



МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ  
РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ  
БЕЛОРУССКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
НИИ ПРИКЛАДНЫХ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОБЛЕМ  
ИМ. А.Н. СЕВЧЕНКО  
БЕЛОРУССКИЙ РЕСПУБЛИКАНСКИЙ ФОНД  
ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

## КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

*Тезисы докладов  
межгосударственной научно-технической конференции  
7-10 октября 1996г., г. Минск*

Минск 1996

Тезисы докладов Межгосударственной научно-технической конференции по квантовой электронике (7-10 октября 1996 г., Минск).  
Мн.: Белгосуниверситет.-1996.- 160 с.

Сборники содержат тезисы докладов по теоретическим проблемам квантовой электроники, физике лазеров, системам и методам квантовой оптики, компьютеризации лазерных исследований, прикладным исследованиям и методическим аспектам преподавания соответствующих дисциплин.

Редакционная коллегия: Е.Д.Карих, И.С.Манах  
А.Ф.Чернявский

Оргкомитет конференции:  
А.Ф.Чернявский, И.С.Манах - сопредседатели  
А.С.Рубанов - зам.председателя  
Е.Д.Карих - зам.председателя  
В.Г.Пишулик - учебный секретарь  
А.А.Афоненко, С.Воропай, В.К.Конюшенко,  
К.Н.Коростин, М.М.Кугейко, В.А.Саччииков -  
члены оргкомитета

Программный комитет:  
И.С.Манах (председатель),  
Е.Д.Карих, В.Г.Пишулик

## Лазерная физика и технологии.

А. С. Рубанов

Институт физики АНБ

Лазерная физика относится к фундаментальным основам одного из динамически развивающихся направлений новых областей научных исследований и наукоемких технологий. Лазеры получили широкое применение в научных исследованиях, прежде всего в физике, науках о жизни, химии. Развитие прикладных аспектов лазерной физики привело к созданию принципиально новых подходов в использовании когерентного оптического излучения в медицине, обработке материалов, микроэлектронике, хранении и обработке информации, контрольно-измерительной технике. Применение лазерных технологий позволило существенно повысить производительность и культуру производства, обеспечить автоматизацию технологических процессов и экономии энергетических и материальных ресурсов.

Анализ тенденций развития лазерной техники и технологий характеризует лазерную индустрию как имеющую хорошую перспективу в смысле здорового роста и получения прибылей. Общепланетарный лазерный рынок в 1995 году составил 1,25 млрд. долларов. В общем объеме продаж полупроводниковые лазеры составляют 28%. В мировом распределении прибылей доля США составляет 45%, Европы - 30%, Тихоокеанского региона - 25%. В докладе дается краткий обзор основных направлений технологических применений лазеров различных типов. Основное использование неодимных лазеров связано с обработкой материалов (около 50%), медицинской (25%), научными исследованиями (17%), диодных лазеров - телекоммуникациями (65%), оптической памятью (около 30%).

Применение лазера для обработки материалов связано с производством интегральных схем, лазерным отжигом, в том числе для производства дисплеев с плоским экраном, сверлением отверстий в печатающих головках струйных принтеров и модулях интегральных схем, металлосработкой, маркировкой изделий.

Лазерные технологии в медицине включают широкий спектр приложений - офтальмология и хирургия, в том числе удаление морщин и нежелательных волос, биостимуляция.

Оптическая память развивается в основном благодаря популярности СР-РФМ для персональных компьютеров. В 1996 году сформирован совместный исследовательский проект по созданию голографических систем хранения данных, в который вошли Гем. Стэнфордский и Дартонский университеты.

Рассмотрены также основные направления разработки лазеров и лазерных технологий в Беларуси.

Прогресс в проведении фундаментальных исследований и организации обучения специалистов в области лазерной физики и ее приложений в Беларуси создала благоприятные условия для разработки и изготовления лазерно-оптического оборудования, создания лазерных технологий и их использования в промышленности и медицине.

В области микроэлектронной промышленности разработка лазерного технологического оборудования направлена на формирование топологических структур, производство печатных плат, мисок цветных кинескопов, корректировку топологии СБИС, контрольно-измерительной аппаратуры. Использование разработанной аппаратуры позволяет повысить выход годных фотошаблонов на операции корректировки их топологии до двух раз, на операции генерирования рисунка повысить производительность свыше десяти раз. Разработаны и нашли применение в производстве лазерные системы маркировки кремниевых пластин, интегральных микросхем, транзисторов, диодов, керамических конденсаторов и других изделий электронной промышленности и оборудование лазерного упрочнения, резки спая, травления материалов, сверления отверстий.

Предложен ряд методов и систем лазерной аналитической спектроскопии и нелинейной спектроскопии, методов и комплексной экологического контроля.

Разработаны и производится комплексы лазерно-локационной техники для траекторных измерений параметров полета различных объектов (самолетов, вертолетов, ракет), тестирования радиоэлектронной наземной аппаратуры, бортовой и наземной навигационной аппаратуры, лазерные системы управления движущимися объектами, лазерные дальнометы и прицелы.

Разработан ряд методов и лазерных систем медицинского назначения.

## ИНЖЕКЦИОННЫЕ ЛАЗЕРЫ

В.П.Грибовский

Институт физики АНБ, г.Минск

Кратко рассмотрены основные достижения в области физики и техники инжекционных лазеров, широко используемых в волоконных оптических линиях связи, аудио- и видеосистемах, оптоэлектронных приборах, в спектроскопии сверхвысокого разрешения, медицинских приборах, военной технике и т.д. Особое внимание уделено работам последних лет, не нашедшим отражения в монографиях. Инжекционные лазеры - это миниатюрные, высокоэффективные и устойчивые в работе приборы. Они обладают большим быстродействием, длительным сроком службы и могут быть совмещены с другими элементами интегральных схем. Разработано большое количество разнообразных конструкций лазерных диодов. Это гомо- и гетеролазеры с широким и полосковым контактом, лазеры, получающие с поверхности, лазеры с полукруговым, круговым,  $L$ -,  $U$ -,  $V$ -образными и треугольными резонаторами, многосекционные лазеры, сдвоенные и с внешним резонатором, сфокусированные лазерные решетки и другие конструкции. Благодаря совершенствованию технологии изготовления, применению квазипериодических гетероструктур, напряженных слоев, разделенного оптического и электронного ограничителя плотность порогового тока удалось снизить с  $10^4 \text{ А/см}^2$  в первых приборах до  $56 \text{ А/см}^2$  в новейших лазерах. При этом пороговые токи стали меньше 1 мА, а их теоретический предел меньше 0,1 мА.

В качестве активных сред в инжекционных лазерах используются почти четыре десятка двойных, тройных и четверных прямооных полупроводниковых соединений. Набор длин волн генерации простирается от 0,48 мкм ( $\text{ZnSe}$ ) до 49 мкм ( $\text{ZnTePbSe}$ ). Получена одномодовая стабильная генерация в течение 12 часов с рекордно малой шириной линии 250 Гц. Разработаны эффективные методы стабилизации, перестройки и удвоения частоты генерации. Реализована непрерывная генерация субпикосекундных (0,64 пс) импульсов с частотой повторения 350 ГГц. Полоса прямой токовой модуляции излучения достигает 30 ГГц. На основании бистабильных лазеров созданы логические ячейки вычислительной машины: И, ИЛИ, ИСКЛЮЧАЮЩЕЕ ИЛИ и ИНВЕРТОР.

Благодаря уникальным оперетическим, спектральным и временным характеристикам инжекционных лазеров расширяется сфера их применения как во вновь разрабатываемых приборах, так и за счет сужения применения газовых, твердотельных и жидкостных лазеров.

# АСИММЕТРИЧНЫЕ КВАНТОВОРАЗМЕРНЫЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ – НОВЫЙ ТИП ЛАЗЕРНЫХ СИСТЕМ: СПЕКТР И ДИНАМИКА ИЗЛУЧЕНИЯ

В.К.Коваленко, А.А.Афоненко, И.С.Маняк, С.В.Наливкин

Институт физики им.В.И.Степанова АНБ, Минск

Использование асимметричных квантоворазмерных гетероструктур расширяет функциональные возможности лазерных систем на их основе. В отличие от обычных квантоворазмерных лазеров, активные слои в новых системах имеют разные толщины  $n$ -и/или  $p$ -типа компонентный состав полупроводника [1,2]. Широкозонные эмиттеры, разделяющие разные квантовые ямы, могут быть составными, иметь сложный профиль потенциальной энергии. Их легирование и расположение разных квантовых ям относительно барьерных слоев  $n$ - и  $p$ -типа позволяет подбирать условия инжекции неравновесных носителей тока и регулировать уровень возбуждения активных областей. В асимметричных квантоворазмерных лазерных системах появляются дополнительные пути контроля и управления спектральными и динамическими характеристиками методами "ооной инженерии".

В асимметричных квантоворазмерных лазерных гетероструктурах наблюдалось переключение частоты генерации с током накачки [3]. Детальный анализ скоростных уравнений с учетом нелинейных процессов электронно-оптического взаимодействия квантовых ям показывает, что в лазерных системах с асимметричной квантоворазмерной гетероструктурой могут быть реализованы режимы бистабильного переключения [4] и генерации регулярных импульсов излучения на нескольких далеко разнесенных длинах волны [5,6]. Путем подбора ширины и компонентного состава квантовых ям и барьерных областей удастся существенно расширить спектр усиления, можно управлять его формой, а также получать в лазерном режиме нечувствительное к поляризации излучение [7].

Развитые принципы математического моделирования динамических процессов в асимметричных квантоворазмерных гетероструктурах [8] позволяют оптимизировать оонные схемы полупроводниковых лазерных систем с целью достижения на практике всевозможных режимов генерации. Асимметричные квантоворазмерные лазерные гетероструктуры могут быть использованы в качестве оптических логических

элементов, тактовых генераторов света, перестраиваемых источников излучения для спектроскопии или накачки твердотельных лазеров, а также для усиления сигналов в широкополосных волоконно-оптических линиях связи и в других функциональных приборах специального назначения.

Настоящая работа частично поддержана Международной Соросовской Программой в области точных наук.

1. Koponenko V.K. // Techn. Digest. Int. Topical Meeting on Photonic Switching. Minsk, 1992. P.2J1.
2. Koponenko V.K. // Proc.SPIE. 1992. Vol.1724. P.89-101.
3. Ikeda S., Shimizu A.// Appl.Phys.Lett. 1991. Vol.59, No.5. P.504-506.
4. Афоненко А.А., Копоненко В.К., Манах И.С.// Письма в ЖТФ. 1993. Т.19, №9. С.35-39.
5. Афоненко А.А., Копоненко В.К., Манах И.С.// Письма в ЖТФ. 1994. Т.20, №2. С.57-61.
6. Afonenko A.A., Koponenko V.K., Manak I.S.// Proc.SPIE. 1995. Vol.2399. P.329-334.
7. Копоненко В.К., Манах И.С., Назывло С.В., Шуняев Д.С.// Тез. Докл. II Междунар. конф. по лазерной физике и спектроскопии. Гродно, 1995. С.186-187.
8. Afonenko A.A., Koponenko V.K., Manak I.S. Modelling of Novel Light Sources Based on Asymmetric Heterostructures. LAMP Ser.Report. No.LAMP/95/6. Trieste, 1995.

# АСИММЕТРИЧНЫЕ КВАНТОВОРАЗМЕРНЫЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ – НОВЫЙ ТИП ЛАЗЕРНЫХ СИСТЕМ: СПЕКТР И ДИНАМИКА ИЗЛУЧЕНИЯ

В.К.Коваленко, А.А.Афонин, И.С.Мамра, С.В.Наливкин

Институт физики им.В.И.Степанова АНБ, Минск

Использование асимметричных кванторазмерных гетероструктур расширяет функциональные возможности лазерных систем на их основе. В отличие от обычных кванторазмерных лазеров, активные слои в новых системах имеют разные толщины и/или разный компонентный состав полупроводника [1,2]. Шарообразные эмиттеры, разделяющие разные квантовые ямы, могут быть составными, иметь сложный профиль потенциальной энергии. Их легирование и расположение разных квантовых ям относительно барьерных слоев  $n$ - и  $p$ -типа позволяет подбирать условия инжекции неравновесных носителей тока и регулировать уровень возбуждения активных областей. В асимметричных кванторазмерных лазерных системах появляются дополнительные пути контроля и управления спектральными и динамическими характеристиками методами "осевой инженерии".

В асимметричных кванторазмерных лазерных гетероструктурах наблюдается переключение частоты генерации с током накачки [3]. Детальный анализ скоростных уравнений с учетом нелинейных процессов электронно-оптического взаимодействия квантовых ям показывает, что в лазерных системах с асимметричной кванторазмерной гетероструктурой могут быть реализованы режимы бистабильного переключения [4] и генерации регулярных импульсов получения на нескольких далеко разнесенных длинах волны [5,6]. Путем подбора ширины и компонентного состава квантовых ям и барьерных областей удастся существенно расширить спектр усилителя, можно управлять его формой, а также получать в лазерном режиме нечувствительное к амплитуде импульсов получение [7].

Развитые принципы математического моделирования динамических процессов в асимметричных кванторазмерных гетероструктурах [8] позволяют оптимизировать основные схемы полупроводниковых лазерных систем с целью достижения на практике всевозможных режимов генерации. Асимметричные кванторазмерные лазерные гетероструктуры могут быть использованы в качестве оптических логических



соединениях получен лазерный эффект при стримерной накачке. Генерация излучения в стримерных лазерах возможна в продольном и поперечном режимах. В случае поперечной накачки необходим внешний оптический резонатор, создаваемый двумя плоскопараллельными гранями пластинки кристалла, вырезанной в плоскости, содержащей одно из направлений стримеров. На грани дополнительно наносятся диэлектрические зеркала. При продольной накачке генерация света происходит в индуцированной структуре, образованной волноводным каналом самого разряда и микронеоднородностями кристалла.

Стримерный способ возбуждения позволяет за короткое время создать в объеме кристалла концентрацию неравновесных носителей заряда до  $10^{20}$  см<sup>-3</sup>, что трудно достичь другими способами. Коэффициент усиления в стримерных каналах достигает  $(4-6) \cdot 10^3$  см<sup>-1</sup>. Этим объясняется относительная легкость получения генерации в стримерных лазерах при комнатной температуре. Основные параметры стримерных лазеров, достигнутые к настоящему времени, приведены в таблице. Длительность импульсов генерации во всех случаях лежит в интервале  $10^{-12}$ - $10^{-9}$  с. Дальнее поле излучения в случае продольной накачки обусловлено модами волновода, образованного стримерным каналом.

Методами фотолюминесцентной, рентгеновской, оптической и электронной микроскопии, рентгеновской типографии и химического травления показано, что многократное распространение стримерных разрядов в примесных полупроводниках не сопровождается возникновением разрушений или дефектов решетки, а ресурс работы стримерных источников света определяется образованием микроканалов пробоя, дислокаций и дефектов вблизи поверхности кристалла в зоне электрического контакта с возбуждающим электродом [6]. Разрушение приэлектродной области, являясь основной причиной деградации стримерных лазеров, способствует также увеличению нестабильности интенсивности излучения от импульса к импульсу, доходившей при этом способе накачки до 50-70%. В настоящее время ведутся исследования по примесению кристаллов малого поперечного сечения для стабилизации ближнего поля стримерных лазеров. Сравнительно недавно намечалась перспектива применения стримерных разрядов в сверхбыстрых коммутирующих устройствах [7].

Обсуждаются недавние результаты в области физики стримерных разрядов, в частности, гипотезы о природе кристаллографической ориентации разрядов, включая акустоэлектронную [8], механизмы генерации неравновесных носителей заряда, роль излучательной рекомбинации в развитии разряда, а также возможные способы преодоления недостатков стримерных лазеров -

нестабильности излучения и разрушения приэлектродной области, и перспективы применения стримерных лазеров в приборостроении.

Основные параметры стримерных лазеров

Материал	Вариант накачки	Температура, К	Длина волны генерации, нм	Мощность генерации, Вт
InP	поперечная	300	946.0	200
- " -	- " -	77	898.0	-
GaAs	- " -	77	831.0	3-5
CdTe	продольная	300	838.0	2-10
CdSe	поперечная и продольная	77 и 300	-	-
Cd <sub>0.5</sub> Se <sub>0.5</sub>	- " -	77 и 300	610.0-630.0 (300 К)	-
CdS	поперечная	77	496.0-504.0	(10-15) 10 <sup>3</sup>
- " -	- " -	300	520.0-530.0	10 <sup>2</sup> - 10 <sup>3</sup>
- " -	продольная	77	-	5 10 <sup>3</sup>
- " -	- " -	300	520.0-530.0	300
ZnSe	поперечная	77	447.5-451.0	-
- " -	- " -	300	470.7	-
- " -	продольная	77 и 300	-	-
ZnO	- " -	300	400.0	1-3
ZnS	поперечная	77	350.0	10 <sup>3</sup>
- " -	продольная	300	-	170

1. F.H.Nicoll. Appl.Phys.Lett., 23 (1973) 465.
2. В.П.Грибковский. ЖПС, 40 (1984) 709.
3. Н.Г.Басов, П.Г.Елисея, Ю.М.Попов. УФН, 148 (1986) 35.
4. N.G.Basov, A.G.Mokchanov, A.S.Nasibov, A.Z.Obidin, A.N.Pechenov. IEEE J.Quant. Electr., 13 (1977) 699.
5. В.П.Грибковский. Полупроводниковые лазеры. - Минск, Университетское, 1988. - 304 с.
6. V.P.Gribkovskii, A.L.Gurskii, E.V.Lutsenko, G.P.Yablonakii. Adv. Materials for Optics and Electronics, 4 (1994) 373.
7. A.Y.Elezabi, H.Houllman, J.Meyer. IEEE Trans. of Plasma Science, 22 (1994) 104.
8. Л.А.Чернозатонский. Письма в ЖЭТФ, 38 (1983) 225.

# ЭПИТАКСИАЛЬНЫЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ НА БАЗЕ СОЕДИНЕНИЙ А<sup>2</sup>В<sup>6</sup> И ЛАЗЕРЫ С ОПТИЧЕСКОЙ И ЭЛЕКТРОННОЙ НАКАЧКОЙ НА ИХ ОСНОВЕ

А.Л.Гурский, Г.П.Яблонский, М.Хойкен\*

Ин-т физики им. Б.И.Степанова АНБ, Минск, Беларусь

\*Ин-т полупроводниковой техники, RWTH, Аахен, Германия

Приводится обзор исследований в области создания эпитаксиальных лазерных структур на основе соединений А<sup>2</sup>В<sup>6</sup> на синие-зеленую область спектра. Анализируются основные технологии, нерешенные физические и технические проблемы, достигнутые результаты и перспективы развития, представлены оригинальные результаты, полученные авторами.

Демонстрации первого инжекционного лазера на основе ZnSe [1] вызвала волну исследований, имеющих конечной целью создание коммерческих приборов. Применение подобных лазеров, например, в устройствах записи информации на оптические диски позволит увеличить плотность записи примерно в 4 раза. В настоящее время такие лазеры реализованы лишь с применением молекулярно-лучевой эпитаксии (МВЕ) [2-3], однако их срок службы по данным на январь 1996 г. не превышает 2 часов при комнатной температуре в непрерывном режиме. Это обусловлено недостатками технологии, вытекающими из недостаточно полного понимания физических процессов во время роста и легирования. В первую очередь это относится к явлению самокомпенсации проводимости, не позволяющей создать низкоомный материал р-типа. В отличие от МВЕ, являющейся на сегодня единственным методом, позволяющим создавать действующие инжекционные лазеры на ZnSe, метод газовой эпитаксии из элементоорганических соединений (MOVPE) является значительно более дешевым и простым наиболее пригодным для массового производства изделий в промышленных условиях. Однако особенности роста, присущие этому методу, затрудняют получение материала высокого качества с заданным типом проводимости, в основном это касается материала р-типа [4].

Оптические методы исследования (спектроскопия люминесценции, отражения и пропускания) дают важную информацию о дефектной структуре материалов и позволяют установить обратную связь с технологией, формулируя на основе полученных результатов рекомендации по условиям роста. Основной элементной базой гетеролазеров являются структуры с квантовым ограничением, позволяющие снизить порог генерации. Исследование лазеров с оптической накачкой на основе таких структур позволяет установить механизмы генерации и понять физические процессы в структурах при высоких уровнях возбуждения, что может быть затем применено для оптимизации параметров лазеров.

Создание инжекционных лазеров на основе селенида цинка с помощью метода MOVPE требует решения следующих основных проблем: а) получения высококачественных легированных и легированных гетероэпитаксиальных однородных слоев ZnSe, характеризующихся высоким квантовым выходом и определенным спектральным составом люминесценции; б) создания высококачественных гетероструктур с квантовыми ямами, внутренне согласованных по параметрам решетки; в) получения лазерного эффекта в слоях и гетероструктурах и установлении механизмов генерации. В данной работе на основе всестороннего анализа данных спектроскопии излучения свободных и связанных экситонов, примесных переходов в красной области и люминесценции глубоких центров разработаны критерии оптимизации параметров MOVPE-роста, позволяющие получить монокристаллические слои бинарных, трояких и четверных соединений на основе селенида цинка и высококачественные гетероструктуры, в которых впервые получено и исследовано лазерное излучение при комнатной температуре. Найдены комбинации элементорганических источников, позволяющие снизить температуру роста с 500°C до 330°C без ухудшения качества слоев и создать таким образом предпосылки для преодоления термически активированных процессов компенсации проводимости и улучшения условий включения легирующих примесей в решетку [5]. С помощью исследований квантового выхода красной фотолюминесценции слоев ZnSe при комнатной температуре, а также ширины линий и интенсивности излучения свободных и связанных экситонов при различных и азотных температурах в зависимости от целенаправленно варьируемых условий роста и легирования установлен оптимальный интервал температур роста для которого интенсивность излучательной рекомбинации максимальна. Установлена корреляция между спектральным положением максимума полосы излучения электронно-дырочной плазмы в ZnSe при комнатной температуре и временем жизни неравновесных носителей заряда, и на основе найденной закономерности определены абсолютные значения времен жизни неравновесных носителей и квантового выхода люминесценции [6]. Исследованы спектры фотолюминесценции, а также пространственно-разрешенные (по поверхности и глубине) спектры катодолюминесценции гетероструктур с одиночной квантовой ямой и несколькими квантовыми ямами на основе ZnSSe, выращенных методом MOVPE, в диапазоне температур 14-300 К. Установлено, что основным каналом возбуждения квантовых ям как при оптической, так и при электронной накачке структур при температурах ниже 80 К является оптическое возбуждение излучением волноводных и обкладочных слоев, имеющих большую ширину запрещенной зоны. Возбуждение квантовых ям путем диффузии носителей заряда и экситонов при этом затруднено из-за захвата их микрофлуктуациями потенциала

барьерных, волноводных и обкладочных слоев, создаваемых неоднородностями состава тройного твердого раствора. Локализация экситонов и носителей заряда на флуктуациях потенциала резко уменьшают излучательную эффективность квантовых ям при низких температурах. Установлено, что глубокие центры самоактивированной люминесценции локализованы преимущественно в тонком слое вблизи границы раздела между подложкой из GaAs и гетероструктурой [7]. Приводятся результаты исследования фото- и катодолюминесценции эпитаксиальных слоев четверного соединения ZnMgSSe, использование которого позволяет добиться согласования структур по параметру решетки, а также увеличения энергии перехода в квантовой яме.

Впервые получена генерация при комнатной температуре при возбуждении электронным пучком и стимулированное излучение при оптическом возбуждении в однородных нелегированных и легированных слоях селенида цинка, выращенных методом MOVPE [8]. Порог генерации в случае возбуждения электронным пучком с энергией 200 кэВ составлял 1.0-1.5 МВт/см<sup>2</sup>, что ниже значений, полученных в литературе, в том числе и для ряда структур с квантовыми ямами. Порог генерации в легированных слоях в несколько раз меньше, чем в нелегированных. Стимулированное излучение возникает в результате рекомбинации в электронно-дырочной плазме. Впервые получено лазерное излучение в температурном интервале 80-300 К в гетероструктурах с квантовыми ямами на основе ZnSSe, имеющих в качестве обкладочных решеточно-согласованные слои ZnMgSSe, выращенных методом MOVPE [9]. Генерация при 80 К возникает при пороговой плотности оптической накачки 150 кВт/см<sup>2</sup>, а при 300 К - 400 кВт/см<sup>2</sup>. Предложены и обсуждаются модели излучательной рекомбинации, позволяющие объяснить наблюдаемые на опыте закономерности люминесценции и генерации в эпитаксиальных слоях и гетероструктурах на основе селенида цинка - влияние легирования на порог генерации, механизмы усиления, дальнее поле и спектры излучения, а также механизмы деградации.

1. M. Haase, J. Qiu, J.M. DePuydt, H. Cheng. Appl. Phys. Lett., 59 (1991) 1273.
2. A.V. Numikko, R.L. Gupshor. IEEE J. Quant. Electr., 30 (1994) 619.
3. A. Ishibashi. IEEE J. of Selected Topics in Quant. Electr., 1 (1995) 741.
4. M. Heuken. J.Cryst Growth, 146 (1995) 570.
5. W. Taudt, B. Wachtendorf, R. Beccard et al. J.Cryst Growth, 145 (1994) 582.
6. A.L.Gurskii, A.N.Gavrilenko, E.V.Lutsenko et al. Phys. stat.sol. (b), 193 (1996) 257.
7. A.L.Gurskii, E.V.Lutsenko, G.P.Yablonskii et al. J.Cryst Growth, 159 (1996) 518.
8. A.L.Gurskii, V.V.Gruzinskii, A.N.Gavrilenko et al. J.Appl.Phys., 77 (1995) 5394.
9. A.L.Gurskii, E.V.Lutsenko, G.P.Yablonskii et al. Cryst. Res. Technol., 31 (1996) 705.

# ФАЗОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ И АВТОМОДУЛЯЦИОННЫЕ РЕЖИМЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРОВ

В. А. Юрвич

Ин-т прикладной оптики АН Беларуси, г. Могилев

Наблюдаемое разнообразие импульсных режимов лазеров на конденсированных средах определяется взаимодействием динамических механизмов амплитудной и фазовой неустойчивости. Особый интерес исследователей в последнее время концентрируется на возможности использования малопериодических нелинейных изменений рефракции светового поля во внутрирезонаторных элементах вместо традиционно применяемого насыщаемого поглощения в фототропных затворах. Фазовая модуляция в нелинейных элементах при взаимодействии ряда последствий абсорбционной и рефракционной нелинейности в оптических средах или в условиях специальной конструкции лазерных систем способна трансформироваться в амплитудную. Автомуляционные эффекты такого рода, в частности, положены в основу принципиально нового подхода к проблеме синхронизации мод непрерывных твердотельных лазеров [1]. В настоящем докладе приведены результаты изучения динамических последствий фазовой неустойчивости светового поля, порождаемой влиянием квазирезонансных переходов на поляризуемость активных частиц, образующих слой усиливающей среды. Связанная с этим влиянием нелинейная рефракция на частоте генерации безынерционна по отношению к колебаниям инверсной населенности и в разной степени присуща широкому кругу многоуровневых сред. Особо омутна, в активированных кристаллах, в полупроводниковых материалах на частотах вблизи края спектральной полосы собственного поглощения она принимает характер «гитантской».

