селиванов А.Г.	81
Мамилов С.А.	28,283	Скиба П.А.	257
Мандрик А.В.	110	Сорокин С.В.	89
Мискевич А.А.	252	Сосковец Я.Б.	49
Михневич С.Ю.	118	Старовыборнов А.Б.	170
Невар Е.А.	38	Тарасюк Н.П.	89,94
		Толкачев Е.А.	128
Ормачеа О.	170	Трегубович А.Я.	128
Осипов К.А.	67	Трошин А.Е.	114
		Троянчук И.О.	77
Петров В.А.	149	Турбан А.А.	175
Петров П.	14		
Петрова Е.С.	227	Унучек Д.Н.	44,59
Плаксий Ю.С.	28,283	Уткин И.А.	222
Позняк Н.И.	7		
Покаташкин В.И.	263	Филиппов В.В.	288
Поляков А.В.	278		
Прокошин П.В.	81	Хайруллина А.Я.	49

Хило Н.А.	227
Шалыт-Марголин А.Э.	128
Шведко А.Г.	159,189
Шёлковый Д.В.	154
Шуляковский Р.Г.	134
Щербицкий В.Г.	110,114
Юревич В.А.	194
Янукович Т.П.	247
Ясюкевич А.С.	110
Dikme Y.	33,84
Hartmann S.	67
Himcinschi C.	67
Janssen A.	67
Meyer N.	67
Schwambera M.	67
Sikolenko V.V.	77
Szymczak H.	77
Zimmermann U.	77

Современные проблемы физики

Материалы школы-семинара
молодых ученых и специалистов

Минск, 19–21 Мая, 2004

Подписано в печать 3.09.04 Формат 60×90/16

Тип бумаги: офисная №1. Печать офсетная.

Объем: 18.6 усл. печ. л., 13.2 уч.-изд. л.

Тираж 120 экз. Заказ № 42.

Государственное научное учреждение "Институт физики имени
Б.И. Степанова Национальной академии наук Беларуси",
пр. Ф.Скорины, 68, Минск 220072, Беларусь.

Отпечатано на ризографе Института физики НАН Беларуси

Лицензия ЛП № 20 от 27.05.03.