Динамика лазерных систем на основе активных материалов с такими свойствами оказывается существенно нелинейной уже при относительно немалых мощностях светового поля. В качестве элемента с нелинейной рефракцией, определяющей дрейф частоты в ходе генерации, выступает усиливающая среда. Кинематика излучения в таких средах может описываться на основе представления обобщенной двухуровневой схемы [2]: фактор поляризующего влияния излучения, соответствующего квазирезонансным переходам, учитывается различием (дефектом) поляризуемостей частиц на уровнях основного перехода. В связи с задачей исследования рассмотрены три типа расчетных моделей лазера с фазочувствительным поведением переключной, описывающей световое поле в резонаторе: - самосогласованная полуклассическая когерентная модель с инерци-

онкой динамикой по отношению к полю поляризационного отклика инвертированной среды, характеризующейся временами поперечной релаксации); фазочувствительность поведения лазерного поля определяется зависимостью эффективности составляющих резонансной поляризации как источника поля от фазового соотношения поля и поляризации;

- кинетическая модель лазера, учитывавшая фазовые соотношения между встречными волнами, отраженными от пространственно разнесенных плоско - параллельных зеркал резонатора и претерпевавшими рассеяние на создаваемой их полем пространственной структуре инверсии в среде;

- кинетические модели лазеров с внешним отражателем, в любой из рассмотренных моделей фазочувствительность характеризуется динамикой интенсивности выходного излучения, формируемого как результат интерференции поля, усиленного в «активной» (содержавшей уславливающую среду) части резонатора, с его репликой из «пассивной» части резонатора (т.е. составляющей поля, совершившей за конечное время  $T$  проход по внешнему резонатору); обе составляющие поля оказываются отстроенными по фазе из-за нелинейной рефракции.

Во всех указанных динамических моделях при отсутствии нелинейной рефракции фазовые движения на резонансной частоте устойчивы, и временные колебания интенсивности определяются только амплитудными механизмами неустойчивости. В рассмотренной когерентной модели взаимодействия излучения с резонансной нелинейно-рефрактивной средой фазовый сдвиг поля и поляризации определен двумя факторами - фазовой автомодуляцией поля при перераспределении частиц по уровням с различной поляризуемостью и оптическим эффектом Штарка. Качественный анализ сформулированного в рамках формализма вектора Блоха осцилляторного уравнения для поляриного угла вектора указал на возможность образования в фазовой плоскости уравнения нового равновесного состояния. Осцилляторные параметры изменения вектора (частота, амплитуда и среднее значение) в окрестности этого состояния проявляет сильную зависимость от дефекта поляризуемости. Соответственно изменяются расчетные характеристики контраста и частоты мутационных колебаний интенсивности, что подтверждается также расчетным моделированием эволюции светового поля для условий процесса сверхизлучения в средах люминесцентных кристаллов при низких температурах.

С дестабилизирующей ролью резонансной нелинейной рефракции связана возможность возникновения автоколебаний величины, определяющей относительную фазу светового поля и решетки инверсной населенности, создаваемой полем в активном элементе. Для сформулированной расчетной модели представлены результаты ее анализа на основе элементов

теории нелинейных колебаний, свидетельствующей о значительном усложнении характера релаксационных колебаний интенсивности твердотельного лазера в случаях, когда динамика излучения, определяемая обычным механизмом амплитудной неустойчивости, связанным с различием времен релаксации в процессах накачки и диссипации в лазерной системе [3], сопровождается автомодуляционными осцилляциями фазовых характеристик. Соответствующие колебания эффективного усиления определяют дерегуляризацию структуры излучения, которая наблюдалась в свободном режиме излучения реальных лазеров, а также генерацию согласованных двойных импульсов в режиме модулированной добротности.

Интересны последствия автоперестройки резонатора - изменения резонансных (фазовых) условий генерации в составном резонаторе из-за автомодуляционного дрейфа частоты. Самопереключение добротности резонатора со сложным отражателем определяет эффект самопроизвольного импульсного пропускания и без использования дополнительных модулирующих устройств приводит к существенному уменьшению длительности импульсов, излучаемых лазерами на кристаллах. В свободном режиме генерации колебания добротности такого резонатора, стимулированные фазовой неустойчивостью поля, инициирует формирование незатухающей регулярной последовательности пульсаций интенсивности. Аналитически выписаны резонансные условия возникновения таких режимов.

Результаты расчетного и аналитического изучения моделей лазера с внешним резонатором для характеристик, соответствующих оптическим полупроводникам на основе *GaAs*, вскрывают связь возможности возникновения периодических режимов излучения с бистабильным и гистерезисным характером взаимозависимости параметров лазера в случае, когда рефракция в активном слое на частоте генерации определяется концентрацией свободных носителей. В излучении таких лазеров при постоянном уровне тока накачки возможна синхронизация мод, границы устойчивости режимов самосинхронизации мод определены аналитически.

Расчетный анализ последствий нелинейной рефракции дает возможность более обоснованно подойти к поиску способов оптимизации параметров реальных лазеров за счет автомодуляционных свойств излучения.

1. Калашиков В. Л., Калова В. П., Михайлов В. П., Полойко И. Г. // *Оптика и спектр.* - 1986. Т. 60. С. 145-152; *Квант. электрон.* - 1986. Т. 23. С. 243-246.
2. Аванасевич В. А. *Основы теории взаимодействия света с веществом.* Минск: Наука и техника. 1977. - С. 311.
3. Самсон А. И., Котомцева Л. А., Лойко Н. А. *Автоколебания в лазерах.* Минск: Наука и техника. 1980. - 316 с.



ДИНАМИКА НОСИТЕЛЕЙ И УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ В  
КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ ЛАЗЕРАХ С ЭФФЕКТАМИ  
ДИФФУЗИОННОГО И КВАНТОВОГО ТРАНСПОРТА НОСИТЕЛЕЙ  
ЗАРЯДА.

С.В.Войтюков, В.П.Грибковский  
Институт физики им Степанова,  
Академия Наук Беларуси, Минск

Исследованы процессы генерации ультракоротких импульсов в квантоворазмерных лазерах с насыщающимся поглотителем с учетом эффектов и особенностей транспорта носителей в квантовых ямах, барьерных слоях и слоях раздельного ограничения. Из транспортных эффектов учитываются диффузия 3-х мерных электронов и дырок над ямами и в слоях раздельного ограничения, квантовый захват носителей в квантовые ямы на уровнях генерации, и выброс (термоионная эмиссия) носителей из ям в надъямные 3-х мерные состояния.

Динамика процессов усиления и динамика излучения ультракоротких импульсов описывается в рамках трехуровневой модели. Два верхних уровня соответствуют 3-х мерным состояниям электронов в слоях раздельного ограничения и над ямами. Их динамика, накопление и истощение рассматриваются в приближении классической диффузии. Нижний уровень 2-мерных состояний в квантовых ямах описывается квантовомеханически. Дырочным состоянием в лазерной гетероструктуре соответствует аналогичная трехуровневая схема.

Система уравнений лазера с эффектами транспорта носителей решена для широкого интервала значений параметров и условий транспортных, электрических и оптических процессов, а также условий инжекции. Определены области устойчивости ультракоротких импульсов, самопulsаций излучения, и области их пересечения. Исследована динамика 2- и 3-х мерных носителей и ее влияние на

динамику импульсов. Присутствие в транспортных эффектах [1] "медленной" (по сравнению с длительностью импульсов) амбиполярной диффузии носителей (6-15ps), "быстрого" квантового захвата в ямы (0.5-2ps), и "промежуточного" термоэмиссионного выброса носителей из ям (2-5ps) создает условия узкого бутылочного горла для попадания носителей на уровни генерации. В результате эффективность инжекции носителей непосредственно на уровни генерации сильно демпфируется, приобретает динамический характер, и скорость усиления существенно сглаживается даже при больших уровнях инжекции тока в контактные слои. Передний край ультракоротких импульсов благодаря эффектам транспорта становится более пологим, энергия импульсов уменьшается, частотный спектр начинает приобретать более несимметричную форму, и, что наиболее важно, длительность импульсов увеличивается (примерно на 10-30%). Полученные результаты согласуются с известными экспериментальными данными.

Таким образом, показано, что зависящие от структуры транспортные эффекты оказывают существенное влияние на динамику носителей и динамику ультракоротких импульсов в квантовомерных лазерах, являющихся, как известно, наиболее перспективными источниками сигналов для сверхбыстрых телекоммуникационных систем. В частности, они значительно отдают возможность дальнейшего сокращения импульсов и достижения рекордно коротких для полупроводниковых материалов длительностей (50-100fs), соответствующих ширине полосы усиления (1000Å) [2].

1. Optical and Quantum Electronics, (1994) v.26, pp. S647-S655, Special Issue on Carrier Transport Effects in Quantum Well Lasers and Structures
2. V.P.Gribkovskii Injection Lasers //Progress in Quantum Electronics, (1995), v.19, pp.41-87

## ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ ДИНАМИКА В ГАЗОВЫХ ЛАЗЕРАХ С АНИЗОТРОПНЫМИ РЕЗОНАТОРАМИ

Л.П. Свирина, В.Г. Гуделев, Ю.П. Журих, В.М. Ясинский  
Институт физики Академии наук Беларуси, г. Минск

Газовые лазеры с анизотропными резонаторами являются удобной моделью для исследования явлений поляризационной динамики, поскольку для лазеров данного типа в различных приближениях разработано достаточно много теоретических моделей и поскольку экспериментально в таких лазерах можно легко управлять анизотропией активной среды, пустого резонатора, а также внешними полями, т.е. всеми теми факторами, которые определяют состояние поляризации генерируемого излучения. В настоящей работе представлены результаты теоретического и экспериментального исследования нескольких явлений поляризационной динамики в одномодовых линейных и кольцевых газовых лазерах с анизотропными резонаторами, обусловленных различными физическими механизмами [1-5]: конкуренцией нелинейной анизотропии активной среды и анизотропии резонатора, влиянием спонтанного шума, а также эффектом обратного рассеяния.

Показано, что все многообразие нестационарных поляризационных явлений в газовых лазерах со слабо анизотропными резонаторами как для  $j \rightarrow j$ , так и для  $j \rightarrow j + 1$  переходов между рабочими уровнями среды, вызвано автоколебаниями интенсивностей, азимутов и оллиптичностей двух генерируемых мод, обусловленных неустойчивостью состояний поляризации этих мод. В соответствии с предсказаниями теории поляризационная неустойчивость в случае оллиптических собственных векторов резонатора была обнаружена экспериментально [1]. Данное явление проявилось в периодических колебаниях интенсивностей ортогональных компонент регистрируемого сигнала, имеющих форму искаженных синусоид и импульсов, в переходе между оллиптическими ортогонально поляризованными волнами в области расстройк, близких к центру линии усиления, а также в переключении ортогональных компонент интенсивности вблизи центра линии усиления в режиме нестационарной генерации. Все экспериментальные результаты объяснены в рамках модели одномодового (двухчастотного) лазера [6].

Экспериментально и теоретически исследованы обусловленные спонтанным шумом антифазные хаотические переключения и хаотические колебания линейных ортогонально поляризованных мод в одномодовом

He-Ne ( $\lambda = 1.15 \mu\text{m}$ ) лазере с анизотропным резонатором, обладающим линейной амплитудной и фазовой анизотропией. Теоретическое моделирование проведено в рамках векторных уравнений Лямбда, описанных в форме Ланжевена. Оба явления имеют место в лазере с гармонической модуляцией тока накачки вблизи бифуркационной точки, соответствующей порогу генерации [2].

Переключения ортогональных состояний поляризации, полимодационный гистерезис и автоколебания обнаружены экспериментально в одномодовом кольцевом He-Ne ( $\lambda = 1.15 \mu\text{m}$ ) лазере с анизотропным резонатором. Рассмотрены случаи линейных и циркулярных собственных состояний поляризации резонатора [3,4]. Теоретическое моделирование проведено в рамках формализма векторов и матриц Джонса [5].

1. V.G. Gudelev, L.P. Svirina, and Yu.P. Zburik. Polarization instability and multistability phenomena in gas lasers with weakly anisotropic cavities, *Phys. Rev. A*, to be published.

2. V.G. Gudelev, L.P. Svirina, and Yu.P. Zburik. *Proceedings SPIE "Nonlinear Dynamics in Laser Systems"*, NDLS'95 International Workshop, St. Peterburg, 2792, 119 (1996).

3. V.M. Yasinskiy. *Proceedings SPIE "Nonlinear Dynamics in Laser Systems"*, NDLS'95 International Workshop, St. Peterburg, 2792, 166 (1996).

4. В.М. Ясинский. Особенности четырехволновой генерации однопроtonного He-Ne лазера с ортогональными линейными и циркулярными состояниями поляризации генерируемых волн, *Квантовая электроника* (в печати).

5. L.P. Svirina. A single-mode ring gas laser with anisotropic cavity, *Optics Commun.*, submitted.

6. L.P. Svirina. *Optics Commun.* 111, 370 (1994).

INVESTIGATION OF THE MODE COUPLING AND INTERFERENCE  
IN LARGE MODE VOLUME WAVEGUIDE AND SLAB LASER RESONATORS

Y.A. Saetchnikov\*, G. Schiffner\*\*, G. Jakob\*\*

\* Belorussian State University, 220064 Minsk Belarus

\*\* Ruhr-University Bochum, D-44780 Bochum, Germany

The problem of adequate modeling the signature of real waveguide and slab lasers is very important to optimize their configuration and improve output parameters without special complicated systems.

Multimode model of a square bore waveguide laser resonator based on the approach similar to [1,2] have been modified for:

- symmetric and asymmetric resonators;
- rectangular and cylindrical geometry;
- flat and curved mirrors;
- applicable for slab geometry;
- applicable for some internal resonator elements;

The first order approximation both for amplitudes and phases of waveguide and free-space modes have been used. The curvature of the mirror was considered to be much greater than waveguide-mirror distance. Both mirror curvature and the aperture inside laser resonator was suggested to influence mainly the waist and phases of free-space modes. Optical losses for eigenmodes of such system (eigenvectors of the round-trip matrix with 7x7 waveguide and 11x11 free space modes) have been investigated at different parameters of the waveguide resonator.

There are following factors to promote the approach:

- formation of the field inside resonator as an expansion of the waveguide and free-space modes and their coupling as the main factor of the complicated variation of the losses with resonator parameters;
- limited number of modes actually influence on the real output beam profile;
- the possibility to approximate the internal resonator elements and their parameters (mirror curvature, aperture);
- more possibility to balance between the precision of approximations and accumulated computational errors.

Computed losses of such waveguide resonator was found depends strongly on the resonator parameters. Compare to flat mirror resonator with decreasing the curvature radius the variation of losses with the waveguide length becomes more rough, as it was obtained also by authors [3] and more discriminated. Compare relations of resonance and beat frequencies in the waveguide and waveguide-mirror gap following correlations of minimal losses with resonator parameters have been found. The smallest waveguide-mirror gap  $z$  for the loss minimum depends strongly and periodically on the waveguide halfwidth. It was shown that this value depends mainly on the coincidence of the frequency separations between two axial modes (same transverse mode) and between two transverse modes (same axial mode) as for Case 1 waveguide resonator. Moreover small variation of  $z$  when the waveguide halfwidth is around its optimal value is correlated with resonance frequency for varied due to  $z$  resonator length. For curved mirror similar coincidence of free space axial and transverse modes was found can also introduce additional loss minima (especially for small curvature radius). The last factor is double coincidence both for waveguide and free space modes.

The method to measure the reflectivity of laser mirrors and to determine the optical losses of laser elements such as windows, capillaries and especially waveguides and slab waveguides have been developed. Measurements have been carried out by a Scanning-Fabry-Perot-Interferometer, which forms a stable optical resonator and creates thereby laser-like conditions. One mirror was movable by a circular arrangement of piezo elements to tune the length of the resonator parallel to the optical axis. Using the dotted drawn detector next to the polarizer one can measure the beam reflected by the interferometer. This enables the determination of losses in optical slabs in a hybrid-resonator with one cylindrical copper mirror.

The reflectivity of different laser mirrors, the optical losses of alumina ceramic and copper waveguides, and coupling losses were determined for different wavelengths between 0.2 and 10.8 microns. Optical losses of ceramic-waveguide resonators have been measured for different mirror-waveguide distances, varying mirror tilt-angles and with apertures placed close to the mirror.

Measured optical losses was found can have several minima and maxima at different mirror-waveguide distances, electrode gaps and tilt-angles. Their behavior was obtained was more complicated than for resonator with flat mirrors and had some periods. Moreover aperture placed between waveguide and mirror can reduce measured losses. Experimental data were well correlated with developed multimode model.

The last important result is the possibility to model internal resonator aperture. Non trivial variation of losses of the waveguide (slab) resonator with the diaphragm obtained experimentally are also modelled. It should be pointed out that such variation of losses cannot be explained by only suppression of high order modes.

Similar approach was also used successfully to develop the model similar to [4] for resonator of cylindrical geometry with curved mirrors.

#### References

1. J.J.Degnan, D.R.Hall, "Finite aperture waveguide laser resonators", IEEE J.Quantum Electron. QE-9, No.2, pp.801-810, 1973.
2. C.A.Hill, A.D.Colley, "Misalignment effects in a CO<sub>2</sub> waveguide laser", IEEE J.Quantum Electron. QE-26, No.2, pp.323-328, 1990.
3. J.Banerji, A.R.Davies, C.A.Hill, R.W.Jenkins, J.R.Redding, "Effects of curved mirrors in waveguide resonators", J.Appl. Opt. Vol. 34, No.16, pp.3000-3008, 1995.
4. R.Gerlach, D.Weil, N.M.Amer, "Coupling efficiency of waveguide laser resonators formed by flat mirrors: analysis and experiment", IEEE J.Quantum Electron. QE-20, No.8, pp 848-863, 1984.

## ИНЖЕКЦИОННЫЕ ЛАЗЕРЫ В СВЕТОДАЛЬНОМЕТРИИ

К.Н.Коростин, И.С.Мавах, Ю.В.Попов\*  
Белорусский государственный университет, Минск  
\*ВНЦ "ГОИ им. С.И.Вавилова", Санкт-Петербург

К настоящему времени лазерные методы контроля дальности объектов являются наиболее совершенными и перспективными. Важнейшим элементом, определяющим метрологические характеристики светодальномеров, является лазер-получатель. Применение в качестве получателя в таких системах инжекционных лазеров позволяет создавать малогабаритные, высокоточные, удобные в обращении дальнометрические системы нового поколения.

Перспективность использования ИЛ в светодальнометрии обусловлена достаточно высокой импульсной мощностью излучения (до сотен ватт для единичного лазера и единиц и более киловатт для линеек и матриц лазеров), высоким к.п.д. - до 75% и ресурсом работы порядка  $10^4$  часов, спектральным диапазоном от инфракрасного до видимого, хорошими модуляционными свойствами и долговечностью, приближающейся для отдельных типов инжекционных лазеров к лучшим моделям полупроводниковой техники [1,2].

Вместе с тем для ИЛ характерны и некоторые свойства, затрудняющие их использование в светодальнометрии. К ним относятся температурная зависимость мощностных и спектральных характеристик излучения, широкая диаграмма направленности, деградация характеристик, узкий рабочий диапазон токов инжекции, разброс параметров ИЛ от прибора к прибору, флуктуации излучения и температурная нестабильность временного положения импульса стимулированного излучения относительно импульса тока инжекции, возможность выхода из строя из-за кратковременных нагрузок и некоторые другие.

Наиболее распространенными методами контроля дальности являются импульсный, фазовый, импульсно-фазовый, интерференционный и реперкуляционный. Реализация каждого из методов на основе ИЛ имеет свои особенности. Рассмотрим их в отдельности.

При импульсном методе измерения дальности погрешность светодальномера в основном определяется искажением формы лазерного импульса при отражении от контролируемого объекта (в особенности при диффузном отражении), неодновременностью начала генерации от излучающей поверхности лазерного диода, астигматизмом, связанным с различной расходимостью излучения во взаимно-перпендикулярных плоскостях, а также частотной нестабильностью излучения ИЛ ( $\sim 0,1 \pm$



10 ГГц/мА и  $\sim 100$  ГГц/°С), приводящей к ошибкам измерения дальности из-за дисперсии. Поэтому в импульсных светодальномерах (ИСД) на основе ИЛ критерий начала отсчета измеряемого временного интервала по фронтам импульсов целесообразно использовать, когда применяется специальный отражатель. При диффузном отражении в ИСД на ИЛ целесообразно применение фиксации сигналов по максимуму. Для устранения астигматизма используют специальные оптические системы. Частотная нестабильность в прецизионных ИСД вынуждает использовать специальные системы термо- и токовой стабилизации ИЛ. Снижение влияния пространственно-временной неодновременности генерации достигается применением двухсторонних гетероструктур (ДГС) (если для GaAs-гомолазеров разброс времен начала генерации может достигать до нескольких нс, то для ДГС-лазеров он снижается до десятков и даже единиц пикосекунд) [3].

Для обеспечения большой дальности действия и высокой точности измерения перспективно использование ультракоротких импульсов излучения (УКИ), формируемых ИЛ. Формирование УКИ длительностью 30-100 пс достигается в ИЛ путем модуляции тока инжекции [4]. Для получения более коротких импульсов используют различные методы синхронизации мод. Однако использование УКИ в ИСД на основе ИЛ при некогерентном методе приема ограничивается инверсионностью фотоприемника и влиянием шумов.

При использовании ИЛ в фазовых светодальномерах (ФСД) наибольший интерес представляет тот факт, что в ИЛ, в отличие от других типов лазеров, излучение может перестраиваться под действием тока инжекции. Для режима модуляции ИЛ слабым гармоническим сигналом оценка модуляционных свойств ИЛ может быть осуществлена по критерию  $\omega^2 \tau_p \tau_i \ll 1$  (здесь  $\omega$  - круговая частота,  $\tau_p, \tau_i$  - время жизни фотонов и спонтанное время жизни носителей тока в ИЛ). Для случая модуляции большим сигналом исследования модуляционных свойств ИЛ базируются в основном на экспериментальных результатах.

Уменьшение погрешностей ФСД на основе ИЛ связывают с правильным выбором амплитуды модулирующего сигнала, положением рабочей точки на ватт-амперной характеристике и повышением частоты модуляции. В этом плане большие надежды возлагаются на развитие нового направления в использовании ИЛ в светодальнометрии - интегральной оптики.

При создании импульсно-фазовых дальномеров (ИФД) наиболее полно используются преимущества ИЛ. ИФД по точности соответству-

кот непрерывными фазовыми, однако имеют энергетический выигрыш по сравнению с фазовыми, что существенно при использовании в светодальномере ИЛ. Однако при создании ИФ приходится учитывать особенности использования ИЛ как в ЧСД, так и в ИФД.

Интерференционный метод контроля дальности является потенциально наиболее точным из известных. Основное преимущество использования ИЛ в таких системах - токовая перестройка длины когерентности излучения лазера. Это исключает трудоемкие измерения базиса (например с помощью инваровых проволок). Однако и ИЛ, используемые в таких системах, предъявляются высокие требования к стабильности длины волны. Это заставляет применять для ее стабилизации достаточно сложные системы по перестройке и стабилизации частоты излучения ИЛ [8].

На кафедре квантовой радиофизики и оптоэлектроники особое внимание посвящено разработке методов и аппаратуры для реализации релаксационных светодальномеров (РСД) на основе управляемых ИЛ [6,7]. Основными проблемами по повышению точности таких РСД являются температурная нестабильность параметров излучения ИЛ, а также флуктуации излучения и деградация характеристик.

В докладе также обсуждаются проблемы метрологии излучения ИЛ в когерентных типах светодальномеров в реальных условиях эксплуатации. Излагаются возможности и структура стенда для натурных испытаний РСД, ФСД, ИФД и РСД в НИИКИ ОЭПИС ВНИЦ "ГОН им. С.И.Вавилова" в г.Сосновом Бор (Россия) [8].

1. Рао М.К., Гоб С.С. // IEEE Phot. Tech. Lett.-1990.-V.2,N9.-P.683.

2. Поном Ю.В., Беднигин А.А., Захаров А.И. и др. // Сб.статей, посвя. 90-летию со дня рожд. акад. А.А.Лебедева. Труды ГОИ.-Л.:ГОИ.-1995.-С.185.

3. Малах И.С., Ермакицкий Ф.А., Прохоренко А.С., Шевцов В.А. // Лазерная и оптико-электронная техника. Вып.2.-Мн.:Белгосуниверситет, 1992.-С.62.

4. Gagnide В.К., Park R.E. // Optics and Laser Technology.-1983.-N47-P.91.

5. Карих Е.Д., Коростик К.Н., Малевич И.А. // Труды 2 всесоюзн. НТК "Метрологическое обеспечение измерения частотных и спектральных характеристик излучения лазеров".- Харьков.-1990.-С.133.

6. Коростик К.Н. // ПТЭ.-1996.-N5.-С.8.

7. Коростик К.Н., Кобыл Н.А. А.с. СССР N 1819093.

8. Дерягин В.Н. // Оптический журнал.-1993.-N10.-С.85.

ЛАЗЕРНАЯ ФОТОДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕРАПИЯ  
ЗЛОКАЧЕСТВЕННЫХ НОВООБРАЗОВАНИЙ И НОВЫЕ ФОТОСЕНСИБИЛИЗАТОРЫ

Е. С. Воропай, А. П. Луговский, М. П. Самцов,  
Е. Н. Александрова\*, Э. А. Лавриц\*

НИИ прикладных физических проблем, Минск, Республика Беларусь,  
(\* ) НИИ онкологии и медицинской радиологии, Минск.

Фотодинамическая терапия злокачественных новообразований получает все более широкое распространение как в экспериментальной, так и в клинической онкологии. С помощью этого метода достигнут значительный прогресс в лечении некоторых заболеваний.

Нами разработан и испытан на монослоях опухолевых клеток и на белых беспородных крысах комплекс аппаратуры, позволяющий по флуоресценции фотосенсибилизаторов определять время инкубации максимального их накопления в опухолевых клетках и проводить скрининг новых фотосенсибилизаторов. Фотовозбуждение осуществлялось излучением криптонового (647 нм, 676 нм), аргонового (456 - 514 нм) или инжекционного полупроводникового (807 нм) лазеров. Мощность возбуждающего светового излучения на образце достигала 0,2 Вт. Аппаратура позволяет регистрировать фотосенсибилизаторы - полиметиновые красители начиная с концентрации в несколько пиколюлей на миллион опухолевых клеток.

Исследованы спектральные и фотохимические параметры новых фотосенсибилизаторов в органических растворителях, воде, питательной среде и культурах опухолевых клеток. Выявлена способность исследованных соединений накапливаться в опухолевых клетках и определены их концентрации. Показано, что в клетках красители находятся преимущественно в мономерной форме.

Разработан и изготовлен макет аппаратуры для проведения испытаний полиметиновых красителей на фотодинамическую активность. Плотность мощности светового излучения в пределах полосы поглощения исследованных соединений составляла 0,1 Вт/см<sup>2</sup>. Установлено, что для четырех препаратов наблюдается ярко выраженный эффект гибели опухолевых клеток при воздействии излучением в области поглощения фотосенсибилизаторов. Установлены оптимальные дозы воздействия света для каждого препарата, лежащие в диапазоне 36-160 Дж/см<sup>2</sup>.

## ТЕРАПЕВТИЧЕСКИЕ ПРИМЕНЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ

И. М. Ксенофонтова, А. М. Лисенкова, И. С. Манак, С. И. Чубаров  
Белгосуниверситет, г. Минск

Сегодня терапевтические применения полупроводниковых лазеров стали реальностью повседневной лечебной практики. Однако до сих пор отсутствует общепринятая точка зрения на механизмы биологического действия низкоинтенсивного лазерного излучения (НИЛИ) и понимание совокупности процессов, определяющих терапевтический эффект на всех уровнях организации живого организма. Отсутствие до настоящего времени стандартного протокола клинических исследований затрудняет сопоставление экспериментальных и клинических данных. Следует отметить, что некорректно поставленные эксперименты, не учитывающие основные медико-физические принципы применения лазеров и не всегда точное использование аппаратуры лазерной терапии могут приводить к отрицательному лечебному эффекту.

Характер взаимодействия лазерного излучения (ЛИ) с биологическими тканями в основном определяется плотностью мощности и дозой поглощенного излучения. При плотностях мощности, больших единиц ватт на квадратный сантиметр, происходит сильный разогрев и разрушение биотканей, изменение фазового состояния и другие необратимые процессы. При очень малых интенсивностях, сравнимых с фоновой освещенностью в естественных условиях, при взаимодействиях изменяются пространственные и спектральные характеристики ЛИ, происходят обратимые реакции только на молекулярном уровне. Однако существует область НИЛИ, где отсутствуют видимые повреждения или фазовые изменения в биотканях или клеточных структурах, интегральные и локальные изменения температуры находятся в пределах их естественных колебаний, все происходящие процессы обратимы. Область плотностей мощностей  $10^{-4} \dots 1 \text{ Вт/см}^2$  и доз  $10^{-2} \dots 100 \text{ Дж/см}^2$ , при которых выполняются указанные выше условия, и есть область терапевтического применения лазеров. По мере возрастания плотности мощности и дозы облучения происходит стимуляция точек акупунктуры, стимуляция пролиферации клеток, метаболизма тканей и органов, стимуляция микроциркуляции и проявление анальгезирующего эффекта. НИЛИ вызывает ряд ответных

реакция со стороны различных систем организма [1]:

1) на субклеточном уровне возникают возбужденные состояния молекул, их стереохимическая перестройка, увеличивается скорость синтеза РНК и ДНК, белка, коллагена, изменяется кислородный баланс и активность окислительно-восстановительных процессов;

2) на клеточном - изменяются заряд электрического поля и мембранный потенциал клетки, стимулируются функции ядерного аппарата, повышается митотическая активность клетки и пролиферативная активность, изменяются процессы репаративной генерации;

3) на тканевом - изменяется pH межклеточной жидкости (в щелочную сторону), морфофункциональная активность, микроциркуляция, увеличивается поглощение тканями кислорода;

4) на органном - нормализуются функции органов;

5) системном и организменном - возникают ответные комплексные адаптационные нервно-рефлекторные и нервно-гуморальные реакции с активацией симпато-адреналовой и иммунной систем.

Существуют противоречивые рекомендации по определению оптимальных значений энергетических параметров лазерного терапевтического воздействия, причем реализуемые в действительности величины часто существенно завышены. Поэтому предварительное моделирование ожидаемых эффектов представляется важным. При работе с лазерами логично исходить из оптимальной дозы облучения. Следует осторожно использовать контактную методику облучения и ограничиваться кратковременным воздействием. Следует учитывать, что при облучении через кожу из-за поглощения и многократного рассеяния значительная доза энергии может выделяться в тонком наружном слое. Пороговые значения параметров излучения для импульсных лазеров еще более неопределенны. Импульсно-периодическое воздействие весьма эффективно для запуска медико-биологических процессов, имеющих триггерный характер. Поэтому средние значения плотности мощности и плотности дозы могут быть невелики. Большое значение при этом приобретают факторы, связанные с биоритмами организма, частотами ферментативных реакций и другими нестационарными процессами на всех уровнях организации биообъекта. Варьирование длины волны лазерного излучения дает возможность избирательного действия на собственные частоты организма  $\nu$  (от десятых долей герца до сотен килогерц). Эта тема постоянно обсуждается.

предлагаются определенные наборы значения  $\nu$  (1,2Гц, 60Гц, 150Гц и т.д.). Однако до сих пор нет ясности в выборе оптимального частотного режима лазерного воздействия. Трудность выбора определяется индивидуальностью и дифференциацией в собственных частотах на каждом структурном уровне биосубъекта. Поэтому для осуществления синхронизации необходимо иметь возможность плавной подстройки частоты и контроля реакции организма на изменение воздействия. Такая синхронизация внешнего физического воздействия может существенно повысить лечебную эффективность лазерной терапии.

Широкое применение полупроводниковых лазеров в лазерной терапии связано прежде всего с тем, что их излучение лежит в красной и ближней ИК-областях (0,6-1,5мкм) спектра, где расположено так называемое "терапевтическое окно". В указанном диапазоне длин волн рассеяние излучения преобладает над его поглощением различными биомолекулами, что позволяет излучению достигать глубоко расположенных тканей и органов. В этом диапазоне длин волн также сравнительно мало поглощение излучения водой, большинством белковых молекул и аминокислот, не участвующих непосредственно в фотохимических процессах лазерной биостимуляции. Поэтому именно здесь может достаточно явно проявиться поглощение излучения различными хромофорами, которые являются или прямыми участниками, или спусковыми механизмами различных фотохимических процессов. Полупроводниковые лазеры имеют также такие преимущества, как малые габариты и вес, малую потребляемую мощность (что дает возможность создания переносных приборов), высокую эффективность, легкость управления частотой излучения, широкий диапазон модуляции практически любым сигналом, полная стерильность и удобство в эксплуатации, возможность применения различных оптических насадок, возможность контроля состояния пациента непосредственно во время воздействия ЛЛ.

Все приборы лазерной терапии при их многообразии и конструктивных отличиях состоят из одинаковых функциональных частей. Основной элемент прибора — лазерный излучатель, характеризующийся длиной волны излучения, мощностью, временными параметрами. Он определяет терапевтические возможности прибора, сферу его применения. Система электропитания обеспечивает все устройства и элементы прибора необходимыми токами и

напряжениями. Система управления задает режимы работы прибора и контролирует его характеристики, например, мощность излучения. Пульт управления, где располагаются элементы управления прибором и индикация режимов его работы, важна для пользователя, также как и система транспортировки и формирования излучения, включающая различные насадки для воздействия на биообъект, в соответствии с выбранной методикой проведения терапии и строения облучаемого органа. В приборах полупроводниковой лазерной терапии используется все расширяющийся набор "лазерных излучателей". Наибольшее распространение получили непрерывные лазеры типов ИЛПН-108 и ИЛПН-112 с длиной волны  $\lambda=0,83-0,89\mu\text{м}$ , мощностью (Р) до 50мВт и 100мВт и ряд их аналогов, используемых в многофункциональных ИК терапевтических аппаратах "АЛТ-1", "Бином-02", "Успех", "Аола", "Изель", "Лазер-1К" и др. В последнее время появляются приборы с более длинноволновыми полупроводниковыми лазерами: ИЛПН-216 с  $\lambda=1,2-1,3\mu\text{м}$  ("Кинк", "АЛТ-2", "Симела-010"), ИЛПН-234 с  $\lambda=1,5-1,6\mu\text{м}$  и более коротковолновые, например, ИЛПН-235 с  $\lambda=0,65-0,67\mu\text{м}$  ("Мулат" и др.). Разрабатываются модели наиболее современных модульных конструкций с комплектацией для разных потребителей ("Мустанг"). Отрабатываются методики применения полупроводниковых лазеров в терапии. Большие успехи достигнуты в урологии, стоматологии, дерматологии, офтальмологии и других областях медицины. Появляются сообщения об эффективном лечении таких тяжелых болезней как псориаз, инфаркт миокарда, язвенные процессы, бесплодие и др.

Работы, ведущиеся на кафедре квантовой радиофизики и оптоэлектроники по созданию автоматизированных медицинских станций, моделированию процессов в биотканях, а также совместные с медиками и биологами экспериментальные исследования влияния НИИИ на иммунную систему здорового и подвергнутого ионизирующему излучению организма, применение разработанных приборов в урологии, гинекологии, травматологии показали несомненное положительное влияние терапевтического применения полупроводниковых лазеров ближнего ИК-диапазона, что особенно важно для населения Республики Беларусь, живущего в условиях последствий Чернобыльской катастрофы.

1. Применение низкоэнергетического лазерного излучения в педиатрии. (Методические рекомендации.) -М., 1991. -18с.

## СФЕРИЧЕСКИ СИММЕТРИЧНЫЕ СТРУКТУРНЫЕ РЕЗОНАНСЫ: КВАНТОВО-МЕХАНИЧЕСКАЯ АНАЛОГИЯ

В.В. Кабанов

*Институт физики Академии наук Беларуси, Минск*

С середины 80-х годов заметное внимание уделяется исследованию структуры электромагнитного поля при лазерном облучении шарообразных частичек микронных размеров [1]. Они ведут себя как микрорезонаторы, в которых формируется соответствующее пространственное распределение электромагнитного поля в виде набора сферически симметричных гармоник - так называемых мод "шепчущей галереи" [2]. Прозрачные сферические микрорезонаторы обладают малыми световыми потерями и весьма высокой добротностью  $Q = 10^9 - 10^{10}$ , что обеспечивает хорошие условия для генерации излучения [3], ВКР [4] и ВРМБ [5].

Сферически симметричная структура электромагнитного поля при определенных условиях может самолокализоваться в виде трехмерного солитона в однородной изотропной нелинейной среде. Наведенное при этом радиально-градиентное распределение показателя преломления выполняет роль микрорезонатора, эффект полного внутреннего отражения в котором обеспечивает существование локализованных сферически симметричных мод - структурных резонансов [6].

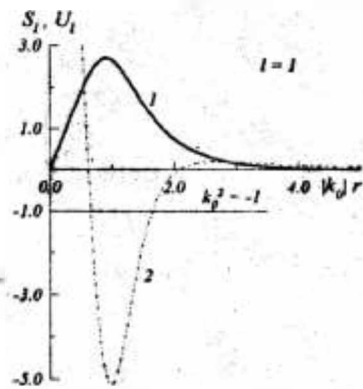
В докладе обсуждаются условия самолокализации сферически симметричных структурных резонансов в нелинейной среде. Анализ в рамках квантово-механического подхода сравнивается с нелинейно-оптическим описанием эффекта.

Структурные резонансы реализуются при определенных дискретных значениях энергии поля  $W_d$  в нелинейной среде с исходной диэлектрической проницаемостью меньше нуля  $\epsilon_0 < 0$ . В качестве такой среды можно использовать, например, металлы или плазму в области частот  $\omega < \omega_p$  (где  $\omega_p$  - плазменная частота), а также кристаллы в области частот  $\omega_T < \omega < \omega_L$ , где  $\omega_T$  и  $\omega_L$  - поперечная и продольная оптические частоты соответственно. Под действием излучения нелинейный показатель



преломления вблизи центра, где интенсивность излучения удовлетворяет условию  $\varepsilon_2 A_1^2 S_1^2(r) > |\varepsilon_0|$ , становится действительной величиной  $\kappa = \sqrt{\varepsilon_2 A_1^2 S_1^2(r) - |\varepsilon_0|}$ . Внутри этой области существует незатухающее электромагнитное поле. Кривая 1 на рисунке иллюстрирует его радиальное распределение  $S_1(r)$  при  $l = 1$ . На границе сферы, где диэлектрическая проницаемость становится отрицательной, поле испытывает полное внутреннее отражение и быстро затухает с увеличением радиуса.

С точки зрения квантово-механической аналогии задачу можно свести к рассмотрению нелинейного уравнения Шредингера для радиальной функции распределения поля, полный потенциал в котором состоит из центробежного потенциала и зависящего от интенсивности потенциала самовоздействия:  $U_l(r) = (l(l+1)/r^2) - \varepsilon_2 (\omega A_1 S_1(r)/c)^2$  (кривая 2). Для



реализации локальных структурных резонансов поле должно обладать, по крайней мере, минимальным вращательным моментом, соответствующим орбитальному квантовому числу  $l = 1$ . В свою очередь потенциал самовоздействия играет основную роль, обеспечивая существование потенциальной ямы и классически разрешенных дискретных состояний электромагнитного поля при  $\varepsilon_2 (\omega A_1 S_1(r)/c)^2 > |\varepsilon_0|^2 + l(l+1)/r^2$ .

Последнее условие является наиболее жестким для реализации сферически симметричных структурных резонансов в нелинейной среде. \*

1. Hill S.C., Beman R.E. *Morphology-dependent resonances*-Singapore, 1988.
2. Stratton J.A. *Electromagnetic Theory*-New-York, 1941.
3. Chen C., Chowdhury D.Q., Chang R.K., Hish W.-*FIIOSA B*, 10, 620 (1993).
4. Tzeng H.-M., Wall K.G., Long M.B., Chang R.K. *Opt. Lett.* 9, 499 (1984).
5. Zhang J.-Z., Chang R.K. *FIIOSA B*, 6, 151 (1989).
6. Кабанов В.В. *Квантовая электроника*, 23, 863 (1996).

# КОНФИГУРАЦИОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ТЕОРИИ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ПОЛЯ

А.А.Корянско, Е.Б.Дунина

Витебский государственный университет

Описание штарковской структуры лазерных кристаллов с помощью одноэлектронного гамильтониана кристаллического поля

$$H_{cf} = \sum_{k,l} B_{kl}^k C_l^k \quad (1)$$

является общепринятым. Здесь  $B_{kl}^k$  - параметры кристаллического поля,  $C_l^k$  - сферический тензор. Этот гамильтониан получен в приближении слабого конфигурационного взаимодействия, когда предполагается, что возбужденные конфигурации влияют в одинаковой степени на все мультиплеты  $f^N$ -конфигурации.

Наиболее высокая точность описания на основе гамильтониана (1) достигается для ионов лантаноидов, для которых среднеквадратичное отклонение  $\sigma$  вычисленных значений энергии от экспериментальных часто не превышает  $10 \text{ см}^{-1}$ . Однако, как показало исследование спектров ионов  $\text{Pr}^{3+}$  и  $\text{Tm}^{3+}$  [1,2], хорошее количественное описание для лантаноидов в какой то мере случайное совпадение. Об этом свидетельствует тот факт, что симметрия штарковских компонент, установленная в этих работах по измерениям поляризованного спектра, не совпала для некоторых уровней с теоретически предсказанной с помощью гамильтониана (1).

Дальнейший прогресс в описании штарковской структуры был достигнут с помощью гамильтониана

$$H_{cf} = \sum_{k,l} \underbrace{[B_{kl}^k + (E_J + E_F - 2E_f^0)G_l^k]}_{B_{kl}^k} C_l^k \quad (2)$$

который был получен в третьем порядке теории возмущений [3]

Здесь  $E_J$  и  $E_J'$  – энергии мультиплетов,  $E_J^0$  – энергия центра тяжести  $f^N$  конфигурации,  $G_i^k$  – параметры, которые при расчетах в феноменологическом приближении определяются по методу наименьших квадратов. Появление линейной зависимости параметров  $B_i^k$  от энергии мультиплетов объясняется разной степенью смешивания возбужденных конфигураций с высоко- и низколежащими мультиплетами  $f^N$  конфигурации.

Хотя применение формулы позволило снять ранее имеющиеся противоречия в описании целого ряда систем [4], однако сделанная нами попытка использовать ее для описания энергетического спектра комплекса  $UCl_3^{2-}$  оказалась малоуспешной (теоретически определенная симметрия уровней 9409 и 9612  $\text{cm}^{-1}$  не совпадает с экспериментальной и практически не уменьшилось значение  $\sigma$ ). Возможно, это объясняется тем, что формула (2) применима только для систем, в которых различие в действии возбужденных конфигураций на разные мультиплеты относительно небольшое. Об этом свидетельствует тот факт, что в выбранном в работе [3] приближении зависимость параметров  $B_i^k$  от энергии появляется лишь в высших порядках теории возмущений, а кристаллы с примесью актиноидов, особенно ионы находящиеся в начале серии, относятся к системам с сильным конфигурационным смешиванием, когда различие в действии возбужденных конфигураций на высоколежащие и низколежащие мультиплеты настолько велико, что должно быть учтено уже в первом порядке теории возмущений. Вероятно, по этой причине точность описания энергетического спектра актиноидов значительно ниже, чем соответствующих ионов лантаноидов [5].

В данной работе получен следующий эффективный гамильтониан кристаллического поля в приближении именно такого сильного конфигурационного взаимодействия:

$$H_{\text{eff}} = E_J^0 \delta_{J, J', J''} + \sum_{k=2,4,6} \sum_{q_i} \underbrace{\left[ B_i^k + \left( \frac{\Delta}{\Delta - E_{J'}} + \frac{\Delta}{\Delta - E_{J''}} \right) G_i^k \right]}_{B_i^k} C_i^k(\theta_i, \phi_i). \quad (3)$$

При выводе этого гамильтониана было сделано предположение, что определяющий вклад в параметры  $G_i^k$  дает лишь одна возбужденная конфигурация с энергией  $\Delta$ . Такой конфигурацией может быть кон-

фигурация противоположной четности типа  $n f^{N-1}(n+1)d$  или конфигурация с переносом заряда с лиганда на парамагнитный ион. Кроме того, при получении формулы (3) не было сделано обычное в таких случаях предположение, что

$$\frac{1}{\Delta - E_{\gamma J}} = \frac{1}{\Delta - E_{\gamma J'}} \quad (4)$$

для всех мультиплетов  $f^N$  конфигурации. Пренебрежение допущением (4) позволило учесть различие в действии возбужденных конфигураций на разные мультиплеты  $f^N$  конфигурации уже в первом порядке теории возмущений и, как следствие этого, привело к иной функциональной зависимости, чем предлагалось в работе [6] или определяемой формулой (2).

На примере комплекса  $UCl_2^{2-}$  показано, что учет новой функциональной зависимости параметров  $\overline{B^2}$  от энергии мультиплетов в форме (3) позволяет не только значительно уменьшить среднеквадратичное отклонение  $\sigma$ , но и получить согласующееся с экспериментальными соотношениями неприводимых представлений штарковским компонентам.

Выполнив анализ границ применимости гамильтонианов кристаллического поля (1), (2) и (3) для описания энергетической структуры лазерных кристаллов.

- [1] L.Esterowitz, F.J.Bartoli, R.E.Allen et al.//Phys. Rev. B, 19, 6442 (1979)
- [2] J.B.Gruber, M.E.Hills, R.M.Macfarlane et al.//Phys. Rev. B, 40, 946 (1989)
- [3] А.А.Корниенко, Е.Б.Душина//Письма в ЖЭТФ, 59, 385 (1994)
- [4] А.А.Корниенко, Е.Б.Душина, В.Л.Япкевич//Письма в ЖТФ, 20, 27 (1994)
- [5] I.S.Poirot, W.K.Kot, N.M.Edelstein et al.//Phys. Rev. B, 39, 6388 (1989)
- [6] B.R.Judd//J. Chem. Phys., 66, 3163 (1977)

# АКУСТООПТИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ОДНООСНЫХ ГИРОТРОПНЫХ КРИСТАЛЛАХ ТЕЛЛУРА

Г.В. Кулак

Мозырский государственный педагогический институт

В работе [1] изучены особенности акустооптического (АО) взаимодействия в теллуре (Te), возникающие из-за большой анизотропии кристалла. Показано, что теллур является наиболее перспективным кристаллом для создания модуляторов и дефлекторов инфракрасного (ИК) излучения. В [2] предложено использовать Y-срез теллура для создания низкочастотных АО дефлекторов. При теоретическом исследовании АО дифракции в работах [1,2] использовано приближение заданной поляризации [см. напр.3]. В работе [3] рассмотрено АО взаимодействие в промежуточном и брэгговском режимах дифракции для негиротропного диэлектрика. Показано, что на практике брэгговский режим дифракции в чистом виде не наблюдается. Имеет место промежуточный режим АО взаимодействия, для которого характерны угловая селективность и наличие нескольких дифракционных максимумов.

В настоящей работе с использованием материальных уравнений для гиротропного диэлектрика и метода медленно меняющихся амплитуд рассмотрен промежуточный режим АО дифракции, близкий к брэгговскому в одноосном гиротропном кристалле теллура.

При распространении света вблизи оптической оси анизотропного кристалла режим АО дифракции определяется волновым параметром Клейна-Кука  $Q = f\lambda_0 / 2\nu v^2$ , где  $n$  - показатель преломления в направлении распространения падающей световой волны,  $f(\nu)$  - частота (фазовая скорость) ультразвуковой волны [3]. Брэгговский режим АО дифракции наблюдается при  $Q \rightarrow \infty$ , раман-натовский - при  $Q \rightarrow 0$  [3]. Для световой волны, падающей под углом Брэгга  $\varphi_B = \lambda_0 f / 2\nu v$ , можно ограничиться четырьмя дифракционными порядками (вместо двух для брэгговского режима дифракции).

Выберем систему координат XYZ так, что в направлении оси OX возбуждается ультразвуковая (УЗ) волна, а под углом  $\varphi_B$  к оптической оси OZ падает плоская световая волна. УЗ волна, занимающая пространство между плоскостями  $z=0$  и  $z=l$ , создает периодическое в пространстве и времени изменение тензора диэлектрической проницаемости,  $\Delta \hat{\epsilon}_y$ , которое связано с упругими деформациями  $\hat{U}_y = (1/2)(\nabla_x U_x + \nabla_x U_x)$  и фотоупругими постоянными  $P_{yij}$  соотношениями:  $\Delta \hat{\epsilon}_y = -\hat{\epsilon}_y \hat{\epsilon}_y P_{yij} U_{ij}$ , где  $\hat{\epsilon}_y$  - тензор диэлектрической проницаемости невозмущенного кристалла

С использованием результатов работ [4,5] получаем систему уравнений связанных волн для комплексных амплитуд, поляризованных в плоскости дифракции ( $A_m$ ) и ортогональных плоскости дифракции ( $B_m$ ) вида:

$$\begin{aligned} \frac{dA_m}{dz} = & i\Delta_{mz}^m \cdot A_m + \rho_m \cdot B_m + i\chi_{m,m+1}^{s,s} A_{m+1} \exp(-i\delta_{mz}) + \\ & + i\chi_{m,m+1}^{s,p} B_{m+1} \exp(-i\delta_{mz}) + i\chi_{m,m-1}^{s,s} A_{m-1} \exp(i\delta_{m-1,z}) + \\ & + i\chi_{m,m-1}^{s,p} B_{m-1} \exp(i\delta_{m-1,z}). \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{dB_m}{dz} = & i\Delta_{mz}^m \cdot B_m + \rho_m + A_m \cdot i\chi_{m,m+1}^{p,s} A_{m+1} \exp(-i\delta_{mz}) + \\ & + i\chi_{m,m+1}^{p,p} B_{m+1} \exp(-i\delta_{mz}) + i\chi_{m,m-1}^{p,s} A_{m-1} \exp(i\delta_{m-1,z}) + \\ & + i\chi_{m,m-1}^{p,p} B_{m-1} \exp(i\delta_{m-1,z}). \end{aligned}$$

Здесь введены обозначения:

$$\begin{aligned} \Delta_{mz}^m &= q_m [e_{mz}(\tilde{z}-\tilde{z})e_{mz}], \quad \rho_m = (G_m k_m) / |k_m|, \\ \chi_{m,m+1}^{s,p} &= q_{m+1} (e_m \Delta^s e_2), \quad \chi_{m,m+1}^{s,s} = q_{m+1} (e_m \Delta^s e_{m+1}), \\ \chi_{m,m-1}^{s,p} &= q_{m-1} (e_2 \Delta^s e_2), \quad \chi_{m,m-1}^{s,s} = q_{m-1} (e_m \Delta^s e_{m-1}), \\ \chi_{m,m-1}^{p,s} &= q_{m-1} (e_m \Delta^s e_2), \quad \chi_{m,m+1}^{p,s} = q_{m+1} (e_2 \Delta^s e_{m+1}), \\ \chi_{m,m-1}^{p,p} &= q_{m-1} (e_2 \Delta^s e_{m-1}), \quad \chi_{m,m+1}^{p,p} = q_{m+1} (e_2 \Delta^s e_2), \end{aligned}$$

где  $k_m$  - волновой вектор дифрагированной волны  $m$ -го ( $m=0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ) порядка,  $G_m$  - вектор гирации,  $q_m = \omega_m / 2c\sqrt{\epsilon} \cos \varphi_m$  ( $\omega_m$  - частота дифрагированной волны,  $\varphi_m$  - угол дифракции,  $\tilde{z} = \frac{1}{3} Sp \tilde{z}$ ),

$\delta_m = |k_m - k_{m+1}|$  - отстройка фазового синхронизма. Решение системы уравнений (1) следует искать с использованием граничных условий:  $A_0(0)=A_0$ ,  $B_0(0)=A_1$ ,  $A_m(0)=B_m(0)=0$  для  $m \neq 0$ , где  $A_1$  ( $A_2$ ) - амплитуда падающей световой волны  $s$ - ( $p$ -) поляризации. Относительная интенсивность  $\eta_m$ , азимут поляризации  $\psi_m$  и эллиптичность  $\gamma_m$  даются соотношениями:

$$\eta_m = (|A_m|^2 + |B_m|^2) / (|A_1|^2 + |B_1|^2), \quad \psi_m = \frac{1}{2} \arctg[2 \operatorname{Re}(x) / (1 - |x|^2)],$$

$$\tau_m = \frac{1}{2} \arcsin[2 \operatorname{Im}(x) / (1 + |x|^2)] \quad x = |B_m| / |A_m|.$$

Численное интегрирование системы уравнений (1) для четырех дифракционных порядков проводилось для случая дифракции излучения CO<sub>2</sub> лазера ( $\lambda_0 = 10,6$  мкм) на продольной УЗ волне, распространяющейся вдоль кристаллографической оси [100] теллура. Размеры АО ячейки соответствовали величинам, приведенным в работе [4]; параметр удельного вращения  $\operatorname{Te} \rho = 15$  град/мм, где  $\rho = \rho_0 = \rho_{11} = \rho_{22}$ .

Рассмотрена зависимость относительной интенсивности  $\eta_m$  от интенсивности УЗ волны  $I_0$  для различных значений волнового параметра  $Q$ . Показано, что брэгговский режим АО дифракции возможен лишь при значительных величинах параметра  $Q$ . При малых  $Q \leq 1$  необходимо учитывать все четыре дифракционных порядка. Численные расчеты хорошо согласуются с экспериментальными результатами, приведенными в [4].

С использованием выражения  $\delta_0 = -\pi \lambda_0 \Delta f^2 / \nu v^2$  ( $\Delta f$  - отстройки от брэгговской частоты) [3] исследованы амплитудно-частотные характеристики модулятора ИК излучения. Показано, что для  $l = 0,3$  см,  $I_0 = 33$  Вт/см<sup>2</sup> ширина полосы пропускания устройства по уровню 50% составляет 9 МГц [1].

Детальное исследование поляризационных и энергетических характеристик дифрагированных волн в раман-итовском, промежуточном и брэгговском режимах АО взаимодействия может быть проведено с использованием системы уравнений (1) для значительного числа дифракционных порядков  $m > 4$  и различных геометрий взаимодействия света и ультразвука в гиротропных анизотропных кристаллах.

Настоящая работа поддержана Фондом фундаментальных исследований Республики Беларусь (грант Ф 95-289).

1. Дьяконов А.М., Илизавский Ю.В., Яхкинд Э.З. // ЖТФ. 1981. Т.51. В.7. С.1494-1502.
2. Adler E.L., Gundjian A.A., Conilhat D., Champness V. Ultrasonics symposium, 1982. P.430-435.
3. Балацкий В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Б. Физические основы акустооптики. М. 1985. 280 с.
4. Дьяконов А.М., Илизавский Ю.В., Яхкинд Э.З. // ЖТФ. 1981. Т.51. В.7. С.1494-1502.
5. Кулак Г.В. // Опт. и спектр. 1995. Т. 79. № 4. С. 662-664.

## НЕГАУССОВА СТАТИСТИКА ИЗЛУЧЕНИЯ ВКР ПРИ ШИРОКОПОЛОСНОЙ НАКАЧКЕ

А.С. Грабчкова, А.И. Волынец, В.А. Орянович

Институт физики АН Беларуси, 220072, г. Минск, пр. Ф. Скорины 70.

Вынужденное комбинационное рассеяние света (ВКР) является одним из нелинейно-оптических явлений, находящим многочисленные применения в преобразовании частоты лазерного излучения, компрессии длительности лазерных импульсов, осуществлении когерентного суммирования нелинейных лазерных пучков. Расширение областей применения лазерного излучения выдвигает новые требования к стабильности его параметров и статистике. С точки зрения квантовой и статистической оптики ВКР представляет интерес в силу ряда особенностей этого процесса. Так, например, при возбуждении когерентным лазерным излучением в линейном режиме ВКР возможно наблюдение макроскопического проявления квантовых шумов. Исследования флуктуаций импульсной энергии показали, что статистика излучения ВКР в этом случае эквивалентна гауссовской, т.е. статистике теплового излучения.

Как известно, в большинстве случаев многомодовое лазерное излучение не является когерентным и может рассматриваться как шумовое. Влияние спектрально-широкополосного лазерного шума на генерацию ВКР излучения рассматривалось в основном для средних, либо мгновенных величин. Статистика излучения ВКР при широкополосной накачке экспериментально не исследовалась.

В нашем докладе представлены результаты экспериментальных измерений статистики импульсной энергии ВКР при возбуждении широкополосным лазерным излучением. Сравнение полученных распределений с известными распределениями для когерентной накачки указывает на их существенное различие, что говорит о негауссовости излучения широкополосного ВКР. Дополнительные измерения дисперсии и сравнение ее с дисперсией известных гауссовских источников демонстрирует сильное возрастание флуктуаций при широкополосном ВКР, что позволяет охарактеризовать его излучение как супергауссовое. Экспериментальные результаты находятся в соответствии с данными численного счета, полученными для упрощенной модели.

Несколько нам известно, эти результаты впервые демонстрируют супергауссовость излучения, генерируемого при ВКР. Они могут быть обобщены также и на другие виды вынужденных рассеяний. Информация о генерации излучения с повышенным уровнем флуктуаций может иметь важное значение для различных приложений.



# НЕКУБИЧЕСКИЕ УГОЛКОВЫЕ ОТРАЖАТЕЛИ ДЛЯ ЛАЗЕРНЫХ РЕЗОНАТОРОВ

С. В. Процко, А. Д. Титов

Белорусский государственный университет (Минск)

Кубический уголкоый отражатель является базовым элементом многих оптических приборов, лазеров и локационных систем. Ретрорефлекторные лазерные зеркала, изготовленные из таких одиночных отражателей или их ансамбля, осуществляя компенсацию динамических и статических оптических неоднородностей активной среды, уменьшают расходимость излучения в 5-10 раз по сравнению со случаем плоских зеркал [1]. Однако, даже геометрически идеальные отражатели формируют картину дифракции Фраунгофера отличную от классического распределения энергии. В случае отражателей полного внутреннего отражения интенсивность в центре дифракционной картины (осевая сила света) уменьшается примерно в 3 раза по сравнению с дифракционно-ограниченным отверстием. Это ведет к значительному увеличению расходимости излучения и к уменьшению дальности действия локационных систем. Металлизация боковых граней устраняет эти недостатки, но приводит к большим потерям энергии, что неприемлемо для мощных лазеров.

Хорошо известный кубический уголкоый отражатель (трипель призма) является частным элементом большого класса зеркально-симметричных структур [2]. Трехгранные углы  $(\pi/2, \pi/2, \pi/s)$ ,  $s$  - целые числа),  $(\pi/2, \pi/3, \pi/4)$  и  $(\pi/2, \pi/3, \pi/5)$  отражают свет подобно кубическому уголково-му отражателю ( $s=1$ ). Все эти структуры осуществляют операцию взаимного отражения независимо от угла и места падения волн. Других многогранных углов с такими свойствами не существует.

Мы исследовали сложный процесс распространения света внутри всех некубических уголковых отражателей и механизм формирования ими отраженного излучения. Это позволило разработать алгоритмы для исследования апертурных, поляризационных, энергетических, передаточных и других свойств распространения света в таких структурах. С помощью этой универсальной численной техники мы рассмотрели в деталях влияние физических и геометрических параметров на оптические характе-

ристки отражателей, провели их оптимизацию и рассчитали структуры с улучшенными или наперед заданными свойствами.

Были исследованы как лазерные резонаторы с одиночными призмными некубическими уголковыми отражателями, которые выполняют функцию непрозрачного зеркала, так и лазерные резонаторы с ретрорефлекторными зеркалами, составленными из таких отражателей. На основе анализа интенсивности отраженного света в центре дифракционной картины, которая определяет расходимость лазерного излучения, были разработаны лазерные ретрорефлекторные зеркала, состоящие из равнобедренных некубических уголковых отражателей [3]. Они уменьшают в 2-3 раза расходимость излучения по сравнению с хорошо известным ретрозеркалом из кубических уголковых отражателей. Этот эффект объясняется уменьшением различий между комплексными амплитудами векторов Джонса для разных секторов рабочей апертуры. Рабочая апертура с ростом числа  $z$  делится на возрастающее число  $(4z+2)$  неравных секторов. Для некоторых чисел  $z$  и показателей преломления призмные некубические уголковые отражатели могут создать большую концентрацию отраженной энергии на оптической оси, чем металлизированные кубические уголковые отражатели.

Оптимизация отражателей по осевой силе отраженного света с учетом размерных (весовых) параметров и показателей преломления показала, что некубические уголковые отражатели с неравными боковыми ребрами имеют улучшенные характеристики (увеличение до 10 %) [4]. Соотношения между длинами боковых ребер таких отражателей выражаются интерполяционными полиномами по показателю преломления.

Таким образом, ретрорефлекторные зеркала, состоящие из некубических уголковых отражателей, позволяют генерировать лазерное излучение со значительно меньшей расходимостью без потерь на поглощение.

[1] А. Львов Ю.А. Оптические резонаторы и лазерные пучки.- М.: Наука, 1990.- 264 с.

[2] Прошко С.В., Титов А.Д. // Оптико-механическая промышленность. 1991.-№ 7:-С.42-46; № 9:-С.32-36; № 10:-С.11-16.

[3] А.с. СССР №№ 1708120, 1715160.

[4] Титов А.Д. // Письма в ЖТФ. 1991.-Т.17, № 5:-С.20-23.

[5] А.с. СССР №№ 1774304, 1778498.

# РАСЧЕТ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ $f - f$ ПЕРЕХОДОВ В ПРИБЛИЖЕНИИ СИЛЬНОГО КОНФИГУРАЦИОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Е.Б. Душина, А.А. Корниенко

Витебский государственный университет

В приближении сильного конфигурационного взаимодействия учтена разная степень воздействия возбужденных конфигураций на высоко- и низколежащие мультиплеты и получена новая формула для силы линий межмультиплетных электрических дипольных переходов

$$S_{JJ'} = c^2 \sum_{k=2,4,6} \Omega_k \left[ \frac{\Delta}{\Delta - E_{J,J}} + \frac{\Delta}{\Delta - E_{J',J'}} \right]^2 \langle \gamma J \| U^k \| \gamma' J' \rangle^2. \quad (1)$$

Здесь  $\Omega_k$  – параметры интенсивности,  $\langle \gamma J \| U^k \| \gamma' J' \rangle$  – приведенные матричные элементы единичного тензора  $U^k$ , вычисленные на волновых функциях в приближении свободного иона,  $\Delta$  – энергия возбужденной конфигурации,  $E_J$  и  $E_{J'}$  – энергии мультиплетов, включенных в переход.

Модифицированные параметры интенсивности  $\Omega_k$  зависят от энергии мультиплетов по довольно сложному закону. Эта зависимость должна быть особенно существенной, когда энергия возбуждения  $\Delta$  сравнима с энергией высоколежащих мультиплетов. Вероятно, именно такая ситуация реализуется для иона  $Am^{3+}$  в флюоропирокватном стекле, где применение формулы (1) впервые позволило непротиворечиво описать интенсивностные спектроскопические характеристики.

Для систем с большой энергией возбуждения  $\Delta$  зависимость модифицированных параметров интенсивности от энергии мультиплетов становится менее существенной и результаты, полученные по формуле (1) совпадают с результатами, полученными в приближении слабого конфигурационного взаимодействия.

# СОТНОШЕНИЕ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТЕЙ ДЛЯ ЧАСТИЧНО-КОГЕРЕНТНЫХ ПОЛЕЙ — МНОГОМЕРНЫЙ СЛУЧАЙ

Н. В. Карелин

(Институт физики АНБ, г. Минск)

Как известно, функция и ее фурье-образ не могут быть одновременно как угодно узкими — их эффективные ширины связаны в так называемом соотношении неопределенностей [1]. Для комплексного скалярного поля в  $n$ -мерном пространстве имеет место неравенство

$$\Delta r \Delta q \geq \frac{n}{2},$$

где  $\Delta r$  и  $\Delta q$  определены, соответственно, через нормированные вторые моменты квадрата модуля поля и его фурье-образа. В такой форме соотношение неопределенностей можно прямо применять для когерентного излучения.

Рассматриваемое неравенство было обобщено на одномерные частично-когерентные поля в работах [2, 3], где оно задает нижнюю границу произведения ширины функции взаимной интенсивности  $\Delta r$  и ее фурье-образа (т.е. взаимного пространственного спектра)  $\Delta q$ .

В данной работе доказательство [2] распространяется на случай произвольной размерности. Как оказалось

$$\Delta r \Delta q \geq \chi(n) \sqrt{N},$$

где  $N$  — эффективное число членов в разложении поля по пространственно-когерентным компонентам [4], характеризующее его глобальную когерентность. Коэффициент  $\chi(n)$  в случае пространственно квазигомогенного поля имеет вид

$$\chi(n) = n \left[ \frac{2(n+1)n!}{(n+2)^{n+1}} \right]^{1/n}.$$

В докладе анализируются следствия из полученного соотношения для молодой теории когерентности.

Автор выражает признательность А. М. Лазаруку за постановку задачи и плодотворное обсуждение.

1. О. И. Смоктий, В. А. Фабриков. Методы теории систем и преобразований в оптике // Л.: Наука, 1989.
2. M. J. Bastiaans // *J. Opt. Soc. Am.* Vol. 72, p. 1441-1443 (1982)
3. M. J. Bastiaans // *J. Opt. Soc. Am.* Vol. 73, p. 251-255 (1983)
4. Г. А. Пасманик, В. Г. Сидорович // *Изв. ВУЗов., сер. Радиофиз.*, т. 23, с. 1217-1224 (1980)

# К ТЕОРИИ ГЕНЕРАЦИИ ЛАЗЕРОВ НА КРАСИТЕЛЯХ: УЧЕТ ПОГЛОЩЕНИЯ ИЗ ВОЗБУЖДЕННОГО СИНГЛЕТНОГО СОСТОЯНИЯ МОЛЕКУЛ АКТИВНОЙ СРЕДЫ

И.В. Гайсенюк, И.И. Ганчеренок  
Белгосуниверситет, г. Минск

Исследована зависимость поляризационных и энергетических характеристик генерации лазеров на красителях с изотропным резонатором в режиме сильного насыщения ориентационного распределения возбужденных молекул от параметров накачки. В работах [1,2] представлено решение этой проблемы в приближении двухуровневой активной среды. Однако наличие наведенных переходов из возбужденных состояний может значительно повлиять на характеристики вынужденного излучения [3,4]. В настоящей работе рассмотрена трехуровневая модель активной среды, при этом учтены переходы с поглощением из первого синглетного возбужденного состояния. Исследованы различные варианты геометрии накачки: продольный и поперечный, а в рамках этих двух вариантов - случаи возбуждения линейно и циркулярно поляризованным светом. Проанализированы случаи различной взаимной ориентации дипольных моментов переходов с поглощением и испусканием. Расчеты показали, что наличие наведенного синглет-синглетного поглощения может изменить поляризацию выходного излучения. Дополнительное вынужденное поглощение снижает интенсивность излучения генерации, при этом весьма существенной является взаимная ориентация диполей переходов между комбинирующими состояниями. Результаты позволяют определить границы применимости модели двухуровневой активной среды и дать корректную интерпретацию известным экспериментальным данным.

Работа выполнена при частичной поддержке Фонда Сороса и Фонда фундаментальных исследований Республики Беларусь.

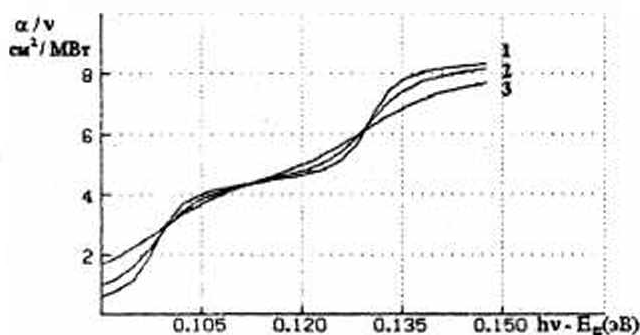
1. Ганчеренок И.И., Шапочкина И.В. // Опт. и спектр., 1995, Т.79, №1, С.163-167.
2. Ганчеренок И.И., Шапочкина И.В. // Опт. и спектр., 1996, Т.80, №1, С.153-158.
3. Y. V. Band//J. Chem. Phys., 1985, V.83, №11, С.5453-5457.
4. Y. V. Band and R. Balvi//Phys. Rev. A, 1987, V.36, №7, С.3203-3217.

## НАСЫЩЕНИЕ УСИЛЕНИЯ В КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

В.К. Кононенко, И.С. Манах, Э.Р. Фурутджис  
Белорусский государственный университет, г. Минск

В работе рассматривается эффект насыщения усиления изотропной радиации в двусторонней гетероструктуре, состоящей из квантоворазмерного слоя  $GaAs$ , расположенного между эмиттерами  $Al_xGa_{1-x}As$ . При различных значениях степени возбуждения активного слоя рассчитаны спектры усиления и спонтанной рекомбинации с учетом уширения спектральных линий и определен параметр нелинейности.

Численные расчеты показывают, что с увеличением плотности падающей радиации снижение коэффициента усиления хорошо описывается известной формулой  $k = k_0(1 + \alpha U)^{-1}$ , где  $k$  - коэффициент усиления,  $k_0$  - коэффициент усиления при плотности радиации  $U = 0$ ,  $\alpha$  - параметр нелинейности. Спектр нелинейного усиления  $\alpha(U)$  приведен на рисунке.



Зависимость параметра нелинейности  $\alpha$  от  $U$  при различных ширинах контуров спектральных линий  $\Gamma_n = 3$  (1), 5 (2), 10 мэВ (3). Уровень возбуждения активного слоя  $\Delta F = 1.58$  эВ,  $v$  - скорость света в кристалле,  $\nu$  - частота излучения,  $E_g$  - ширина запрещенной зоны  $GaAs$ , ширина квантовой ямы 5 нм, температура 300 К.

В случае квантовой ямы с шириной 5 нм величина параметра нелинейности в единицах  $\alpha/\nu$  равна  $5 \text{ см}^2/\text{МВт}$ , что почти на порядок меньше, чем при насыщении поглощения в такой же структуре. Полученные данные позволяют адекватно описывать нелинейные процессы в квантоворазмерных лазерах и усилителях.

Д.В.Ушаков, В.К.Коновенко, И.С.Манаев  
Белгосуниверситет, Минск

Легированные сверхрешетки относятся к новому классу элементов кваэтовоей электроники. Оптические и электрические параметры таких полупроводниковых сверхрешеток, или, как их называют,  $n-i-p-i$ -кристаллов, меняются при возбуждении в широких пределах и могут варьироваться путем подбора толщины и степени легирования слоев кристалла. Дополнительные возможности возникают при использовании  $\delta$ -легирования и введении кваэтовоей ям в слой структуры. В данной работе исследуются излучательные характеристики  $n-i-p-i$ -структур с учетом взаимодействия уровней энергии в потенциальных ямах.

Проведен подробный анализ профиля электростатического потенциала  $n-i-p-i$ -кристалла, дающий полную картину поведения зонной диаграммы структуры с изменением уровня легирования и накачки и позволяющий подобрать требуемые параметры сверхрешетки. Определен характер изменения интегралов перекрытия волновых функций для оптических переходов между уровнями подзон электронов и дырок при различных накачках и уровнях легирования. При этом найдены также интегралы перекрытия волновых функций для уровней энергии, лежащих в параболических частях потенциального рельефа.

Рассчитаны спектры усиления и люминесценции, исследована их трансформация с накачкой и рассмотрено влияние спектрального уширения, обусловленного внутризонной релаксацией носителей тока, на ширину и форму спектров. Показано, что коэффициент усиления легированных сверхрешеток может достигать  $10^3 \text{ см}^{-1}$  при комнатной температуре. В условиях сильного легирования структур проведен анализ спектров усиления и люминесценции в модели без правила отбора по волновому вектору электрона.

Расчеты проведены для структур на основе GaAs. Концентрация доноров и акцепторов варьировались от  $10^{18}$  до  $2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , толщины легированных слоев  $n$ - и  $p$ -типа колебались в пределах 5–40 нм, ширина областей полупроводника с собственной проводимостью не превышала 20 нм. Полученные данные находятся в хорошем соответствии с известными экспериментальными результатами.

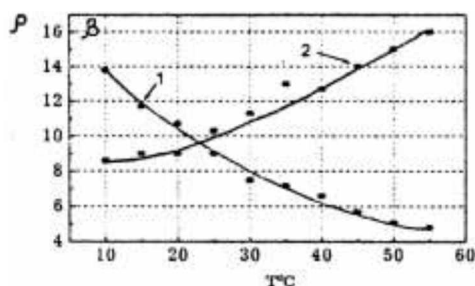
## ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ВНУТРЕННИХ ПАРАМЕТРОВ МОЩНЫХ $\text{InGaAs}/\text{AlGaAs}$ ГЕТЕРОЛАЗЕРОВ

В.П.Грибковский, В.П.Коняев, А.Н.Кузьмин, Н.К.Никсенко, Г.И.Рабцев

Институт физики им.Б.И.Степанова АН, Минск, Беларусь  
НИИ "ПОЛЮС", Москва, Россия

Лазерные диоды (ЛД) на основе  $\text{InGaAs}/\text{AlGaAs}$  гетероструктур, генерирующие в области 0,93 - 1,02 мкм, широко применяются для накачки световодных усилителей и твердотельных лазерных сред, а также в медицине.

Настоящая работа посвящена исследованию каналов потерь энергии накачки мощных (свыше 1 Вт в непрерывном режиме возбуждения)  $\text{InGaAs}/\text{AlGaAs}$  ЛД при рабочих температурах от 5 до 60°С. В экспериментах использовали ЛД с одиночным квантоворазмерным активным слоем. Потери энергии накачки ЛД анализировались по изменениям внутренних лазерных параметров (ВП):  $j$  - плотность тока при линейной аппроксимации коэффициента потерь до нуля,  $\beta$  - удельный коэффициент усиления,  $\rho$  - коэффициент внутренних оптических потерь,  $\eta$  - внутренний квантовый выход генерации. ВП определялись методом последовательного изменения коэффициентов отражения зеркальных граней ЛД.



Температурные зависимости коэффициентов  $\beta_{30}$  (см/А) - кривая 1 и  $\rho$  (см<sup>-1</sup>) - кривая 2.

Установлено, что в исследуемом температурном интервале величины  $j_a$  и  $\eta$  изменяются незначительно (не более чем на 15%). Основной причиной, как следует из рис., температурного уменьшения мощности и увеличения порога генерации является рост внутренних оптических потерь и уменьшение удельного усиления, что объясняется увеличением скорости безызлучательной рекомбинации.



## ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ СТРИМЕРНОМ РАЗРЯДЕ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

В.В.Парадук, В.П.Грибковский

Институт физики АЧБ, г.Минск, Беларусь;

К.И.Русаков, А.Н.Прокопеня

Брестский политехнический институт, г.Брест, Беларусь

В работах [1,2] предложено учитывать взаимодействие электромагнитных волн видимого и СВЧ диапазона для объяснения механизма стримерных разрядов. Ниже представлены результаты дальнейших исследований по данному вопросу и рассмотрены возможные нелинейные оптические явления при разряде.

Определены условия фазового синхронизма волн в трехмерном случае для кубических полупроводников в приближении линейного электрооптического эффекта. Рассчитанные направления соответствуют ориентации стримеров в объеме кристалла, а пороговые условия для полупроводников типа GaAs и ZnSe (ZnS) существенно различаются. В гексагональных кристаллах пути разрядов совпадают с направлениями синхронизации и максимальной эффективности взаимодействия волн в сильном электрическом поле.

Рассчитаны спектр СВЧ волн и зависимость направлений синхронизации от длины волны в кристаллах сульфида кадмия. В области длинноволновой границы спектра при характерной толщине кристалла  $d < 1$  мкм общее количество направлений синхронизации снижается и возможно селективное управление процессом. Минимальный размер  $d$ , при котором осуществимо взаимодействие, порядка толщины канала стримера и определяется коротковолновой границей спектра. Эти данные согласуются со свойствами разрядов в кристаллах произвольной формы и размеров, в том числе тонких стержневидных кристаллов [2].

Выявлена анизотропия самовоздействия света в широкозонных полупроводниках и возможность его автоканализования в сильных электрических полях, позволяющего объяснить нитеобразный характер стримера.

1. Грибковский В.П., Парадук В.В., Прокопеня А.Н., Русаков К.И. // Изв. РАН. Сер. Физ., 59(1995), 30; ЖПС, 00(1994), 362.
2. Грибковский В.П., Парадук В.В., Русаков К.И. // ЖТЭ, 64(1994), 109.

## ФОРМА СПЕКТРАЛЬНЫХ ПОЛОС ПРИМЕСНОЙ РЕКОМБИНАЦИИ В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЯХ ZnSe

В. Н. Ювченко

Ин-т физики им. Б.И.Степанова АНБ, Минск, Беларусь

Эпитаксиальные гетероструктуры на основе ZnSe находят применение в инжекционных гетеролазерах, излучающих в сине-зелёной области спектра. Существует, однако, проблема легирования селенида цинка акцепторной примесью для получения низкоомного материала p-типа. Такое легирование обычно сопровождается возникновением примесных полос люминесценции, природа которых при высоком уровне легирования окончательно не выяснена. В данной работе проведены расчёты формы полос донорно-акцепторной рекомбинации и сравнение полученных результатов с экспериментальными данными для уточнения роли электрон-фононного взаимодействия в формировании таких примесных полос и получения дополнительной информации о механизмах рекомбинации.

По литературным данным, в процессах донорно-акцепторной рекомбинации в ZnSe могут принимать участие как мелкие водородоподобные (энергия связи  $E_d=27$  мэВ), так и глубокие ( $E_d=50$  мэВ) доноры. Обычно электрон-фононное взаимодействие описывается в приближении эффективной массы, что применимо только к мелким водородоподобным донорам [1]. С целью более адекватного описания примесной рекомбинации через глубокие доноры в данной работе был использован метод квантового дефекта [2]. Расчитанный с его помощью фактор Хуанга-Риса, характеризующий интенсивность фононных реплик в спектре донорно-акцепторной рекомбинации, равен 0,53 для  $E_d=27$  мэВ и 2,2 для  $E_d=50$  мэВ. Это соответствует соотношению интенсивностей фононных реплик в спектрах люминесценции 1:0,53:0,14 для мелкого донора и 1:2,4:2,19 для глубокого, в то время как экспериментально полученные соотношения интенсивностей равны 1:0,56:0,18 и 1:0,63:0,27 для мелкого и глубокого доноров, соответственно [3]. Таким образом, данный метод расчёта даёт хорошее согласие с экспериментом только для случая рекомбинации с участием мелких донорных центров, а для случая глубоких доноров согласие достигается лишь в случае сильно повышенной их концентрации ( $3 \cdot 10^{20}$  см<sup>-3</sup>). Обсуждаются причины расхождения данных теории и эксперимента и альтернативные модели примесной рекомбинации, приводящей к возникновению наблюдаемых спектральных полос.

1. M.Soltani, M.Cerrier, R.Evrard, E.Kartheuser. *J.Appl.Phys.*, 78 (1995) 5626.
2. H.V.Bebb. *Phys.Rev.*, 185 (1969), 1116.
3. K.Ogata, D.Kawaguchi, T.Kera et al. *J.Cryst.Growth*, 159 (1996) 312.

# ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ И ГЕНЕРАЦИЯ СВЕТА В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЯХ ZnSe

И.П. Марко

Белгосуниверситет, Минск, Беларусь

Из всего класса соединений A-B<sup>6</sup> наибольшее внимание в последнее время уделяется ZnSe. Ширина запрещенной зоны у ZnSe равна 2.7 эВ при комнатной температуре, что соответствует голубой области спектра, а существующие методы роста (молекулярно-лучевая эпитаксия МВЕ, металло-органическая газофазная эпитаксия MOVPE и другие) позволяют получать высококачественные эпитаксиальные слои ZnSe [1]. Однако люминесцентные свойства слоев и гетероструктур на основе этого соединения при температурах выше 80 К исследования недостаточно, хотя они наиболее интересны в прикладном плане.

Целью данной работы являлось выяснение влияния условий роста и легирования эпитаксиальных слоев ZnSe, выращенных методом MOVPE, на структуру спектров и эффективность фотолюминесценции (ФЛ) и генерации при оптическом возбуждении в широком интервале температур для получения информации о механизмах рекомбинации.

Лазерное излучение в нелегированных и легированных (хлором или азотом) эпитаксиальных слоях было получено и исследовано при импульсном оптическом возбуждении излучением плотного лазера в диапазоне температур 77-270 К. Максимальные величины энергии и мощности генерации равны соответственно  $5 \cdot 10^{-8}$  Дж и 5 Вт при интенсивности возбуждения  $800 \text{ кВт/см}^2$ . Полуширина линии генерации составила 0.5-1.3 нм. Установлено, что основным механизмом генерации является рекомбинация в электронно-дырочной плазме. Показано, что легирование способствует увеличению эффективности ФЛ и уменьшению лазерного порога. Минимальный порог ( $130-150 \text{ кВт/см}^2$ ) был достигнут в ZnSe:N образце.

Исследование перегрева электронно-дырочной плазмы и фоновой подсистемы проводилось при температурах 77 К и 300 К и импульсном возбуждении с плотностью мощности  $I_0$  от 2 до  $1000 \text{ кВт/см}^2$ . Перегрев электронно-дырочной плазмы становится значительным при интенсивностях возбуждения более  $150 \text{ кВт/см}^2$ . Его средняя величина равна 30 - 40 К. С ростом  $I_0$  максимум ФЛ сдвигается в длинноволновую область и стабилизируется при  $I_0$  порядка  $200 \text{ кВт/см}^2$ . Это объясняется увеличением объема, занимаемого электронно-дырочной плазмой, и ее проникновением в подложку.

I. J. Gutowski, N. Presser, G. Kudlek. Phys. stat. sol. (a), 120 (1990) 11.

## ВОЗМОЖНЫЙ ИСТОЧНИК МЕХАНОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В ЛАЗЕРНЫХ ДИОДАХ

М. Е. Полюков

Институт физики им. Б. И. Степанова Академии Наук Республики Беларусь,  
г. Минск

Дислокации, находящиеся в активной зоне лазерного диода в режиме генерации, как известно, заметно перемещаются. Скорость их перемещения определяет деградацию диода, связанную с понижением мощности генерируемого излучения.

В докладе акцентируется внимание на возможном источнике механолюминесценции, возникающем при движении дислокации в процессе деградации лазерного диода, величина интенсивности которой может быть параметром, определяющим скорость деградации диода.

В этой связи проведено исследование рельефа дислокационного перегиба, закрепленного на бесконечности на соседних вершинах барьера Пайерлса. Аналитическое выражение для формы рельефа перегиба на дислокации для рассматриваемого случая получено в чисто комплексном виде. Это означает, что освобождение хотя бы одного из концов перегиба сопровождается аннигиляцией перегиба с возможным выделением энергии в виде фотонов, величина которых может быть параметром, определяющим скорость деградации лазерных диодов.

Такой источник механолюминесценции можно, например, обнаружить в допороговом режиме генерации, или как квантовый шум в лазерном режиме, который, как известно, создается случайными переходами электронов.

## ИЗУЧЕНИЕ КОРРЕЛЯЦИИ МЕЖДУ ДЕГРАДАЦИЕЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ И АВТОКОРРЕЛЯЦИОННОЙ ФУНКЦИЕЙ ПЕРВОГО ПОРЯДКА ИХ ИЗЛУЧЕНИЯ

В.И. Борисов, А.М. Крол, В.М. Лебедев

Институт прикладной оптики АН Б, г. Могилев

Долговечность полупроводниковых лазеров (ППЛ), изготовленных в лабораторных условиях, значительно выше, чем для лазеров, выпускаемых промышленностью. Поэтому проблема уменьшения скорости деградации ППЛ актуальна и сегодня, несмотря на то, что ею занимается большое количество исследователей.

Многие причины деградации еще не ясны. Указать какие-либо однозначные причины, влияющие на деградацию полупроводниковых лазеров, не представляется возможным, ввиду множества параметров, характеризующих их работу. Эти параметры связаны со структурой слоев кристалла GaAlAs, его спектроскопическими свойствами, параметрами генерируемого излучения. Поэтому выяснение каких-либо отдельных связей между этими параметрами и влияние этих связей на скорость старения лазеров является актуальной задачей.

В настоящем сообщении приводятся экспериментальные результаты измерения автокорреляционной функции (АКФ) первого порядка и спектра излучения ППЛ ЦДППН-102 в течение времени наработки и хранения. Изучены характеристики порядка 40 лазеров за время наблюдения трех лет. Лазеры работают в непрерывном режиме. АКФ измерялась с помощью интерферометра Майкельсона с изменяемым плечом, а спектр - спектрофотометром.

Проведенный анализ позволил выявить ряд характерных особенностей спектра и АКФ, связанных с уменьшением надежности работы полупроводниковых лазеров. Таковыми особенностями являются: 1) несимметричная (по отношению к нулевой задержке интерферирующих пучков) форма АКФ; 2) провалы на обгибающей АКФ и спектре генерируемых продольных мод; 3) наличие у АКФ значительного фона и дополнительных максимумов между основными пиками АКФ; 4) генерация на нескольких поперечных модах; 5) широкий спектральный дивотон генерации (20-40 продольных мод) и узость пиков АКФ.

В докладе анализируются возможные физические причины, влияющие на скорость деградации в связи с выделенными признаками.

# О ПРИМЕНИМОСТИ МЕТОДА НОРДЕ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ИНЖЕКЦИОННЫХ ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

В.К.Коновенко, И.С.Малах, С.А.Рассадин

Белгосуниверситет, г.Минск

При исследовании и разработке оптоэлектронных устройств на основе полупроводниковых излучающих диодов требуется знать эквивалентную схему составляющих элементов. Значение параметров эквивалентной схемы и их зависимостей от температуры, частоты, тока и напряжения позволяет оперативно находить выходные характеристики устройства. Для задания вольт-амперной характеристики  $p-n$  перехода излучающего диода необходимо знать последовательное сопротивление  $R_s$ , складывающееся из электрических сопротивлений базы, слоев диода и омических контактов. Его величина требуется также для определения тепловых характеристик лазерных диодов, в частности, для оценки джоулевого нагрева активной области и расчета КПД лазера. Начало генерации в лазерных диодах маскирует и затрудняет прямые электрические измерения параметров. Поэтому необходимы методы, позволяющие при изучении структур на малых напряжениях и токах предсказывать их поведение при лазерных накачках. Вольт-амперные характеристики расширяют набор электрофизических параметров и позволяют определить пороговый ток  $I_{th}$ , внешний и внутренний квантовые выходы генерации, функцию выхода генерируемого излучения.

Если вольт-амперная зависимость излучающего диода описывается формулой

$$I = I_0 \left[ \exp \left( \frac{eU_k}{nkT} \right) - 1 \right],$$

где  $U_k$  - контактная разность потенциалов,  $n$  - параметр неидеальности,  $I_0$  - ток насыщения, то можно говорить о применимости метода Норде к полупроводниковым излучающим структурам. Это хорошо выполняется для излучающих диодов с гомопереходами и для отдельных участков вольт-амперных характеристик структур с гетеропереходами, каждый из которых характеризуется своим параметром неидеальности.

В докладе рассматриваются три модификация метода Норде для определения электрофизических параметров полупроводниковых излучающих структур, которые детально рассмотрены в [1].

1. Коновенко В.К., Малах И.С., Рассадин С.А. // Лазерная и оптико-электронная техника. Межвузовский сборник научных трудов. Вып.3.-Мн:Белгосуниверситет, 1995.-С.100-125.

# МУЛЬТИПЛИКАТИВНЫЙ КОНГРУЭНТНЫЙ ДАТЧИК СЛУЧАЙНЫХ ЧИСЕЛ ДЛЯ ИМИТАЦИИ СТОХАСТИЧЕСКОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ В ЛАЗЕРЕ

Е.Д.Карях, А.В.Осадчий

Белорусский государственный университет, г.Минск

Разработан датчик случайных чисел на основе мультипликативного конгруэнтного метода, согласно которому последовательность случайных чисел рассчитывается по формуле

$$X_{i+1} = (a \cdot X_i) \bmod M, \quad i = 0, 1, 2, \dots$$

где  $X_0 \geq 0$ ,  $a \geq 0$ ,  $M > X_0$ ,  $M > a$ . Расчет ился при заданных значениях  $X_0 = 16757$ ,  $M = 10^7$ . Множитель  $a$  выбирался из условия

$$a = [(0,01 \cdot M + M - \sqrt{M})/400] \cdot 200 + 21.$$

Датчик позволяет генерировать случайные числа, распределенные равномерно на интервале от нуля до единицы.

Для анализа случайных чисел разработана тест-программа, основанная на двух эмпирических тестах: проверки серий и проверки равномерности. После каждого теста вычисляется статистика  $V_1$  для проверки равномерности и статистика  $V_2$  для проверки серий по формуле

$$V_i = \sum_{1 \leq l \leq k} \frac{(Y_l - n p_l)^2}{n p_l}, \quad i = 1, 2,$$

где  $k$  - число возможных результатов опыта (число категорий),  $p_l$  - вероятность попадания результата опыта в категорию  $l$ ,  $Y_l$  - число испытаний, действительно попавших в категорию  $l$ . Далее к разности  $(V_2 - 2 \cdot V_1)$  применялся критерий  $\chi^2$  с  $(d^2 - 1)$  степенями свободы, где  $d < \sqrt{n/5}$ ,  $n$  - число элементов в выборке.

Проведено сравнение разработанного датчика с датчиком случайных чисел "RANDOM", входящим в программное обеспечение компьютера, для выборки по 2048 чисел. Для разработанного нами датчика  $V > V_{таб}$  в 50% всех случаев. Для собственного датчика компьютера  $V > V_{таб}$  в 30% всех случаев. Здесь  $V_{таб}$  - табличное значение статистики, вычисленной для заданной вероятности по распределению  $\chi^2$ .

Датчик применен для исследования процессов в лазере, находящемся под воздействием собственного излучения, возвращающегося от рассеивающего объекта.

# МИКРОХАОС В ИНЪЕКЦИОННОМ ЛАЗЕРЕ СО СТОХАСТИЧЕСКОЙ ВНЕШНЕЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

Е.Д.Карих, А.В.Осадчий

Белорусский государственный университет, г.Минск

Построена модель, позволяющая рассчитывать световое поле и концентрацию электронов в полупроводниковом инжекционном лазере, находящемся под воздействием собственного пучка, рассеянного на внешнем объекте. Учтено, что возвращающееся излучение может иметь случайную амплитуду и фазу.

Для имитации стохастичности возвращающегося излучения применен разработанный авторами датчик случайных чисел.

Путем численного решения системы уравнений по методу Хемминга рассчитывались как переходной, так и квазистационарный процессы в лазере.

Показано, что при поступлении рассеянного излучения в лазер возникает режим хаотических микропulses как в электронной подсистеме (рис.1), так и в световом выходе (рис.2). Данные рис.1 и

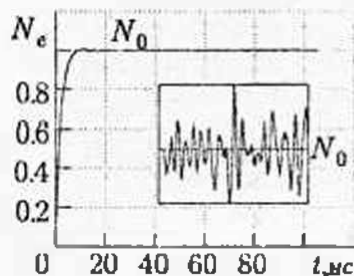


Рис.1

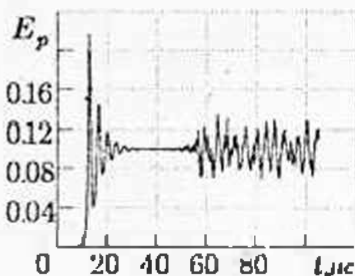


Рис.2

рис.2 соответствуют отношению  $J/J_{top} = 1.01$ .

На вставке показан фрагмент реализации  $N_e(t)$  в квазистационарном режиме с масштабом по оси ординат, уменьшенным в 100 раз (масштаб по оси абсцисс сохранен).

Разработанный программный пакет позволяет анализировать влияние структурных параметров, режима работы и свойств рассеивающего объекта на характеристики микрохаоса в лазере, применительно к использованию последнего в качестве квантового приемника рассеянного излучения.



# УЗКОПОЛОСНЫЙ ЛАЗЕР НА КРАСИТЕЛЯХ С ПОДАВЛЕНИЕМ ФОНА УСИЛЕННОЙ СПОНТАННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

С.С.Ануфрик, В.А.Картазаев, С.А.Картазиева, Л.С.Гайда

Гродненский госуниверситет им.Я.Купалы

При исследовании резонансных процессов взаимодействия мощного излучения с атомами наличие в канале узкополосного излучения широкополосного фона усиленной спонтанной люминесценции существенно усложняет характер воздействия излучения на атомные уровни. Наличие широкополосного фона может обусловить различные параметрические процессы, учесть которые при интерпретации полученных экспериментальных спектров восприимчивости атомных систем чрезвычайно сложно.

В данном сообщении предлагается схема резонатора лазера, обеспечивающая генерацию узкополосного излучения при подавлении фона усиленной спонтанной люминесценции. Схема лазера показана на рис.1. Излучение накачки I фокусируется цилиндрической линзой 2

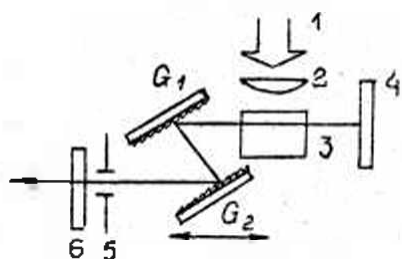


Рис.1

на кивету с красителем 3. Резонатор лазера образован глухим зеркалом 4, двумя дифракционными решетками  $G_1$  и  $G_2$ , выходным зеркалом 6. Перестройка длины волны генерации в данной схеме производится путем перемещения решетки  $G_2$  вдоль оси, совпадающей с выходным пучком.

Преимущество данной схемы по сравнению с традиционными состоит в том, что дифракционные решетки, обеспечивающие селекцию по длинам волн, одновременно являются спектральным фильтром фона усиленной спонтанной люминесценции, распространяющегося из активной среды в направлении выходного пучка генерируемого излучения. В работе приводится расчет данной схемы и результаты экспериментальных исследований. Как показали измерения отношения энергии импульса узкополосного излучения к энергии широкополосного излучения, данная схема обеспечивает подавление фона усиленной спонтанной люминесценции лучше, чем схема лазера со спектральным фильтром

Физика Ламбда Physics.

## HEATING OF A DYE-DOPED POLYSTYRENE MICROLASER BY PUMPING RADIATION

L.G.Astafieva, G.P.Lednyeva

Stepanov Institute of Physics, Belarus Academy of Sciences,  
Minsk, Belarus

There has been considerable interest in producing a small movable light source due to its potential application to near-field scanning optical microscopy and ultrasmall chemical sensors. It has been demonstrated that dye-doped spherical microparticles such as ethanol droplets and polymer latex particles in air act as an optically cavity for lasing of the dye. For this microlaser as such as for usual laser there is the problem of heating of microparticle by pumping radiation. The pumping intensity distribution inside the particle is spatially inhomogeneous. For transparent microparticles with a radius much larger than the laser wavelength the pumping intensity just within the particle shadow face is enhanced by at least two orders of magnitude. As a consequence of this inhomogeneity there are the temperature gradient throughout the spherical microparticle and the following destruction.

The theoretical model of nonstationary heating of dye-doped polystyrene microsphere was elaborated taking into account the strength scale effect of polystyrene. In this approximation the reason of microlaser destruction is the melting of polystyrene microsphere.

The mathematical formulation of the problem of heating of spherical particle consists in the solution of the two-dimensional thermal diffusion equation in spherical coordinates with corresponding initial and boundary conditions taking into account the nonuniform heat release inside the particle and temperature dependencies of thermophysical properties of particle material. The obtained results showed that: in the case of small dye concentration the heating temperature inside the polystyrene particle attained the melting temperature for the time substantially lesser (by a factor of 4-5) than the pumping impulse persistence. With increasing the dye concentration the heating temperature inside the particle doesn't manage to attain the melting temperature of polystyrene for the time of pumping impulse passage. The melting temperature of polystyrene isn't attained only inside the large particles (more than 130-150 $\mu$ m).

И.В. Шапочкина, И.И. Ганчеренок

Белорусский государственный университет, г. Минск

Представляемые в настоящем докладе исследования выполнены на основе развитых ранее [см. 1 и ссылки в ней] теоретических методов описания вынужденного излучения сред со светонидузированной анизотропией (растворов красителей). Работы [1,2,3] посвящены анализу поляризационных и энергетических характеристик получения генерации лазеров на красителях (ЛК) с учетом состояния поляризации продольной [2,3] (поперечной [1]) накачки для режимов слабого [2,3] (сильного [1]) насыщения в ориентационном распределении возбужденных молекул (ОРВМ). При этом в режиме сильного насыщения в ОРВМ был рассмотрен лишь поперечный вариант накачки в предположении параллельных дипольных моментов переходов с поглощением ( $\vec{\mu}_a$ ) и испусканием ( $\vec{\mu}_e$ ) молекул активной среды. Предмет настоящего сообщения составляют результаты анализа процесса генерации ЛК, накачиваемого по поперечной и продольной схемам линейно (ЛП) либо циркулярно поляризованным (ЦП) квазимонохроматическим излучением, выполненного с учетом взаимной ориентации  $\vec{\mu}_a$  и  $\vec{\mu}_e$  для режима сильного насыщения в ОРВМ. В таблице обобщены данные, определяющие оптимальное (с точки зрения максимального КПД) состояние поляризации накачки. Застрихованные строки таблицы относятся к рассмотренным в представляемой работе вариантам.

режим	Геометрия накачки	Взаимная ориентация $\vec{\mu}_a$ и $\vec{\mu}_e$	Оптимальная поляризация накачки
сильного насыщения	поперечная	•	ЛП (с вектором поляризации перпендикулярным оси резонатора) [1]
	продольная		ЦП
в ОРВМ	поперечная	•	ЦП
	продольная		ЦП

Таким образом, ЦП продольная накачка обеспечивает больший энергетический выход генерации по сравнению с ЛП для обоих рассмотренных моделей взаимной ориентации  $\vec{\mu}_a$  и  $\vec{\mu}_e$ . Аналогичный вывод следует из расчета, проведенного для ЛК, накачиваемого по поперечной схеме при условии  $\vec{\mu}_a \perp \vec{\mu}_e$  (в случае же, если указанные диполи параллельны, наиболее энергетически выгодной оказывается ЛП накачка).

*Данная работа частично поддержана Международной Соросовской Программой Образования в области точных наук.*

1 Ганчеренок И.И., Шапочкина И.В. // Опт. и спектр.-1995.-Т.79, №1.- С.163-167

2 Ганчеренок И.И., Шапочкина И.В. // Опт. и спектр.-1996.-Т.80, №1.-С.153-158

3 Ганчеренок И.И. // ЖПС.-1990.-Т. 52, №6.-С.921-925.

## СПЕКТРАЛЬНО-ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ ПАРАМЕТРЫ ШИРОКОПОЛОСНЫХ ЛАЗЕРОВ С "НЕЛИНЕЙНЫМ ЗЕРКАЛОМ"

И.С.Казак, В.К.Павленко, Е.Г.Катранки, А.А.Рыженич

Институт физики АНБ им. Б.И.Степанова, г.Минск

Исследованы пространственные и энергетические параметры лазера на красителе при инжекции в его резонатор излучения, генерируемого в нелинейном кристалле, помещенном во внутрь оптически связанных резонаторов управляемого (УЛ) и задающего (ЗЛ) лазеров, при нелинейном взаимодействии их излучений.

"Нелинейное зеркало" реализовано на основе кристалла KDP, в котором на прямом и обратном проходе выполняются условия для каскадных нелинейных процессов генерации суммарной и разностной частот излучений задающего и управляемого лазеров. В результате происходит сужение линии генерации УЛ и появляется возможность перестройки ее во всей полосе усиления красителя [1].

В качестве задающего используется АИГ:Nd<sup>3+</sup> лазер ( $\lambda_0 = 1.06$  мкм) с одной поперечной модой генерации. Спектрально-временные и пространственные характеристики излучения ЗЛ определяют параметры "нелинейного зеркала", которое является выходным для управляемого лазера на красителе родамин 6Ж ( $\lambda_0 = 0.56-0.59$  мкм).

Для подавления широкополосного фонового излучения, возникающего в спектре генерации управляемого лазера, предложен способ, основанный на поляризационном разделении излучения фона и узкополосного выходного излучения. Показано, что в этом случае при спектральной ширине линии генерации красителя 0.2 нм соотношение сигнал/шум возрастает до 20. Исследованы зависимости эффективности процесса захвата частоты от плотности мощности излучения ЗЛ. Рассмотрено влияние пространственной конфигурации излучения ЗЛ на выходные параметры генерации лазера на красителе. Обсуждается возможность построения управляемых "нелинейных диафрэгм".

1. Грищенко И.А., Казак И.С., Павленко В.К., Сявичков Ю.А. Сужение спектра генерации лазера на красителе при инжекции в резонатор узкополосного излучения с применением нелинейного преобразования частоты // ЖПС, 1991, №1, т.54, С.74.

# ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕРОЯТНОСТИ СПОНТАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, УДАРНОЙ ШИРИНЫ ЛАЗЕРНЫХ ЛИНИЙ МОЛЕКУЛЫ $\text{CO}_2$ И ЕЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ.

К.И.Аршинов, Н.С.Лешевко

Институт технической акустики АНБ, г.Витебск

Вероятность спонтанного излучения  $A_{ul}$  и ударная ширина  $\gamma_{ul}$  линии P14 полосы  $[10^0, 02^00] - 00^01$  молекулы  $\text{CO}_2$  определялись методом восстановления функции  $\alpha(\nu)$ , где  $\alpha$  - спектральный коэффициент поглощения. Измерение коэффициентов поглощения осуществлялось в центре линии в области давлений газа, когда уширение спектральных линий определяется как столкновительным, так и тепловым механизмом и форма линии описывается функцией Фойгта. Для расчетов применялось наиболее простое и достаточно точное аналитическое выражение функции Фойгта [1]. Поскольку параметр  $A_{ul}$  входит линейно в систему фундаментальных уравнений  $\alpha = \alpha(A_{ul}, \gamma_{ul})$ , то система нормальных уравнений  $\partial \alpha / \partial A_{ul} = 0$  может быть решена относительно  $A_{ul}$ , где  $\hat{\alpha}_0$  - экспериментально определенный коэффициент поглощения,  $\alpha$  - аналитическое выражение коэффициента поглощения с неизвестными параметрами. Программа поиска параметров  $A_{ul}$ ,  $\gamma_{ul}$  основана на переборе параметра  $\gamma_{ul}$  с последующим вычислением  $A_{ul}$  и минимизацией квадратичного функционала  $\Sigma(\hat{\alpha}_0 - \alpha)^2$ . Получены значения оптической констант для линии 10P14  $A_{ul} = 0.198 \pm 0.007 \text{ с}^{-1}$ ,  $\gamma_{ul} = 9.1 \pm 0.2 \text{ МГц/Торр}$ . Данные о температурной зависимости ударного уширения линий  $\gamma_{ul}(T)$  важны при изучении процессов энергообмена в молекулярных газовых средах и служат основой для определения характера сил взаимодействия при столкновениях молекул [2]. Температурная зависимость столкновительного уширения колебательно-вращательных линий молекулы  $\text{CO}_2$  имеет вид  $\Delta \nu_c(T) = \gamma_{ul} \rho(300/T)^n$ , поэтому спектральный коэффициент поглощения может быть представлен:  $\alpha = f(T) C(300/T)^n$ . Поскольку имеется линейная связь между коэффициентом поглощения  $\alpha$  и параметром  $C$ , подборка параметров  $C$  и  $n$  осуществлялась аналогично вышеизложенному двумерному параметрическому поиску. Для линии 10R14 получены значения  $n = 0.34$ ,  $C = 1.99 \cdot 10^4 \text{ Торр}$ , что соответствует модели "жесткая" взаимодействующих молекул.

1.В.П.Кудря Оптика и спектроскопия, 55, 1113(1983).

2.Ч.Таунс, А.Шаллов Радиоспектроскопия (М., Из-во иностранной литературы, 331, 1995).

## COMPACT SLAB AND ANNULAR CO<sub>2</sub> LASERS

L.N.Orlov, L.A.Bondarchuk, O.L.Gaiko, J.I.Nekrashevich, V.V.Nevdakh  
Institute of Physics, Academy of Sciences of Belarus, Minsk

Transversal RF excitation of a gas active media offers a lot of advantages for laser design, but the realization of them both in a slab or an annular geometries of gain media requires new types of resonators. For a slab laser we have investigated a J-mirrors stable multipasse resonator; in our recent experiments we have a possibility to vary the effective length of the active medium from 3 to 21 double passes between two wall's mirrors by tilting one of them. It is shown, that the optimum number of such passes depends on the media amplification, mirror's reflection losses and overlapping of the beams inside the cavity. This type of resonator is preferable for the active media with a moderate gain; it gives a higher power extraction from the large volumes of the active gases and a better quality of the output beam then other commonly used stable and unstable resonators.

We have produced and investigated two sealed-off prototypes of CO<sub>2</sub> lasers with such resonator. In both devices there are two flat water-cooled aluminium electrodes with a gap of 2.5 mm. The cw output power is up to 30 Watts for 4 double-passes scheme with whole discharge area 180x140 mm and pumping power 400 W at the frequency 100 MHz or up to 5 Watts for 11 double-passes scheme with whole discharge area 65 x 90 mm and pumping power 100 W at the frequency 40 MHz. As a rule, the output beams have dimensions 2 x 7 mm in near field and consists of 6 - 7 parallel beams; measured far-field intensity distribution has practically one lobe. The output beam divergence and quality are close to diffraction-limited.

In the case of CO<sub>2</sub> laser with annular gain media we adopt a stable folded cavity which consist of a flat annular mirror and a special reflector with more then 6 working surfaces. Two possible output beams are mixed at the output mirror; so there is only one beam with almost gaussian far - field intensity distribution. The operating prototype of such device has 160 mm in diameter and 500 mm length; its cw output power is about 95 Watts with pumping power up to 1 kW. So as in a previous case, the output beam consists of several almost overlapped parallel components.

Now we are developing a similar design of the CO<sub>2</sub> laser with a slow gas pumping through the cavity and combined dc - RF excitation for output power level up to 1 kW; the dimensions of such laser are 1500 mm in length and 300 mm in diameter. In comparison with known lasers, our new device will have much better coherence and beam quality. For the task of material processing which need very sharp focusing (such as a drilling of any superhard materials) this type of laser would be preferable and could be even better than industrial 5 kW cw CO<sub>2</sub> lasers.

# ОБ ОСОБЕННОСТЯХ МЕХАНИЗМА ГЕНЕРАЦИИ ГАЗОВЫХ ЛАЗЕРОВ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ВЫСОКОЧАСТОТНЫМ ЕМКОСТНЫМ РАЗРЯДОМ

Л. Н. Орлов, Ш. аль Хават<sup>2</sup>

Институт физики АН Беларуси, <sup>2</sup> Atomic Energy Commission of Syria, Дамаск

Известно, что использование метода возбуждения атомов и молекул в высокочастотном емкостном разряде (ВЧЕР) создает целый ряд преимуществ при создании газовых лазеров, связанных в первую очередь с уменьшением роли в таком разряде ионизационных и тепловых неустойчивостей (что определяет возможность однородного возбуждения больших объемов газа в широком диапазоне давлений и составов газовых смесей), возрастающей вольт-амперной характеристикой (что позволяет работать без балластных сопротивлений и эффективно использовать поперечную схему возбуждения). Эти преимущества уже нашли применение при разработке и создании компактных молекулярных лазеров. В то же время при таком методе возбуждения появляется и ряд особенностей механизма создания инверсной населенности, которые обычно не принимаются во внимание.

При разработке таких систем основная проблема состоит в расчете населенностей различных уровней используемых газов. Следуя методике, развитой В.А. Фабрикантом для случая тлеющего разряда постоянного тока (ТРПТ), при известных функции распределения электронов по энергиям в разряде (ФРЭЭ) и температуре электронов  $T_e$ , зная сечения возбуждения различных уровней, можно рассчитать их населенности, величины коэффициентов усиления. По своим оптическим характеристикам ВЧЕР подобен ТРПТ, но имеет существенные отличия по виду ФРЭЭ. В нашей работе [1] показано, что при произвольной частоте и приложенного поля ФРЭЭ представляет собой нематрикселловскую функцию, состоящую из основной однородной части  $f_0$ , определяемой соударениями электронов с бесструктурными частицами, и неоднородной части, зависящей от конкретного вида сечений неупругих столкновений электронов с частицами газа и приводящей к глубоким "провалам" во ФРЭЭ (например, для молекул  $CO_2$  в области энергий 3 - 5 эВ). При обычно используемых для возбуждения ВЧЕР частотах 1 - 200 МГц ФРЭЭ обладает значительным избытком электронов с энергиями 0,5 - 2 эВ и выше 10 эВ по сравнению с РПТ и, следовательно, обеспечивает более высокую эффективность возбуждения либо нижних колебательных уровней молекул, либо достаточно высоко лежащих электронных уровней атомов, например, в инертных газах.

В докладе приведены результаты численного моделирования процессов в активных средах ряда перспективных лазерных систем с ВЧЕР-возбуждением, в первую очередь - волноводных  $CO_2$ ,  $N_2O$  и  $He-Ne$  лазеров, с использованием данных о сечениях различных процессов из [2] и о параметрах ВЧ плазмы из [3]. Показано, что оптимальное использование такого возбуждения позволяет создать компактные и весьма эффективные лазеры с планарной, коаксиальной или многоэлементной геометрией активных элементов.

1. Орлов Л.Н., Некрашевич Я.И. // Современная оптика и лазерная физика. 1993, с.63- 83, ИФАНБ, Минск.

Орлов Л.Н. Тепловые эффекты в активных средах газовых лазеров - Минск: Наука и техника, 1991, 269 с.

Райзер Ю.П., Шнайдер М.Н., Яценко Н.А. Высоочастотный емкостной разряд. - Москва: Наука, 1995, 312 с.

## ГИБРИДНАЯ КОНСТРУКЦИЯ ПЛАНАРНОГО ВОЛНОВОДНОГО CO<sub>2</sub> ЛАЗЕРА С ПОПЕРЕЧНОЙ ВЧ НАКАЧКОЙ

Л.Н. Орлов, Я.И. Некрасович  
Институт физики АН Беларуси, г. Минск

Мощность генерации и КПД CO<sub>2</sub> лазера с высокочастотным (ВЧ) возбуждением рабочего вещества в значительной мере определяется эффективностью передачи ВЧ мощности от генератора к лазерной головке, что делает актуальной проблему согласования комплексного импеданса лазера с волновым сопротивлением кабеля, подводящего энергию от ВЧ генератора.

При разработке серии малогабаритных воловальных CO<sub>2</sub> лазеров с поперечной накачкой в нашем Институте много внимания уделялось согласованию ВЧ генератора с лазерной головкой, которая является чисто емкостной нагрузкой до подюга разряда и обладает сложным импедансом при возбуждении разряда, при этом его величина зависит от уровня входываемой в разряд мощности, давления и состава рабочего газа, частоты генератора. При использовании в ЦС аллитивных перестраиваемых внешними управляющими сигналами элементов [1] достигается непрерывное автоматическое согласование ВЧ генератора с лазерной головкой, причем самым оптимальным и эффективным является размещение ЦС непосредственно на лазере, что в большинстве практических конструкций трудно осуществимо, а наличие дополнительного кабеля между ЦС и лазером снижает КПД лазера. Нами предложена конструкция компактного воловального лазера с поперечной накачкой, интегрированного с блоком питания, созданная на базе прибора, описанного в [2], в которой на одном из охлаждаемых электродов с использованием стандартных методов микроэлектроники выращивается один или несколько транзисторов и развитая топология, включающая в себя элементы колебательного контура, частью которого является сама лазерная головка, и элементы обратной связи. Это существенно уменьшает габариты и стоимость всей установки и упрощает согласование участков генератор - ЦС и ЦС - лазер. Рассчитанная максимальная мощность генерации лазера составляет - 50 Вт.

1. А.П. Мильнев, П.А. Полушкин, А.Г. Самойлов. Препринт № 19, ИОФАН, М., 1993.
2. Л.Н. Орлов, Я.И. Некрасович: Современная оптика и лазерная физика 1993, ИФ АНБ, Минск.



## ГАЗОВЫЙ ВИХРЕВОЙ ПРОТОЧНЫЙ ЛАЗЕР

Б. Б. Виленчиц, А. А. Ждановский, Н. И. Лемеш  
НИИ прикладных физических проблем Белгосуниверситета,  
г. Минск

Рассматриваемый в докладе лазер относится к классу проточных лазеров со смешением рабочих газов (например,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{N}_2$ , He, предварительно нагретых до температуры более 1000 К) и реализацией вихревого процесса. Так как оптические свойства газа внутри канала зависят от его температуры и давления, то спиралевидное вихревое образование с достаточно однородными по осью и осесимметричными распределениями температуры и давления, имеющими высокие радиальные градиенты, явилось основой для разработки устройства, совмещающего функции лазера и газовой линзы. Это позволяет устранить размывание мощного светового пучка, выводимого в непрерывном режиме из газового проточного лазера, не используя зеркала.

Предложенная конструкция лазера благодаря отсутствию оптических окон резонатора позволяет эффективно его использовать в качестве мощного и компактного источника излучения в процессах и аппаратах, где происходит загрязнение оптических поверхностей лазера (например, при лазерном зондировании дымовых и запыленных потоков) [1]. В этих же процессах может быть использовано и еще одно важное достоинство предложенного лазера - возможность плавной регулировки диаметра выходящего светового пучка (и фокусного расстояния газовой линзы) путем соответствующего изменения газодинамических параметров [2, 3].

1. Виленчиц Б. Б. Градиентно-фотометрическая диагностика дымовых выбросов. - М.: Информавтотранс, 1991. - 64 с.

2. Виленчиц Б. Б., Антипов В. В. Газоградиентно-рефрактивные методы и системы генерации, управления, диагностики и передачи лазерного излучения. - Минск: БелНИИПТИ, 1991. - 41 с.

3. Виленчиц Б. Б. Градиентно-рефрактометрическая диагностика дымовых выбросов. - М.: Информавтотранс, 1992. - 48 с.

## НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА $\text{CO}_2$ ЛАЗЕРА С МОДУЛЯЦИЕЙ ПОТЕРЬ ПРИ ПЕРЕСТРОЙКЕ ЧАСТОТЫ ГЕНЕРАЦИИ В ПРЕДЕЛАХ КОНТУРА УСИЛЕНИЯ

В.А. Горобец, К.Н. Коолов, Б.Ф. Кунценя, В.О. Петухов, В.В. Чураков  
Институт физики им. Б.И. Степанова АН Беларуси, г. Минск

В настоящее время большое внимание уделяется исследованию  $\text{CO}_2$  лазеров с активной внутрирезонаторной модуляцией выходных параметров, так как они являются наиболее удобным объектом для изучения фундаментальных закономерностей нелинейной лазерной динамики.

В данной работе представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований амплитудно-отстрочной характеристики (АОХ) непрерывного  $\text{CO}_2$  лазера низкого давления с продольным порядком. Эксперименты проводились со стабилизированным  $\text{CO}_2$  лазером. В качестве активного элемента использовалась стержневая газоразрядная трубка с длиной резонаторного промежутка 1 м. Состав смеси —  $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}=1:1:8$  при общем давлении 15 Торр. Для акусто-оптической модуляции потерь использовалась помещенная в резонатор пластина из КРС-5, в которой с помощью пьезоэлемента возбуждались акустические колебания. Перестройка частоты генерации лазера в пределах контура линии усиления осуществлялась перемещением выходного зеркала резонатора, закрепленного на пьезоэлементах.

Первые экспериментально показано, что вид АОХ принципиально зависит от соотношения частоты модуляции потерь  $\nu_m$  и резонансной частоты лазера  $\nu_r$  (для данного лазера  $\nu_r \sim 100$  кГц). При  $\nu_m = \nu_r$  АОХ представляет собой колоколообразную кривую с двумя пиками, расположенными симметрично относительно центра линии усиления. В области этих пиков имеет место удвоение периода колебаний выходной мощности. В случае  $\nu_m = \nu_r/2$  имеется по два пика с каждой стороны от центра линии. При этом амплитуда колебаний в области пиков в несколько раз больше, чем в центральной части линии. В области наружных пиков существует режим удвоения периода колебаний, а внутренние пики соответствуют достижению условия резонанса, где частота колебаний лазерного излучения равна частоте модуляции потерь. При  $\nu_m = 2\nu_r$  АОХ имеет вид гладкой колоколообразной кривой. Исследования также показали, что путем изменения отстройки частоты генерации от центра линии и частоты модуляции потерь можно управлять в широких пределах временными и энергетическими параметрами генерируемого излучения.

NEW INSTABILITIES IN A MONOMODE CO<sub>2</sub> LASER  
WITH INTRACAVITY SATURABLE ABSORBER

V.V.Nevdakh, O.L.Gaiko, L.N.Orlov

Institut of Physics, Academy of Sciences of Belarus, Minsk

A set of regular passive Q-switching (PQS) regimes and several scenarios of the transitions to chaos have been realized and studied by the present time in CO<sub>2</sub> lasers with a saturable absorber (SA) [1]. It follows from the existing theoretical models of such systems that PQS regimes usually correspond to the presence of two fixed unstable points: a point with zero intensity  $I_0$  and a point with nonzero intensity  $I_1$ , and the time dependence of such laser intensity is interpreted on the basis of homoclinic orbits around these two points in the phase space.

We investigated the operation dynamics of CW CO<sub>2</sub> laser with CH<sub>3</sub>OH vapours as a SA. Laser cavity was 3,2 m long and was formed by a diffracting grating 100 l/mm and nontransmitting mirror. It contained a sealed-off active element, a cell with SA vapours and an iris diaphragm ensuring that the laser operated on the fundamental transverse mode. Tuning of the emission frequency within the gain profile, in combination with changes in the CH<sub>3</sub>OH vapours pressure and in the discharge current, made it possible to realize the regimes observed earlier as well as new PQS regimes.

In the interval of rather small pressures of a SA and at sufficiently large detuning of lasing emission frequency from gain profile maximum of 9P26 line we observed new PQS regimes characterized by two, three or four fixed unstable points with nonzero intensities  $I_1$ , while the zero intensity point  $I_0$  could be present or could not be present [2]. Such regimes may be interpreted on the basis of heteroclinic orbits around these points in the phase space. It should be pointed that similar regimes have been realized also for other CO<sub>2</sub> laser lines such as 9P16 and 9P24.

Besides new regular regimes Shil'nikov type chaos around one and two unstable points with nonzero intensities have been observed too.

1. C.O.Weiss, R.Vilasaca Dynamics of Lasers (New York: VCH Publishers, 1991).
2. V.V.Nevdakh, O.L.Gaiko, L.N.Orlov Opt. Commun. (1996) in press.

## МОДНЫЙ ЭКСИМЕРНЫЙ ЛАЗЕР

С.С. Ануфрик, А.П. Володков, К.Ф. Эмоско, А.Д. Курганский

Гродненский госуниверситет им. Я. Купалы

В настоящее время большое внимание уделяется созданию компактных лазеров с большой выходной энергией. Нами был разработан и создан электроразрядный эксимерный лазер с апертурой  $6 \times 3 \text{ см}^2$  (где 6 см - межэлектродное расстояние).

Система возбуждения состояла из трех секций, равномерно распределенных вдоль электродов лазера. Каждая секция была выполнена в виде двух последовательно соединенных LC-контуров. Общая емкость накопителя составляла ~600 нФ. Ударная емкость накопителя равнялась ~150 нФ, величина обострительной емкости равнялась ~150 нФ. Для зарядки накопителя использовался регулируемый двухполярный источник высокого напряжения. После срабатывания разрядников к электродам лазера прикладывались импульсы напряжения противоположной полярности. Предоминанция разрядного объема осуществлялась емкостными разрядами между вспомогательными заземленными электродами, покрытыми диэлектриком и основными электродами, которые были перфорированы с коэффициентом прозрачности ~50 %.

При использовании в качестве буферного газа технического галлия на смеси  $\text{He}:\text{Xe}:\text{HCl} = 1990:6:1$  (Т<sub>01</sub>) была достигнута энергия генерации  $E = 0,6 \text{ Дж}$ , при величине зарядного напряжения  $U_0 \sim 34 \text{ кВ}$ . При замене буферного газа He на Ne энергия генерации превышала 2 Дж. Характерной особенностью данного лазера является короткий импульс генерации. Его длительность по основанию не превышала 50 нс. Это и обеспечило мощность излучения в несколько десятков мегатт. Проведены исследования зависимости энергии генерации разработанного лазера от парциальных давлений компонент активной среды, зарядного напряжения. Получены оптимальные диапазоны значений этих величин. Проведен численный расчет мощности энерговыклада в активную среду лазера. На его основе выбраны оптимальные значения параметров системы возбуждения.

# ОСОБЕННОСТИ ЧЕТЫРЕХВОЛНОВЫХ РЕЖИМОВ РАБОТЫ ОДНОИЗОТОПНОГО He-Ne КОЛЬЦЕВОГО ЛАЗЕРА С ЛИНЕЙНЫМИ И ЦИРКУЛЯРНЫМИ ПОЛЯРИЗАЦИЯМИ ВОЛН

П.М. Ясненький

Институт физики Академии наук Беларуси, г. Минск

Четырехволновые режимы работы He-Ne кольцевого лазера с циркулярными поляризациями волны достаточно подробно изучены для равноизотопной активной среды ( $^{20}\text{Ne}:^{22}\text{Ne} = 1:1$ ) применительно к задачам лазерной гироскопии. В то же время как с точки зрения практического применения, так и с точки зрения исследования лазерной динамики значительный интерес представляет исследование особенностей взаимодействия волн с линейными и циркулярными ортогональными поляризациями в более простом случае одноизотопной активной среды при реализации четырехволновых режимов генерации в резонаторах с линейной и циркулярной фазовой анизотропией.

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования четырехволновых режимов работы одноизотопного He-Ne кольцевого лазера ( $\lambda = 1,15$  мкм) с ортогональными линейно и циркулярно поляризованными волнами, отличающимися по частоте на половину межмодового интервала.

Установлено, что четырехволновый режим с ортогональными циркулярно поляризованными волнами существует в достаточно узкой области расстройк явной симметричного положения волны относительно центра контура усиления. При этом, как правило, имеет место автомодуляция интенсивностей всех волн, которая обусловлена линейной связью встречных волн с близкими частотами на счет обратного рассеяния при наличии сильного пелинейного взаимодействия встречных волн, отличающихся по частоте на половину межмодового интервала. С одной стороны от области существования четырехволнового режима устойчив режим генерации одной пары встречных волн, а с другой стороны — второй пары встречных волн.

В отличие от четырехволнового режима с циркулярно поляризованными волнами четырехволновый режим с ортогональными линейно поляризованными волнами существует в широком диапазоне расстройк и превышает.

## ОСОБЕННОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО ГИСТЕРЕЗИСА В ОДНО- И ДВУХМОДОВОМ ЛАЗЕРЕ

В.Г. Гуделев, Ю.П. Журик

Институт физики Академии наук Беларуси, г. Минск

В настоящее время большое внимание уделяется исследованию различных типов неустойчивостей, сложной динамики и бистабильности в нелинейных оптических системах. Одним из наиболее удобных объектов для подобных исследований является галогенный лазер с поляризационной бистабильностью, сопровождаемой поляризационным гистерезисом.

В работе приведены результаты исследований трех качественно различающихся по проявлениям режимов поляризационного гистерезиса в He-Ne лазере с  $\lambda = 1,15$  мкм: режима с т.п. "вращательным" механизмом переключения поляризации; режима с переключением поляризации без поворота азимута; режима с постоянной шириной области гистерезиса. Гистерезис с "вращательным" механизмом переключения, обычно имеющий место при малых значениях фазовой анизотропии резонатора [1], в исследуемом лазере наблюдался при равенстве частот ортогонально поляризованных мод менее 400-500 Гц. При этом переключение поляризации происходит в два этапа: сначала азимут поляризации генерируемой волны поворачивается на угол  $\leq 45^\circ$ , затем следует скачкообразный переход к генерации волны ортогональной поляризации. Показано, что поворот азимута поляризации происходит квазистационарно и обусловлен влиянием линейной связи между модами. Путем регулирования связи за счет обратного отражения с преобразованьем поляризации можно управлять как положением точек переключения поляризации на контуре усиления, так и самим характером этого переключения. Реализован режим переключения с квазистационарным поворотом азимута поляризации практически на  $90^\circ$ .

При больших частотных расщеплениях влияние обратной связи резко снижается и переключение поляризации происходит без поворота азимута. Рост уровня накачки сопровождается увеличением ширины области гистерезиса, и при переходе в режим генерации двух продольных мод она становится постоянной. Переключение поляризации в этом режиме обусловлено нелинейным взаимодействием мод совпадающих поляризаций при их симметричном положении относительно центра контура усиления.

1. A. Le Floch et al. // *Phys. Rev. Lett.* **62**, 918 (1984).

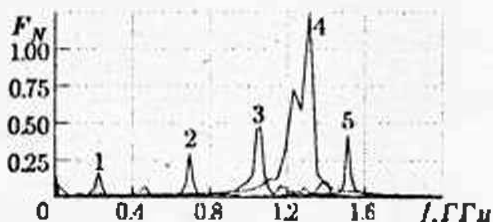
# ИНЖЕКЦИОННЫЙ ЛАЗЕР ПОД ДЕЙСТВИЕМ ОПТИЧЕСКОГО ЭХО - СИГНАЛА С ДОПЛЕРОВСКИМ СДВИГОМ ЧАСТОТЫ

Е.Д.Карих, С.А.Василевский

Белорусский государственный университет, г.Минск

Моделирование процесса в лазере проводилось с использованием уравнений для амплитуды и фазы поля и концентрации электронов в активной области лазера по невязному методу Шихмаля. Спектр реэлюации определялся с помощью процедуры быстрого преобразования Фурье. Длина когерентности излучения полагалась значительно большей, чем расстояние до отражающего объекта.

Показано, что отклик лазера на доплеровский сигнал зависит от соотношения частоты сигнала и собственной резонансной частоты системы "электроны - фотоны". На рисунке показаны спектры  $N_e(t)$  при  $J = 1.1 J_{пор}$  для скоростей объекта 100(кривая 1), 300(2), 450(3), 550(4) и 650 м/с(5). Зависимости полезного сигнала от ча-



стоты имеет резонансный характер, однако увеличение амплитуды сигнала может сопровождаться искажениями вблизи собственной резонансной частоты лазера.

Исследование зависимости доплеровского сигнала от отношения коэффициента амплитудно - фазовой связи  $\alpha$  к коэффициенту оптического ограничения  $\Gamma$  показало, что с ростом отношения  $\frac{\alpha}{\Gamma}$  происходит снижение амплитуды доплеровского сигнала и рост составляющей на собственной частоте лазера в спектре  $N_e(t)$ .

Поскольку концентрация неравновесных электронов связана с разностью квазиуровней Ферми, доплеровский сигнал может быть измерен с помощью спектроанализатора, включенного в цепь питания лазера. Таким образом, разработанная численная модель может использоваться для исследования доплеровского эхо - сигнала на основе инжекционного лазера.

# РАСЧЕТ КОЭФФИЦИЕНТА ЭЛЕКТРОННОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ В КВАНТОВОМ ПРИЕМНИКЕ НА ОСНОВЕ ИНЖЕКЦИОННОГО ЛАЗЕРА

Б.Д.Карих, А.Г.Рудой

Белорусский государственный университет, г.Минск

Использование лазера одновременно в качестве источника и приемника оптического излучения позволяет реализовать уникальные возможности метода фотосмещения, устраняя дополнительные трудности, характерные для традиционной схемы когерентного приема. При этом особый интерес представляет возможность регистрации сигнала в цепи питания лазера.

Влияние генерируемого и рассеянного оптических полей в инверсной среде лазера приводит к колебаниям концентрации электронов, участвующих в излучательной рекомбинации. В свою очередь, концентрация носителей в неравновесном полупроводнике связана с положением квазиуровней Ферми. Таким образом, процесс колебаний может быть зафиксирован как изменение напряжения на  $p-n$  переходе.

В малосигнальном приближении небольшие изменения квазиуровней Ферми  $\delta(\Delta F)$  линейно зависят от изменения концентрации электронов  $\delta n_e$ :

$$\delta(\Delta F) = K_{\text{св}}(\delta n_e/n_{e0})$$

Коэффициент электронного преобразования  $K_{\text{св}}$  является функцией структурных параметров лазера.

Путем численного эксперимента установлено, что значительное влияние на величину коэффициента оказывает пороговая концентрация электронов в активном слое. Вариация пороговой концентрации от  $1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  до  $4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  приводит к увеличению коэффициента электронного преобразования в два раза. Уменьшение доли алюминия  $x$  в составе твердого раствора  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  от 0 до 0,28 на уровне  $n_{e0} \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  уменьшает эффективность электронного преобразования на 13%. Влияние глубины осаживания межкого  $\delta$ -образного акцентора и концентрации легирования в пределах  $(10^{16} - 10^{18}) \text{ см}^{-3}$  на величину сигнала незначительно. Типичным опачением пороговой концентрации  $n_{e0} = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и доля алюминия  $x = 0,03$  соответствует значение  $K_{\text{св}} \approx 45 \text{ мВ}$ .

Оценка чувствительности квантового детектора на основе инжекционного лазера дает значение порядка  $5,7 \text{ Н/}^{1/2}$ .



МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ИЗМЕНЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ  
ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА С  
ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ АВТОДИННОГО ЭФФЕКТА

В. М. Стещик, Е. Ф. Герасименко

Белгосуниверситет, г. Минск

В различных лазерных системах излучение полупроводникового лазера (ПЛ), отражаясь от внешних оптических элементов, возвращается в лазер и может изменить условия генерации и уровень шумов выходного излучения. Уменьшив коэффициент обратной связи, можно минимизировать влияние обратного отражения на характеристики излучения. В этом случае, используя автодинный эффект, можно получить информацию о таких характеристиках ПЛ, как межмодовый интервал  $\Delta\nu$ , групповой показатель преломления  $n_{gr}$ , изменение ширины спектра генерации в зависимости от режимов работы.

Методика основана на когерентном приеме полупроводниковым лазером собственного излучения, отраженного от стеклянной пластинки, укрепленной на пьезокерамике. Возвращаемое излучение, имеющее доплеровский сдвиг частоты, взаимодействует с активной средой ПЛ и приводит к амплитудной модуляции выходного излучения на разностной частоте. На расстояниях, кратных оптической длине резонатора, сигнал биений является максимальным. Корреляционная функция, полученная при изменении расстояния от ПЛ до стеклянной пластинки, содержит последовательность максимумов, расположенных на расстояниях, кратных оптической длине резонатора. По мере увеличения расстояния амплитуда максимумов уменьшается, а полуширина увеличивается. Сравнивая ширину 1-го корреляционного максимума при изменяющихся условиях работы ПЛ можно судить об изменениях ширины спектра генерации. По ширине корреляционного максимума можно контролировать изменение порогового тока, связанного с изменением температуры, либо с процессами дегенерации.

По сравнению с методикой Фурье-спектроскопии для определения спектральных характеристик, использование автодинного эффекта позволяет значительно упростить оптическую схему установки (обойтись без интерферометра Майкельсона), снизив аппаратные затраты и требования к ее юстировке.

ФОТОТЕРМОРЕФРАКТОМЕТРИЧЕСКИЙ МЕТОД В ДИАГНОСТИКЕ  
ПАРАМЕТРОВ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В. В. ВИЛЕНЧИЦ

НИИ прикладных физических проблем Белгосуниверситета,  
г. Минск

Сущность фототермопрефрактометрической диагностики параметров лазерного излучения заключается в измерении угла отклонения пробного маломощного лазерного луча, зондирующего неоднородность показателя преломления, инициированную в газовом потоке исследуемым лазерным пучком. Анализ полученных в [1] выражений для углов отклонения пробного пучка в случае двух схем зондирования (продольной и поперечной), различных режимов исследуемого пучка (импульсного, непрерывного, квазинепрерывного) и скоростей потока (дозвуковых, трансзвуковых, сверхзвуковых) указывает на возможность применения фототермопрефрактометрического метода не только для эффективного исследования характеристик газовых струй, но и для измерения параметров (мощности, ширины пучка, распределения интенсивности в пучке и т.д.) лазерного излучения. При этом продольная схема зондирования обладает наибольшей чувствительностью, а поперечная - максимальным пространственным разрешением, определяемым диаметром пробного пучка.

В обеих схемах зондирования при всех рассмотренных режимах исследуемого пучка и потока угол отклонения пробного пучка доступен измерению. При этом мощности пучков, для исследования параметров которых применен обсуждаемый метод, могут изменяться в достаточно широких диапазонах: от долей Ватта до пороговой мощности пробоя газового потока.

1. Виленчиц В. В. Фототермопрефрактометрический метод в лазерной диагностике газовых струй // Современные вопросы оптики, радиационного материаловедения, информатики, радиофизики и электроники: Об. науч. тр. Часть 1. - Минск, БГУ, 1986. - С. 72-79.

АППАРАТУРА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНОГО  
СОСТАВА И ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ  
ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ

В.В. Валах, Е.С. Воробай, К.А. Шевченко, М.П. Самюл, В.Н. Чалов  
НИИ прикладных физических проблем им А.Н. Савченко,  
Минск, Беларусь

Разработана аппаратура для оперативного анализа спектральных характеристик и пространственного распределения излучения полупроводниковых инжекционных лазеров (ПИЛ), работающих как в непрерывном, так и в импульсном режимах. Устройство может быть использовано для исследования других быстро меняющихся оптических процессов в лазерной технике, фотометрии, системах оптического мониторинга различных процессов.

Достоинства анализатора - его конструктивная простота и возможность производить оперативные измерения с высокой точностью без механического перемещения исследуемого лазера.

Конструктивно анализатор выполнен на одной печатной плате, размещенной в экранированном корпусе. Для питания используется отдельный стабилизированный источник. Для сопряжения устройства с оптическими модулями разработано несколько вариантов стыковочных фланцев. Для подключения к компьютеру используется параллельный интерфейс centronics. В конструкции устройства заложена возможность синхронизации его работы с внешними устройствами.

Анализатор имеет следующие технические характеристики: число фотозащелок в линейке 1024, диапазон спектральной чувствительности 0.3-1.06 мкм, диапазон установки времени накопления 2 мс-64 с., частота снятия и пересылки результатов в компьютер - 100 Гц, объем буферного ОЗУ - 64 Кбайт (на 32 массива данных). В режиме записи массива данных в буферное ОЗУ интервал между измерениями составляет 2 мс.

Разработанное программное обеспечение позволяет оперативно изменять алгоритм работы устройства в условиях различных экспериментов, производить первичную обработку получаемой информации.

# КИНЕТИКА ЭКСИТОННОЙ РЕКОМБИНАЦИИ НА $Zn - 0$ ЛОВУШКАХ В ФОСФИДЕ ГАЛЛИЯ

И.С.Маназ, Д.Л.Харевич

Белгосуниверситет, г.Минск

Исследованию природы излучательной рекомбинации в  $GaP$  с участием изоэлектронных ловушек посвящено много работ. Самыми первыми были наблюдения красной люминесценции, которая первоначально приписывалась донорно-акцептерной рекомбинации на  $(Zn - 0) - Zn$  парах. В качестве модели рассматривался также механизм переходов ловушка  $(Zn - 0) -$  валентная зона. Позднее анализ температурной зависимости спектров фотолюминесценции показал определяющую роль рекомбинации на изоэлектронных ловушках  $Zn - 0$  при температурах  $\approx 300K$ . Обнаружено, что в области комнатных температур вклад рекомбинации свободных носителей со связанными не может превышать 10% интенсивности рекомбинации связанных экситонов. В данном сообщении приведены результаты компьютерного анализа кинетики рекомбинации на изоэлектронных ловушках  $Zn - 0$  в  $GaP$  при комнатных температурах.

Изоэлектронную ловушку с энергетической точки зрения можно представить в виде двух уровней: уровня, ответственного за захват электрона, и уровня, способного захватить дырку. Пара атомов  $Zn + 0$  изоэлектронно замещает пару  $Ga + P$  и является изоэлектронной ловушкой с энергией связи 0,3 эВ. При этом ловушка может находиться в трех состояниях: свободное, охваченное электроном, охваченное окситоном. Сначала происходит захват электрона на электронный уровень ловушки, а лишь затем, с захватом дырки, образуется окситон. В качестве математической модели используется система двух дифференциальных уравнений, описывающих поведение электронов, находящихся в зоне проводимости, и электронов, захваченных на электронный уровень  $Zn - 0$  ловушки.

Изучена динамика рекомбинации для случаев накачки прямоугольным импульсом и гармоническим сигналом. По результатам математического моделирования проведено сравнение кинетики получения при окситонной рекомбинации и излучательной рекомбинации электронов, захваченных на уровни донорной примеси, со свободными дырками валентной зоны. Установлено качественное совпадение результатов только при некоторых значениях параметров процесса излучательной рекомбинации, а именно, при малых плотностях тока накачки и высоких частотах модулирующего сигнала. Во всех других случаях характеры переменной процесса модуляции гармоническим сигналом для двух анализируемых моделей существенно отличаются.

# СЕЛЕКТИВНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ АТОМОВ И МОЛЕКУЛ ДВУМЯ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ РАЗЛИЧНЫХ ЧАСТОТ

В.А.Савва, Э.Е.Доля

Институт физики Академии наук Беларуси, Минск

Исследована эффективность и селективность бесстолкновительного возбуждения атомов или молекул в поле мощных импульсов различных несущих частот, длительностей и интенсивностей. Целью такого возбуждения является перевод всех частиц или значительной их части на определенный энергетический уровень к моменту окончания радиационного воздействия. Для поля излучения было использовано классическое описание, а в качестве молекулярных моделей были выбраны адекватные квантовые многоуровневые системы.

Получены зависимости эффективности и селективности возбуждения от характера расположения энергетических уровней, вероятностей радиационных переходов между ними, от параметров возбуждающих лазерных импульсов. Селективность осуществима при быстром заселении, когда можно не учитывать внутримолекулярное и столкновительное перераспределение энергии и когда оптимизированы частоты, амплитуды и длительности импульсов излучения.

Метод двухчастотного двухимпульсного селективного возбуждения атомов и молекул открывает новые возможности по сравнению с методом сверхбыстрого селективного возбуждения молекул, реализуемым при помощи одного мощного лазерного импульса ИК диапазона пикосекундной длительности.

Возможность переводить атомы и молекулы в определенное возбужденное энергетическое состояние представляет большой интерес для задач лазерной химии, для исследования релаксационных процессов в атомных и молекулярных газовых средах при больших уровнях возбуждения и т.п.

# ПРОМЕЖУТОЧНЫЙ РЕЖИМ ДИФРАКЦИИ СВЕТА НА УЛЬТРАЗВУКЕ В ПЛАНАРНЫХ ГИРОТРОПНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Г.В. Кулак, С.Н. Ковчур

Мозырский государственный педагогический институт,  
Институт физики им. Б.И. Степанова

Исследование планарного акустооптического (АО) взаимодействия в гиротропных кубических кристаллах, помещенных во внешнее электрическое поле, представляет значительный интерес для оптоэлектроники [1], поскольку ряд кристаллов структуры силленита ( $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ ,  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  и др.) обладает высокой удельной вращательной способностью и одновременно электрооптическим эффектом. В настоящее время планарная брэгговская дифракция света на ультразвуке (УЗ) в гиротропных кубических кристаллах во внешнем электрическом поле изучена в [2]. В работе [3] показано, что на практике брэгговский режим дифракции наблюдается при значениях волнового параметра  $Q \rightarrow \infty$ . Обычно имеет место промежуточный режим АО взаимодействия, для которого характерны угловая селективность и наличие нескольких дифракционных максимумов.

В настоящей работе с использованием материальных уравнений для гиротропного диэлектрика и метода медленно меняющихся амплитуд рассмотрен промежуточный режим АО дифракции, близкий к брэгговскому в планарных гиротропных оптических волноводах. Исследования проводились для волноводной пленки из кристалла германата висмута ( $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ ), нанесенной на подложку из кристалла силиката висмута ( $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ ). Подробно изучен случай изотропной брэгговской дифракции световых волн на рэлеевских УЗ волнах, распространяющихся вдоль кристаллографических осей и направлений  $\langle 110 \rangle$  гиротропного кубического кристалла для различных значений волнового параметра  $Q$ . Исследованы зависимости эффективности АО взаимодействия, азимута поляризации и эллиптичности дифрагированного света от интенсивности УЗ волны и напряженности внешнего электрического поля.

Полученные результаты могут быть использованы при создании гибридных интегрально-оптических ячеек, совмещающих в себе функции акустооптического модулятора и электрооптического переключателя плоскости поляризации.

1. Семенов А.С., Смирнов В.Л., Шмалько А.В. Интегральная оптика для систем передачи и обработки информации.-М.: 1990.-96 с.
2. Кулак Г.В., Ковчур С.Н. //ЖТФ. 1995. Т.65.В.8. С.124.
3. Балахший В.И. Кулиш Т.Г. //Опг. и спект. 1996. Т.80. №2. С.294.

ВЫСОКОСТАБИЛЬНЫЕ ПОЛИМЕРНЫЕ ПАССИВНЫЕ ЗАТВОРЫ ДЛЯ ЛАЗЕРОВ,  
ИЗЛУЧАЮЩИХ В ОБЛАСТИ 1.3-1.4 мкм.

В. И. Безродный, Н. А. Деревянко, А. А. Иженко, Л. В. Карабанова,  
Ю. Л. Сломинский

Институт физики НАН Украины, Киев

Институт органической химии НАН Украины, Киев

Разработаны первые полимерные пассивные лазерные затворы на основе полиметиновых красителей на область генерации 1.3-1.4 мкм. Конструктивно затворы изготовлены в виде триплексов, окрашенный полимерный слой которых размещен между теплопроводящими стеклянными подложками или между глухим зеркалом и такой подложкой. Высокая адгезионная прочность ( $100 \text{ кг/см}^2$ ) обеспечивает надежную склейку оптических пластин в автономный узел с помощью самой полимерной матрицы. Введение полиметинов в полимерную композицию с последующим ее отверждением не сопровождается деструкцией красителей. Новые затворы испытаны в твердотельных лазерах на кристаллах ИАГ ( $\lambda=1.318 \text{ мкм}$ ), ортоалюмината иттрия ( $\lambda=1.34 \text{ мкм}$ ) и КГВ ( $\lambda=1.35 \text{ мкм}$ ). Реализован режим пассивной модуляции добротности неодимовых лазеров с эффективностью 40%. В моноимпульсе достигнута энергия 0,16 Дж при длительности 18 нс. Осуществлен режим генерации пачек моноимпульсов, представляющий особый интерес для офтальмологии, где необходимо бороться с побочными отрицательными явлениями, вызванными ударными волнами от мощного одиночного импульса.

Реализован режим пассивной синхронизации мод с длительностью УКИ 35-60 пс при энергии пучка 6-10 мДж. Фотостойкость разработанных полимерных пассивных лазерных затворов превышает на два порядка фотостойкость аналогичных жидкостных затворов. Высокая эксплуатационная надежность и эффективность этих затворов открывает новые возможности для более широкого применения лазеров, генерирующих в области 1.3-1.4 мкм, что особенно актуально в связи с появлением новых перспективных активных элементов.

# ПАССИВНЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ ЗАТВОРЫ НА ОСНОВЕ ОКРАШЕННЫХ ПОЛИУРЕТАНОВ ДЛЯ НЕОДИМОВЫХ ЛАЗЕРОВ

В.И.Безродный

Институт физики НАН Украины, Киев

Для повышения лучевой прочности полимерных матриц лазерных элементов на красителях некоторые разработчики применяли модификацию (введение низкомолекулярных добавок) жестких в нормальных условиях полимеров, таких, например, как полиметилметакрилат. В наших ранних работах использовались полиуретанакрилаты, обладавшие значительными упругими деформациями и при отсутствии пластифицирующих добавок. Однако, органические красители, которые вводились в полиуретанакрилатные матрицы, получаемые методом радикальной полимеризации, подвергались фотодеструкции (как на этапе изготовления, так и при эксплуатации) в результате взаимодействия с химически активными свободными радикалами, что в итоге сказывалось на эксплуатационных параметрах лазерных элементов.

В настоящем сообщении представлены результаты по исследованию оптических свойств пассивных лазерных затворов для неодимовых лазеров на основе новой композиции - полиуретана, получаемого методом поликонденсации. Приведены рабочие характеристики импульсных лазеров наносекундного и пикосекундного диапазонов в спектральной области 1,06 мкм.

Окно прозрачности неокрашенной полимерной матрицы находится в пределах 0,32 - 2,20 мкм, что практически полностью охватывает спектральную область, в которой применяются органические красители. Порог одноимпульсного разрушения полимера превышает  $1200 \text{ МВт/см}^2$  относительное удлинение-порядка 1000%. Фотостойкость лазерных затворов при облучении интегральным светом ртутной дуговой лампы сверхвысокого давления составляет несколько  $\text{кДж/см}^2$ . Ресурс наработки в локальную зону равен  $(0,5-2,0) \cdot 10^6$  импульсов.

Найдены оптимальные комбинации по эффективности, времени релаксации, фотостойкости, ресурсной наработке новых полиметиновых красителей и полиуретановой композиции. Для затворов наносекундного диапазона в полимер вводились металлоорганические комплексы никеля. Пассивные лазерные затворы опробованы в различных режимах: монопериодная генерация, генерация пачек монопериодов, пассивная синхронизация мсд.



УПРАВЛЕНИЕ ФОРМОЙ И НАПРАВЛЕНИЕМ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО  
ПУЧКА ГАЗОВЫМИ СТРУЯМИ

Н. И. Лемеш, Б. Б. Виленчиц

Академический научный комплекс "Институт тепло- и массообмена им. А. В. Лыкова" АНБ, г. Минск

При работе с мощными лазерными пучками, или же в случаях использования лазеров в неблагоприятных окружающих условиях (пыль, дым, атмосферные осадки и др.) применение традиционных твердотельных линз, призм, объективов связано с известными трудностями. Задача усложняется в связи с необходимостью плавной коррекции формы волнового фронта лазерного пучка.

В данной работе исследована возможность управления лазерными пучками с помощью газовых струй, которые при определенных условиях оказывают на проходящий световой пучок действие, аналогичное цилиндрической линзе или призме [1, 2]. Фокусное расстояние  $f$  и угол отклонения (для призмы)  $\epsilon$  определяются соответственно по формулам:

$$f = R/2(n_c - n_0) .$$

$$\epsilon = (n_c - n_0)\delta/n_c .$$

где  $n_c$  и  $n_0$  - показатели преломления газа в струе и окружающей среде;  $R$  - радиус кривизны канала;  $\delta$  - преломляющий угол призмы.

Изменением параметров  $n_c$ ,  $R$  и  $\delta$  можно плавно управлять оптическими характеристиками данных устройств.

1. А. с. 1117565 СССР, МКИ G02 В 3/06. Газовая линза / Н. И. Лемеш, А. И. Шнип, А. И. Лозников, О. Г. Мартыненко, Л. А. Сенчук, В. Н. Пискунов, В. Л. Колпащиков (СССР) - N 3606984/18-10; Заявлено 15.05.83; Опубл. 07.10.84. Бюл. N 37. - 3 с.

2. Мартыненко О. Г., Колесников П. М., Колпащиков В. Н. Введение в теорию конвективных газовых линз. - Минск: Наука и техника, 1972. - 312 с.

В.С.Костюк

Брестский госуниверситет

Во всем мире ведется поиск и осуществляются разработки новых бессеребряных фотографических процессов. Развитие бессеребряной фотографии обусловлено, прежде всего, потребностями техники и народного хозяйства в светочувствительных материалах, обладающих новыми, по сравнению с галогенидосеребряными материалами, характеристиками. Классический фотографический процесс на галогенидах серебра слишком громоздкий и медленный, не всегда отвечает возросшим требованиям его разрешающая способность. Другой важной причиной, стимулирующей прогресс бессеребряной фотографии, является острый дефицит серебра на мировом рынке. С этой целью предпринимаются многочисленные исследования светочувствительности солей тяжелых металлов.

Известно, что спектр светочувствительности коррелирует со спектром поглощения светочувствительного слоя. Естественная светочувствительность галогенидов серебра, свинца, олова лежит в коротковолновом участке оптической области спектра примерно до 500 нм, т.е. в зоне ультрафиолетовых, фиолетовых и синих лучей. Материалы с такой спектральной чувствительностью непригодны для съемки многоцветных объектов, так как дают значительные искажения в их цветопередаче, кроме того, они непригодны для записи информации длинноволновыми, например, He-Ne - лазерами.

Расширение зоны спектральной чувствительности слоев и повышение их общей светочувствительности достигается сенсбилизацией - введением специальных веществ, обладающих светопоглощением в длинноволновой области спектра и обеспечивающих перемещение границы чувствительности вплоть до красного и даже инфракрасного излучения.

Альтернативой сенсбилизации может быть использование тонких слоев йодида висмута (BiI<sub>3</sub>). Как и все галогениды, соль BiI<sub>3</sub> обладает свойством светочувствительности. Достоинством тонких слоев BiI<sub>3</sub> по сравнению с остальными является их высокая чувствительность в длинноволновой области спектра. Спектр поглощения тонких слоев BiI<sub>3</sub>, изготовленных термическим напылением в вакууме на стеклянные подложки, и эксперименты на этих слоях с помощью He-Ne-лазера позволяют сделать вывод о возможности их применения в качестве регистрирующих сред в длинноволновой области спектра.

# ДИФРАКЦИЯ СВЕТА НА НАЛОЖЕННЫХ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ РЕШЕТКАХ В КУБИЧЕСКИХ ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ ОПТИЧЕСКИ АКТИВНЫХ КРИСТАЛЛАХ

И.Н.Егоров, И.Н.Омельчук

Мозырский государственный педагогический институт

Измерения азимута поляризации излучения, дифрагированного на голографических решетках в фоторефрактивных кубических кристаллах, показали, что в таких средах наряду с решеткой электрооптической природы формируется также решетка и нефоторефрактивной природы.

В данной работе на основании теории возмущений первого порядка в предположении диффузионного механизма записи фоторефрактивной составляющей дифракционной структуры, смещенной на  $\frac{\pi}{2}$  относительно интерференционного поля записывающих волн, и локальности нефоторефрактивного отклика среды рассматривается дифракция связанных волн в кубических оптически активных фоторефрактивных кристаллах на таких наложенных решетках. Для частного случая ненаклонной решетки с  $\mathbf{K} \parallel [10]$  на плоскости (110)-среза кристалла BSO получены выражения амплитуд полей прошедшей и дифрагированной волн. Проведенный численный анализ полученных результатов показывает, что формирование неэлектрооптической решетки практически не влияет на величину интенсивности дифрагированного излучения, но изменяет состояние поляризации S-волны. На основании полученной системы уравнений дифракции проведен численный анализ энергетических и поляризационных характеристик дифрагированного излучения и для некоторых других ориентаций волнового вектора решетки относительно кристаллографических направлений на плоскости среза (110) с учетом фотоупругих, пьезоэлектрических и электрооптических свойств кристалла. Природа несмещенной компоненты дифракционной структуры не рассматривается.

Полученные результаты могут быть использованы разработчиками голографических систем оптической обработки информации для физической интерпретации экспериментальных данных по дифракции света в фоторефрактивных кристаллах и оптимизации создаваемых устройств.

# РАСЧЕТ ЭЛЕКТРОГИРАЦИИ В НЕЛИНЕЙНЫХ КРИСТАЛЛАХ

С.С. Гиргель, Я.О. Шабловский

Гомельский государственный университет

Явление электрогирации заключается в возникновении или изменении вращения плоскости поляризации света кристаллом, помещенным в электрическое поле. Электрогирация открывает дополнительные возможности контролируемого изменения состояния поляризации света при помощи внешнего поля, что позволяет в ряде случаев усовершенствовать некоторые устройства управления лазерным излучением.

В настоящей работе исследованы зависимости удельного оптического вращения  $\varphi$  и коэффициента индуцированной электрогирации  $\eta = \partial\varphi/\partial E$  от температуры  $T$  и напряженности электрического поля  $E$ . Сформулируем основные результаты, используя безразмерный параметр  $\theta = (T - T_c)/\tau$ , где  $T_c$  — точка Кюри. Индуцированное внешним электрическим полем изменение удельного оптического вращения  $\Delta\varphi$  имеет вид:

$$\Delta\varphi = A_1 \eta (1 - \theta \sqrt{1 - \theta})^{1/3}, \quad \theta \leq 0, \quad (1)$$

$$\Delta\varphi = A_1 \eta (m + (\theta + \sqrt{3})^{-1}), \quad \theta \geq 0 \quad (2)$$

для гирозлектрических кристаллов:

$$\Delta\varphi = A_2 \eta^2 (1 - \theta \sqrt{1 - \theta})^{2/3}, \quad \theta \leq 0, \quad (3)$$

$$\Delta\varphi = A_2 \eta^2 (m + (\theta + \sqrt{3})^{-1})^2, \quad \theta \geq 0 \quad (4)$$

для гипергирозлектрических кристаллов. Здесь  $\eta = (\alpha' \tau / \beta)^{1/2}$ ,  $\tau = \epsilon^{2/3} \beta^{1/3} / \alpha'$ ,  $m = 1 - \sqrt{3}/3$ . Ранее считалось, что в гипергирозлектриках при  $T > T_c$  индуцированная электрогирация отсутствует ( $\eta = 0$ ). Из полученных формул (3), (4) видно, что при  $T > T_c$   $\eta \neq 0$  и асимптотически убывает с ростом температуры. Из выражений (1) — (4) также следует, что максимум температурной зависимости коэффициента  $\eta$  смещается в сторону более высоких температур пропорционально  $\epsilon^{2/3}$ .

Полученные результаты могут использоваться при расчете элементов систем управления лазерным излучением.

СВЕТОИНДУЦИРОВАННОЕ ИЗМЕНЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ  
ПРЕЛОМЛЕНИЯ РАСТВОРОВ БИХРОМОФОРОВ

С. К. Горбачевич, А. Л. Толстик

Белорусский государственный университет, г. Минск

Прогресс в разработке новых подходов к обработке оптической информации в реальном масштабе времени обуславливается развитием методов нелинейной оптики и использованием новых нетрадиционных сред. В качестве такой среды могут быть использованы нелинейные системы на основе растворов сложных органических молекул, нелинейный отклик которых на световое воздействие обусловлен коллективным поведением молекулярного ансамбля с переносом энергии электронного возбуждения. Исследование динамических, спектральных и поляризационных характеристик таких молекулярных систем позволяет значительно расширить возможности спектрально-временных преобразований лазерных импульсов.

В настоящей работе проведено теоретическое исследование нелинейного фазового отклика растворов бихромофоров, состоящих из сложных органических молекул, соединенных между собой химической связью. Спектральные характеристики молекул, входящих в состав бихромофора, задавались таким образом, чтобы была возможность независимого возбуждения молекул донора и акцептора. В силу близкого расположения указанных молекул в системе с высокой эффективностью происходил безызлучательный индуктивно-резонансный перенос энергии электронного возбуждения.

На основании проведенных расчетов продемонстрировано, что изменение показателя преломления рассматриваемой среды имеет выраженную нелинейную зависимость от интенсивности возбуждающего излучения. Указанные зависимости могут иметь также и немонотонный характер. Демонстрирована возможность управления характеристиками нелинейного отклика среды в полосе поглощения молекул донора излучением на частоте полосы поглощения молекул акцептора.

## ДВУХПУЧКОВОЕ СМЕЩЕНИЕ И ЗАПИСЬ ДИНАМИЧЕСКИХ ГОЛОГРАММ В НЕЛИНЕЙНОМ ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ

С. М. Карпук, О. Г. Романов, А. С. Рубанов, А. Л. Толстик  
Белорусский государственный университет, г. Минск

Изучение взаимодействия нескольких световых пучков в нелинейном интерферометре представляет интерес для разработки новых методов управления бистабильными режимами работы интерферометра, а также ввиду возможности реализации фазового сопряжения и создания оптических логических элементов [1].

В данной работе исследована схема двухпучкового смещения в нелинейном интерферометре Фабри-Перо в условиях нормального падения волны накачки и наклонного падения сигнальной волны. Вследствие перераспределения волн на записываемых динамических решетках и перепотражения от зеркал резонатора в такой системе образуются световые пучки в новых направлениях, и имеет место шестиволновое взаимодействие. Причем, два световых пучка на выходе интерферометра воспроизводят фазу сигнальной волны, а два пучка имеют фазово-сопряженный волновой фронт.

Теоретический анализ проведен с развитием методов теории четырехволнового взаимодействия. В линейном приближении по сигнальным и фазово-сопряженным волнам получены аналитические выражения для всех взаимодействующих световых пучков. Показана возможность реализации оптической бистабильности для слабых сигнальных полей в условиях бистабильного поведения волны накачки. Управление бистабильным режимом многоволнового взаимодействия осуществлено как за счет изменения интенсивности накачки на входе в интерферометр, так и при изменении начальной отстройки интерферометра от резонанса. Определены условия эффективного перераспределения волн на динамических решетках и показана возможность усиления сигнальной волны. При этом для разных световых пучков могут одновременно реализовываться бистабильности S-, N-типа и типа баттерфляй.

Данная работа поддержана Белорусским Республиканским Фондом фундаментальных исследований и Международной Соросовской Программой образования в области точных наук.

1. И. Н. Агишев, С. М. Карпук, А. С. Рубанов, А. Л. Толстик // Письма в ЖТФ, 1995, т. 21, в. 22, с. 6-10.

## УПРАВЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ БИСТАБИЛЬНОСТЬЮ И ДИНАМИЧЕСКИМ ХАОСОМ В НЕЛИНЕЙНОМ ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ

И. Н. Агишев, Н. А. Иванова, А. Л. Толстик, А. В. Чалей  
Белорусский государственный университет, г. Минск

Развитие методов оптической обработки информации обуславливает повышенный интерес к бистабильным оптическим системам, в том числе к нелинейным интерферометрам. В настоящей работе анализируются методы некогерентного управления бистабильными и динамическими режимами работы интерферометра с резонансной нелинейностью. Эти методы основаны на изменении нелинейно-оптических свойств среды при поглощении независимого светового пучка атомами или молекулами, находящимися в возбужденных состояниях. Включение дополнительной нелинейности при поглощении излучения в возбужденном канале позволяет управлять параметрами сигнальной волны. Переход молекул в возбужденные состояния увеличивает число степеней свободы нелинейной системы и позволяет реализовать сложные динамические режимы. Пульсации выходной интенсивности при постоянной интенсивности на входе обусловлены конкуренцией нелинейностей, определяемых заселением различных возбужденных состояний [1].

Теоретический анализ проведен на примере интерферометра Фабри-Перо с пятиуровневой резонансной средой, учитывающей переходы в возбужденные синглетные и триплетные состояния. Причем предполагалось, что сигнальный и управляющий световые пучки поглощались в различных спектральных каналах. Показана возможность некогерентного управления бистабильными и динамическими режимами работы интерферометра. В режиме генерации импульсов управляющий световой пучок позволяет изменять частоту и форму пульсаций, реализовать переходы между затухающими, регулярными и хаотическими режимами. На основе анализа ляпуновских показателей системы кинетических уравнений для населенностей энергетических уровней исследованы переходные процессы в интерферометре и определены условия генерации регулярных колебаний. Определен критерий возникновения нетривиальной динамики нелинейной системы и исследован сценарий перехода к режиму оптического хаоса. Рассчитаны фазовые портреты, характерные для странного аттрактора.

1. Н. А. Иванова, А. С. Рубанов, А. Л. Толстик, А. В. Чалей // Известия Российской АН. Серия физическая, 1993, т. 57. №2. 149-153.

## К ВОПРОСУ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ФОТОУПРУГИХ ПОСТОЯННЫХ ГИРОТРОПНЫХ КУБИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ

П. И. Ропот, В. В. Шепелевич  
Мозырский государственный педагогический институт

Анализ результатов исследования дифракции света на ультразвуке в гиротропных кубических кристаллах [1] показывает, что азимут поляризации дифрагированной световой волны  $\psi$  зависит от трех величин: начального азимута  $\psi_0$ ; угла поворота за счет оптической активности  $\rho$ ; небольшой добавки  $\Delta\psi$ , обусловленной акустооптическим (АО) взаимодействием.

Величина  $\Delta\psi$  определяется геометрией АО взаимодействия и содержит информацию о фотоупругих параметрах кристалла. Для определения полного набора фотоупругих постоянных в работе [2] предлагалось использовать два кристаллических образца различных срезов.

Целью настоящего сообщения было дальнейшее развитие поляризационной методики [2] определения фотоупругих параметров кубических кристаллов. Исследуется возможность определения всех фотоупругих параметров с помощью одного специально вырезанного кристаллического образца. При этом повышается точность определения величин  $P_{11}$ ,  $P_{12}$ ,  $P_{21}$  и  $P_{44}$ , поскольку использование различных образцов вносит в результат дополнительные ошибки, связанные с возможным различием оптических и механических свойств этих образцов.

В докладе приводятся аналитические выражения зависимости  $\psi(P_{11}, P_{12}, P_{21}, P_{44})$  для случая кристаллического образца среза  $(1\bar{1}1)$  для четырех геометрий АО взаимодействия ( $\vec{K} \parallel [111]$ , свет вдоль  $[110]$ ;  $\vec{K} \parallel [1\bar{1}1]$ , свет вдоль  $[\bar{1}12]$ ;  $\vec{K} \parallel [110]$ , свет вдоль  $[112]$ ;  $\vec{K} \parallel [110]$ , свет вдоль  $[\bar{1}\bar{1}1]$ ; где  $\vec{K}$  – волновой вектор звука), позволяющие составить на базе экспериментальных результатов систему четырех уравнений, разрешимых относительно фотоупругих постоянных.

Предложенный метод определения фотоупругих параметров кубических кристаллов позволяет упростить экспериментальную процедуру и достичь более высокой степени точности по сравнению с другими известными методами.

1. Белый В.Н., Кулак Г.В., Шепелевич В.В. // Оптика и спектроскопия. 1988.-Т.65-С. 636-640.
2. А. с. №1753375 СССР МКИ G 01 №21/21. Способ определения фотоупругих постоянных гиротропных кубических кристаллов. Белый В.Н., Пашкевич Г.А., Ропот П.И., Шепелевич В.В.



# СРАВНЕНИЕ ДВУХ ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ ДВУХВОЛНОВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В КУБИЧЕСКИХ ОПТИЧЕСКИ АКТИВНЫХ ПЬЕЗОКРИСТАЛЛАХ

В.В.Шепелевич, А.А.Фирсов

Мозырский государственный педагогический институт

Известно, что кубические фоторефрактивные кристаллы типа BSO кроме электрооптических свойств проявляют также пьезоэлектрические фотоупругие свойства. Влияние пьезоэлектрического эффекта на двухволновое взаимодействие в кубических кристаллах в приближении постоянного контраста голографической решетки рассмотрено в [1].

Цель этого сообщения - сравнить результаты исследования двухволнового взаимодействия в кубических оптически активных фоторефрактивных кристаллах, проявляющих пьезоэлектрические и фотоупругие свойства (на примере BSO) на базе двух различных подходов: приближения заданной решетки с постоянным контрастом и нелинейной модели фоторефрактивного эффекта, учитывающей изменение контраста решетки за счет энергообмена световых волн при прохождении по кристаллу.

Теоретически исследована зависимость относительной интенсивности  $\gamma = I_S/I_{S_0}$  от угла  $\theta$  между вектором решетки, лежащим в плоскости кристаллического среза (110), и кристаллографическим направлением [001], где  $I_{S_0}$  - интенсивность светового луча S, входящего в кристалл,  $I_S$  - выходящего из кристалла. Принято, что световые лучи R и S равной интенсивности линейно поляризованы в направлении, перпендикулярном или параллельном плоскости падения.

Из анализа полученных результатов вытекает, что приближение постоянного контраста решетки приводит к завышенной величине перераспределения энергии световых волн. Это наиболее сильно проявляется для больших углов Брэгга внутри кристалла.

Сделаны оценки допускаемых ошибок при использовании приближения постоянного контраста решетки при различной толщине кристалла и в широком диапазоне углов Брэгга.

1. В.В. Шепелевич, Н.Н. Егоров // Письма в ЖТФ:1991:Т.17, в.5:С.24-28.

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДВУХВОЛНОВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В КУБИЧЕСКИХ ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ КРИСТАЛЛАХ ВО ВНЕШНЕМ ПЕРЕМЕННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

В. В. Шелелевич, П. И. Рогов, Н. Н. Егоров  
Мозырский государственный пединститут

Включение внешнего переменного электрического поля (ВПЭП) в процессе двухволнового взаимодействия в фоторефрактивных кристаллах BSO и BGO позволяет достичь больших значений дифракционной эффективности и высокой степени энергообмена [1]. Этот механизм формирования голографических решеток наиболее перспективен в практических приложениях.

В работе экспериментально исследовалось двухволновое взаимодействие во ВПЭП по стандартной методике. Излучение He-Ne лазера делилось на два пучка с углом схождения в воздухе  $14^\circ$ . Плоскость поляризации была параллельна плоскости падения. ВПЭП частотой 50 Гц прикладывалось вдоль направления  $[111]$  кристаллов BSO и BGO среза  $(110)$ . Толщина образцов составляла 10 мм. Изучалась динамика процессов дифракции и энергообмена при различных значениях амплитуды переменного напряжения.

Исследования записи и считывания голографической решетки показали, что качественного различия в динамике процессов для кристаллов BSO и BGO не наблюдается, однако энергообмен в кристаллах BSO протекает почти в два раза более эффективно, чем в кристаллах BGO.

При стирании решетки в условиях эксперимента интенсивность дифрагированного света уменьшалась на порядок за несколько секунд. При этом для  $U=4$  кВ достигнуто максимальное значение дифракционной эффективности (при одинаковых интенсивностях взаимодействующих пучков): 35% для кристалла BSO и 21,5% - для BGO. В отсутствие внешнего поля дифракционная эффективность (при тех же условиях эксперимента) составляла 0,66% и 0,38% для кристаллов BSO и BGO соответственно.

Существенную роль в увеличении энергообмена играет отношение интенсивностей взаимодействующих пучков. Эксперимент показал возможность увеличения интенсивности слабого пучка на порядок при значительном отношении интенсивности опорной и сигнальной волн (1000 и более), что подтверждает перспективность использования кристаллов BSO для усиления оптического изображения.

1. S.I.Stepanov, M.P.Petrov, Efficient unstationary holographic recording in photorefractive crystals under an external alternating electric field // Opt. Commun. 53, 292 (1985).

## ОСОБЕННОСТИ ПРОПУСКАНИЯ КОРОТКИХ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ ТОНКИМ СЛОЕМ НЕЛИНЕЙНО-РЕФРАКТИВНОЙ СРЕДЫ

С.М. Чернов, В.А. Юревич

Могилевский педагогический институт им. А. Кулешова

В связи с исследованиями по спектроскопии активных нелинейных покрытий возникает интерес к явлениям, которые проявляются при прохождении сверхкоротких лазерных импульсов (СКИ) сквозь тонкий резонансно поляризуемый слой на границе раздела сред с линейной диэлектрической проницаемостью. В условиях относительно высокой инерционности процессов учет влияния переходных динамических явлений способен привести к появлению компонент, дополнительных к френелевским, в соотношениях для падающих, прошедших и отраженных волн [1]. Это обстоятельство может свидетельствовать о возможности новой физической ситуации на границе слоя многоуровневой среды, и в настоящем сообщении приводятся результаты анализа ситуации в случае, когда в энергетической структуре активных атомов, образующих сверхтонкую (с толщиной, значительно меньшей длины волны) пленку, присутствуют переходы, соседние с резонансным и способные взаимодействовать с излучением.

Формулировка кинетической модели взаимодействия с СКИ возможна на основе представлений обобщенной двухуровневой схемы [2]. Дрейф резонансной частоты из-за оптического эффекта Штарки в световом поле СКИ и фазовая автомодуляция излучения определяют гистерезисные свойства зависимости характеристик равновесного состояния от параметров исследуемой модели [3]. Результаты расчетного моделирования трансформации СКИ с экспоненциальными фронтами в субпикосекундном диапазоне длительности указали на возможность возникновения амплитудной модуляции у импульсов, отраженных или прошедших сквозь пленку. Эта модуляция является следствием резонансного эффекта, специфического для нелинейно-рефрактивных сред. Качественный анализ с использованием элементов теории нелинейных колебаний для параметров пленки, соответствующих полупроводниковым материалам на основе GaAs, позволил определить область параметров взаимодействия, в которой его автомодуляционные качества, определяемые бистабильностью, наиболее эффективны.

1. Рупасов В.И., Юдсон В.И. // Квантовая электроника - 1982, Т. 9, №11: С.2179-2186.
2. Аланасевич П.А. Основы теории взаимодействия света с веществом. Мн.: Наука и техника. 1977. С. 311.
3. Чернов С.М., Юревич В.А. // Письма в ЖТФ - 1993, Т.19, №9: С.40-44;  
// Доклады АН Беларуси - 1994, Т.38, №6: С. 407-410.

## ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛИМЕРНЫХ ПЛЕНОК, ОСАЖДЕННЫХ В ВАКУУМЕ НА ПОЛИМЕРНЫЕ ПОДЛОЖКИ

Л.Е.Старовойтов, Н.И.Стаськов

Государственный педагогический институт, г. Могилев

Наряду с известными методами получения полимерных пленок из растворов или расплавов высокомолекулярных соединений и методами полимеризации мономеров на подложках под воздействием плазмы или высокоэнергетических излучений, в последнее время внимание стало уделяться новому способу создания тонкопленочных покрытий путем распыления полимеров в вакууме. Механизм формирования вакуумных полимерных покрытий в общих чертах сводится к частичной деструкции материала, переводу материалов деструкции в газообразное состояние, осаждению фрагментов макромолекул на подложку и их полимеризации. В связи с этим значительный интерес представляют особенности молекулярного и надмолекулярного строения осажденных пленок, существенные не только для прогнозирования их свойств, но и для изучения процессов нанесения покрытий.

В данном сообщении рассматриваются результаты исследования структуры, рельефа поверхности и оптических свойств тонких пленок, полученных осаждением в вакууме продуктов испарения термопластичных полимеров - полиэтилена и полиэтилентерефталата - на полимерные пленочные подложки.

Изучение молекулярного и надмолекулярного строения покрытий велось методами ИК-спектроскопии МНЭО и рентгеноструктурного анализа. Оптические характеристики - показатели преломления и поглощения - и толщина слоев оценивались методом ИК-эллипсометрии ( $\lambda = 10,6$  мкм) в диапазоне углов падения  $45-60^\circ$ . При расчете значений оптических параметров и толщин слоев учитывалось наличие контактной зоны между подложкой и покрытием, а также нарушенного приповерхностного слоя [1].

Л. Старовойтов Л.Е. и др. Эллипсометрия двухслойных полимерных систем // Поверхность. Физика, химия, механика. - 1989 - № 5. - С. 89-93.

# ELLIPSOMETRIC DETERMINATION OF REFRACTIVE AND EXTINCTION INDEXES, OPTICAL PROFILES, THICKNESS AND VOID FRACTION OF THIN FILM MATERIALS

V.A.Tolmachev

Treatment of Material Surface Laboratory, Department "Metall optics",  
Research Institute for Space Optics, All-Russian Scientific Center  
"S.I.Vavilov State Optical Institute", 1-36, ul.Babushkina, St.Petersburg,  
193171, Russia

Multiangle ellipsometry for the single wave length of light does not use up their possibilities completely. The physical model of the film structure is introduced as the optical profile of refractive index  $N$  and extinction coefficient  $K$ , i.e. it is dependence  $N(K)$  on film thickness  $D$ :  $N(K) = f(D)$ . For a film having the void fraction ( $Q$ ) the effective  $N$  ( $N_{ef}$ ) may be determined by means using an effective media approach (EMA), for example, Bruggeman's EMA for two phases. It was prepared the ellipsometric technique for measuring  $N_{ef}$  in vacuum and under conditions for condensing the different vapor substances, and for inhomogeneous profiles of films too. Proposal new method permits to determine a add unknown parameter  $N_{true}$ .

Experimental results are submitted.

1). The silicon dioxide surface layers produced by acid action on different optical silica glasses were studied.  $Q = 0,05 - 0,12$ ;  $N_{true} = 1,47 - 1,48$  and does not equal  $N$  of silica in glass.

2). Antireflection coatings based on porous silica. Calculated on base of the optical profiles parameters and experimental reflectances  $R$  of the films (for 632,8 nm) were close. It was shown as the film optical profile varies during air age, in vacuum, at heating.  $N_{ef} = 1,19 - 1,45$ .

3). The Zr dioxide films produced by deposition in vacuum were studied.  $Q = 0,01 - 0,01$ ,  $N_{true} = 1,95 - 2,05$ .

4). The Hf dioxide on the Al-fusion had  $Q = 0,14$  and  $N_{true} = 2,28$ .

5).  $a - C : H$  films produced by deposition in vacuum on glass were study.  $Q = 0 - 0,07$ ,  $N_{true} = 1,55 - 2,3$ .

6).  $In_2O_3 - SnO_2$  film had in inhomogeneous profile  $Q = 0,01 - 0,06$  and  $N_{true} = 1,68 - 1,90$ ,  $K_{true} = 0,01 - 0,03$ .

## О ТЕМПЕРАТУРЕ ОБЛУЧАЕМОГО УЧАСТКА ТОНКОЙ ПЛЕНКИ

В. С. Костко

Брестский госуниверситет

При исследовании свойств тонких слоев оптическими методами, как правило, не учитывается нагрев облучаемого участка под действием падающего излучения. Его температура обычно принимается равной температуре необлученных участков слоя, что не является строгим, особенно при значительных энергиях облучающих пучков.

В настоящей работе была поставлена задача оценить отличие температуры облучаемого участка тонкой пленки от необлучаемого и выявить факторы, влияющие на температуру тонкой пленки. Для исследований использовались термометры сопротивления в форме тонкой индиевой змейки, находящиеся на одной и той же стеклянной подложке с исследуемой пленкой [1].

Измерения как при комнатных, так и при низких температурах проводились в азотных криостатах и показали, что температура тонкой пленки в значительной мере зависит от конструктивных особенностей криостата и даже при отсутствии облучения в среднем на 40-50 градусов выше температуры кипения азота. Столь значительное различие объясняется лучистым теплообменом пленки с внутренними поверхностями криостата, температура которых из-за температурного градиента отличается от температуры кипения азота. Теплообмен может быть в значительной мере уменьшен при помощи устанавливаемых вокруг образца экранов из материала с малым значением излучательной способности.

Влияние облучения на исследуемую пленку определялось лазером импульсного излучения ЛГИПЧ-6 с длиной волны 1064 мк (в режиме свободной генерации), длительность импульса излучения  $10^{-9}$  с, частота следования 12,5 Гц с интервалом времени 5 минут. С помощью измерителя мощности ИМУ-2 определялась энергия падающего, отраженного и прошедшего пучков. Таким образом проводился учет энергии, поглощенной пленкой. Определено, что разность температур облучаемого и необлучаемого участков тонкой пленки может достигать 20-30 градусов для энергий 800 мДж.

1. Костинки И.Т., Костко В.С. Тонкопленочные термометры сопротивления из индия для низких температур // ПТЗ - 1981. - № 4. - С.252.

ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ ТИТАНОСОДЕРЖАЩЕГО СТЕКЛА ПРИ  
КОМБИНИРОВАННОМ ВОЗДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И  
ПРИПОВЕРХНОСТНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА

А.П.Булаз, В.П.Волков, П.А.Скиба  
Институт прикладной оптики, г. Могилев

Степень закристаллизованности стекла и размеры кристаллов в его объеме определяются двумя факторами: скоростью зарождения центров кристаллизации и скоростью роста кристаллов, значения которых зависят от состава стекла и степени его пересыхания. Температурные зависимости этих скоростей имеют вид кривых с максимумами. Воздействуя лазерным излучением на стекло, можно нагреть облучаемый участок до температуры ( $T_c$ ) соответствующей максимуму скорости образования центров кристаллизации и локально закристаллизовать стекло [1]. В работе исследовались особенности фазовых превращений ( кристаллизации и плавления ) оптически прозрачного титано-содержащего стекла при локальном воздействии излучения  $CO_2$  лазера ( $\lambda = 10.6$  мкм) и приповерхностного электрического разряда. Сфокусированное излучение сканировалось в промежутке между электродами, прижатыми к поверхности образца. Процесс кристаллизации контролировался путем измерения коэффициента пропускания ( $\tau$ ) стекла при одновременном облучении его модифицируемого участка излучением He-Ne лазера. Установлено значительное увеличение скорости кристаллизации вещества при температурах нагрева поверхности сканируемым световым лучом ниже  $T_c$ . Характерным при таком комбинированном воздействии является быстрый нагрев поверхностного слоя после возникновения в нем кристаллической фазы. При  $\tau$  близком к нулю наблюдается резкое увеличение свечения приповерхностной области в зоне кристаллизации и температуры поверхностного слоя вплоть до его плавления. Данное явление авторы объясняют влиянием экзотермической, увеличивающей энергетический вклад электрического разряда при нагреве материала. Приведены зависимости скорости кристаллизации и времени образования расплава в межэлектродном промежутке от мощности лазерного излучения, частоты его сканирования и параметров электрического разряда.

1. Волков В.П., Скиба П.А., Сечко А.Г., Непокоячкин А.Г. Физика и химия стекла.—1991.—Т 17, N 2.— с 242 - 246.

О МАССОПЕРЕНОСЕ ПРИМЕСЕЙ В РАСПЛАВЕ СТЕКЛОФАЗЫ ПРИ  
ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ НА СТЕКЛОКЕРАМИКУ С ПОКРЫТИЕМ

А.П.Булай, В.П.Волков, П.А.Скибов  
Институт прикладной оптики, г. Могилев

В последние годы для получения микроструктуры различных материалов успешно используется лазерное излучение. Одним из перспективных технологических приемов является лазерное легирование. Для выбора оптимальных режимов облучения важным является определение поля концентрации легирующих компонентов. При локальном плавлении подложки с покрытием наиболее существенным из гидродинамических процессов, происходящих в расплаве, является термокапиллярная конвекция - движение жидкости, обусловленное зависимостью поверхностного натяжения расплава от температуры и неоднородностью нагрева свободной поверхности ванны [1]. В настоящей работе в качестве подложек использовались пластины из стеклокерамики (ситзла СТ-50) толщиной 0.6 мм, на поверхность которых наносились пленки из Ti, Ce, или Ag. Образцы предварительно подогревались до 1000-1050 К. Производилось локальное проплавление пластины излучением CO<sub>2</sub> лазера. Воздействию подвергалась грань, не содержащая покрытия. Неравномерность нагрева поверхности из-за неоднородного распределения интенсивности света в падающем пучке приводит к крупномасштабным разрывам пленки. После плавления подложки в объеме расплава образуются сферические частицы из материала покрытия диаметром от нескольких единиц до десятков микрометров. После прекращения облучения и охлаждения расплава до твердого состояния вещество в зоне воздействия остается в аморфной фазе, прозрачной для видимого света. Это позволяет легко проследить с помощью микроскопа распределение примесей в зависимости от режимов обработки образцов. Характер распределения примесей в виде сферических частиц зависит от толщины покрытия, времени облучения и плотности мощности лазерного излучения. Возможно образование как относительно однородных, так и неоднородных полей концентрации частиц. Полученные результаты показывают, что основная роль в перераспределении примесей в объеме расплава определяется конвективным механизмом массопереноса.

1. Углов А.А., Смуров И.Ю., Тагиров К.И., Лышин А.М.//  
Физика и химия обработки материалов.-1988.-N 6.-С. 24 - 29.



# ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ШУМОВЫХ КОМПОНЕНТ ПОЛЯ В ИНФОРМАЦИОННЫЕ В ОВФ-ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ С ГОЛОГРАММОЙ

Л. М. Серебрякова

Институт физики АН РБ, Минск

На основе разработанной нами ранее методики анализа информационной структуры корреляционных откликов тонких болюметрических Фурье-голограмм в режиме согласованной фильтрации теоретически исследованы механизмы ассоциативного (по фрагменту) восстановления информации в интерферометре, состоящем из тонкой линейной внесоленной голограммы и широкоапертурного беспорогового образующего волновой фронт (ОВФ) зеркала.

Показано, что благодаря уникальной способности ОВФ-зеркала инвертировать, а значит, с точностью до знака сохранять фазу падающего излучения, существенный вклад в восстановление такой системой полного и фрагментарного изображений (информации) вносят те компоненты рассеянного голограммой поля, которые не расшифровываются в виде изображения или корреляционного сигнала (т.е. интерпретируются как шум) и которые квадратичны по объектному полю и его фрагменту (имеют структуру типа интермодуляционной).

Показано, что во втором порядке дифракции, формируемом в ОВФ-интерферометре при повторном рассеянии на линейной голограмме, так же как и во втором порядке дифракции квадратичной голограммы, имеет место ассоциативное восстановление полного изображения с правильной (благодаря отсутствию пространственного наложения со считываемым фрагментом) тонопередачей. В этой связи предложено считать информацию не в целом, как в известных схемах нелинейной ассоциативной памяти с использованием ОВФ-зеркал, а во втором порядке дифракции, в котором полное изображение восстанавливают и опорная волна, и наложенный на нее шум, что не только устраняет необходимость технической сложной нелинейной фильтрации на ОВФ-зеркале, но и существенно (примерно в два раза) повышает эффективность восстановления информации.

Показана важная роль процессов преобразования шумовых компонент поля в информационные в формировании авто- и гетероассоциативного откликов ОВФ-интерферометра в случае, когда голограмма является мультиплексной.

## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ВЕРОЯТНОСТНОГО КРИТЕРИЯ ДЛЯ ОПТИМИЗАЦИИ НЕЛИНЕЙНОГО АЛГОРИТМА ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ

Д.В. Довнар, О.Н. Лыскова, К.Г. Прядко  
Институт прикладной оптики, Могилев

Для поиска оптимального алгоритма обработки информации необходимо иметь множество алгоритмов, устойчивых к случайному шуму, критерий оптимальности обработки и априорную информацию о статистических свойствах объекта и шума. Известны различные оптимальные линейные алгоритмы обработки [1], построенные с учетом статистических свойств информации системы. В данной работе в рассмотриваемом множестве алгоритмов включены нелинейные, основанные на монотонном нелинейном операторе обработки.

В случае более широкого множества алгоритмов, включающих устойчивые к шуму нелинейные алгоритмы, необходимо знать функции плотности распределения вероятности случайных объекта и шума. При этом возможно найти функцию плотности распределения вероятности ошибки процесса обработки. В качестве критерия для выбора оптимального алгоритма выбирается вероятность ошибки восстановления превысить некоторую заданную величину. Тогда оптимальным из множества нелинейных и линейных алгоритмов считается такой алгоритм, который обеспечивает минимальную величину вероятности ошибки восстановления превысить заранее заданную величину. Выражение для функции плотности распределения вероятности ошибки процесса обработки заданной информации имеет вид

$$P(\Delta) = \int_{-\infty}^{\infty} P_1(y) P_2(x) [kx(\lambda y - \lambda^2 \Delta) - \Delta] \left| \frac{g_2(\lambda y - \lambda^2 \Delta)}{\Delta} \right| dy.$$

$I = \int_{-a}^a P(\Delta) d\Delta$  - вероятность попадания ошибки восстановления в заданный интервал  $[-a, a]$ .

$P_1(x), P_2(y)$  - функции плотности вероятности случайного объекта и шума соответственно,  $g_2$  - нелинейность, в общем случае нелинейная, многочленная функция, характеризующая вид оператора обработки информации.

Оптимизацию вида нелинейного алгоритма проведем для конкретного вида

$P_1(x) = \frac{Mx}{1+(Mx)^2}$ , в  $P_2(y) = \frac{1}{C_2 - C_1}$ . Тогда для достаточно малого интервала ошибки

выражение для  $g_2$  принимает вид  $g_2(\lambda y - \lambda^2 \Delta) = \sqrt{\frac{kx-b}{kx b^2}} \left[ \frac{(\lambda y - \lambda^2 \Delta) \sqrt{kx(kx-b)}}{\lambda^2} \right]$ .

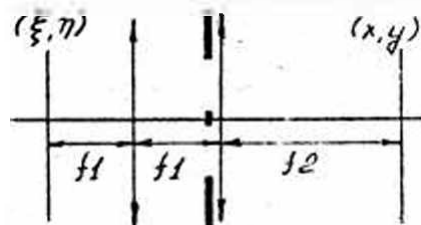
Численные результаты получены для различных статистических параметров случайных объекта - шума и сравнены с результатами применения оптимального линейного алгоритма обработки [2].

1. Rueschhoff C.K., Frost R.L.// J. Optical Soc. Amer. 1960. Vol.32, N 12. P.1539-1544.
2. Довнар Д.В., Прядко К.Г.// Автоматика. 1989. № 6. С.3-11.

# ВЛИЯНИЕ СТЕПЕНИ КОГЕРЕНТНОСТИ ОСВЕЩЕНИЯ И ПАРАМЕТРОВ ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЯ МИКРООБЪЕКТОВ НА ИХ ИЗОБРАЖЕНИЕ В ПОЛЯРИЗОВАННОМ СВЕТЕ

В.А.Дементьев

Институт прикладной оптики АНБ, г.Могилев



В рамках теории изображения [1], дополненной формализмом матрицы когерентности [2], получено распределение матрицы когерентности  $J_1(\vec{r})$  (1) в изображении двухточечного объекта, формируемого двухлинновой системой (см.рисунков).

Объектная плоскость освещается однородно поляризованной квазиплоской волной, которая характеризуется некоторой степенью когерентности  $\mu(\vec{\rho}_1 - \vec{\rho}_2)$  и матрицей когерентности  $M$ :

$$J_1(\vec{r}) = D_1 M D_1^* K^2(\vec{r}, \vec{h}_1) + D_2 M D_2^* K^2(\vec{r}, \vec{h}_2) + (D_1 M D_1^* + D_2 M D_2^*) \mu(\vec{h}_1 - \vec{h}_2) K(\vec{r}, \vec{h}_1) K(\vec{r}, \vec{h}_2), \quad (1)$$

где  $D_1, D_2$  - матрицы Джонса, характеризующие поляризующее действие микрообъектов,  $\vec{r}, \vec{\rho}$  - радиусы-векторы точек в плоскости изображения  $(x, y)$  и в плоскости объекта  $(\xi, \eta)$ ,  $\vec{h}_1, \vec{h}_2$  - положение точечных объектов,  $K(\vec{r}, \vec{\rho})$  - функция передачи комплексной амплитуды поля, в данном случае, вещественная и копланарная с точностью до фазового множителя, не играющего здесь роли. На основе (1) получено распределение интенсивности  $I(\vec{r})$  (2) в изображении микрообъектов, обладающих двулучепреломлением. Предполагая, что размеры микрообъектов гораздо меньше размера пятна размытия изображающей системы, имеем

$$I(\vec{r}) = I_1 K^2(\vec{r}, \vec{h}_1) + I_2 K^2(\vec{r}, \vec{h}_2) + 2K(\vec{r}, \vec{h}_1) K(\vec{r}, \vec{h}_2) \times \sqrt{I_1 I_2} \mu(\vec{h}_1 - \vec{h}_2) \left\{ \cos \frac{\delta_1}{2} \cos \frac{\delta_2}{2} + \sin \frac{\delta_1}{2} \sin \frac{\delta_2}{2} \cos 2(\varphi_2 - \varphi_1) \right\}, \quad (2)$$

где  $I_1, I_2$  - параметры интенсивности изображаемых микрообъектов,  $\delta_1, \delta_2$  - разности фаз между быстрой и медленной осями двулучепреломляющих микрообъектов,  $\varphi_1, \varphi_2$  - углы ориентаций их быстрых осей.

Выражение (2) применимо в случае любой оптической системы, передаточная характеристика которой не зависит от поляризации и является вещественной функцией с точностью до фазового множителя.

1. Гудмен Дж. Статистическая оптика. Пер. с англ. - М.: Мир, 1988. - С.291.
2. Urbanczyk W. Optical imaging in polarized light // Optik. - 1982. - V.63, N°1. - P.25-35.

# СВЕТОИНФОРМАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА БЕЗЪОБЪЕКТНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ С МНОГОУГОЛЬНЫМ ЗРАЧКОМ

Н.А. Валематил, И.Л. Захаров, К.Г. Прядко

Институт прикладной оптики АН Беларуси, Могилев

Дифракция в многоугольных оптических изображенияющих системах представляет собой отверстие в виде правильного многоугольника. Качество изображения при этом будет определяться особенностями дифракции излучения на данном отверстии. В работе анализируется влияние основных параметров объектива на его светоинформационные характеристики при отсутствии аберраций. Это объясняется тем, что [1] реальные объективы при относительных отверстиях менее 1:10, а также ряд специальных микрообъективов могут считаться безъобъективными.

Для нахождения распределения интенсивности в изображении можно воспользоваться интегралом Кирхгофа, описывающим дифракцию Фраунгофера [2]. Для многоугольного отверстия с числом  $n$  сторон многоугольника этот интеграл имеет вид

$$U(x, y) = C \int \int \exp[-ik(x\cos\varphi + y\sin\varphi)] d\alpha d\beta d\gamma,$$

где  $U(x, y)$  - комплексная амплитуда,  $x, y$  - координаты точки изображения, определяемые выражением  $x \cos \psi = \frac{x_1}{f} - \frac{x_2}{f}$ ,  $y \sin \psi = \frac{y_1}{f} - \frac{y_2}{f}$ ,  $x_1, y_1, x_2, y_2, f$  - координаты и расстояние

точки объекта и точки изображения, соответственно, от оптической оси,  $C = \frac{1}{\lambda} \sqrt{\frac{E}{S}}$ ,  $\lambda$  - длина волны излучения,  $E$  - полная энергия, падающая на отверстие площади  $S$ ,  $\rho, \varphi$  - координаты произвольной точки выходного отверстия объектива,

$$f(\varphi) = \frac{a^n}{\cos\left(\frac{\pi}{n}\right) |a + \beta - \varphi|}, \quad a - \text{радиус вписанной в многоугольник окружности. Квадратные}$$

слагаемые обозначают целую часть числа. Распределение интенсивности выводится затем как  $I = UU^*$ .

Полученные результаты использованы также для анализа функции передачи модуляции и связанной с ней информационной емкости. Проведено сравнение этих светоинформационных свойств изображенияющей системы с многоугольным зрачком с известными данными [1] для системы с круглым зрачком. В частности, показано, что в обоих случаях наиболее информативная пространственная частота в изображении соответствует примерно половине разрешающей способности системы. Отличие распределения интенсивности в изображении точки, функции передачи модуляции, количества информации в расчете на единицу площади в плоскости изображения и других информационных параметров наиболее заметно для безъобъективных объективов с малой числовой апертурой.

1. Валематил Н.А., Прядко К.Г. Оптическое изображение при двукратном увеличении. - Мн: Наука і тэхніка. - 1991. - 359с.
2. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. - М.: Наука. - 1973. - 720с.

# ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА ПОЛЯ В КАРТИНЕ ДИФРАКЦИИ ФРАУНГОФЕРА НА МНОГОКОЛЬЦЕВОЙ ПОЛЯРИЗУЮЩЕЙ МАСКЕ

В. А. Дементьев

Институт прикладной оптики АН Б, г. Могилев



Совместное использование теории дифракции и формализма матрицы когерентности [1] позволило получить распределение интенсивности (1) в картине дифракции на орачке (см.рис.), которое учитывает любую его конфигурацию и произвольную поляризацию падающей волны. Параметры, используемые в (1), означают  $x = \frac{R}{a} \sin \theta$ ,  $\lambda$  - длина волны,  $a$  - радиус орачка,  $x$  - расстояние до области изображения,  $R$  - радиальная координата в плоскости изображения,  $J_1$  - функция Бесселя 1-го порядка,  $D_{jk}(\theta_i)$  - матрица Джонса поляризатора  $i$ -й ооны. Физически (1) представляет собой сумму вкладов от каждой ооны по отдельности и сумму вкладов от совместного действия дифрагировавших полей всевозможных пар оон.

Структура орачка и влияние поляризации падающей волны. 0, 1, ...,  $i-1$ , ...,  $n$  - номера оон;  $\rho_i, \rho'_i$  - внутренняя и внешняя границы  $i$ -й ооны;  $\theta_i$  - угол ориентации поляризатора в  $i$ -й ооне;  $\alpha, \epsilon$  - азимут и угол эллиптичности падающей волны.

Полученное выражение (1) может использоваться в качестве некогерентной передаточной функции дифракционно-ограниченного объектива с поляризационными фильтрами в выходном орачке.

$$I(X) = \frac{1}{2} \sum_{i=0}^n (1 + P \cos 2\epsilon \cos 2(\theta_i - \alpha)) \left( \frac{J_1(X \rho'_i)}{X \rho'_i} \rho_i^2 - \frac{J_1(X \rho_i)}{X \rho_i} \rho_i^2 \right)^2 + \sum_{i=0}^n \sum_{i=1}^{n-1} (\cos(\theta_i - \theta_{i+1}) + P \cos 2\epsilon \cos(\theta_i + \theta_{i+1} - 2\alpha)) \cos(\theta_i - \theta_{i+1}) \times \left( \frac{J_1(X \rho'_i)}{X \rho'_i} \rho_i^2 - \frac{J_1(X \rho_i)}{X \rho_i} \rho_i^2 \right) \left( \frac{J_1(X \rho'_{i+1})}{X \rho'_{i+1}} \rho_{i+1}^2 - \frac{J_1(X \rho_{i+1})}{X \rho_{i+1}} \rho_{i+1}^2 \right). \quad (1)$$

Кроме того, Фурье-образ (1), зависящий от поляризации получения в конфигурационных параметрах орачка, представляет интерес для Фурье-оптики.

1. Аголы В., Башарв П., Эллипсометрия и поляризованный свет. Пер. с англ. - М. Мир, 1981. - С. 167-174.

## АНАЛИЗ ФУРЬЕ-ОБРАЗА ОТРАЖЕННОГО ПУЧКА ПРИ ПРИЗМЕННОМ ВОЗБУЖДЕНИИ МОДЫ

И.У. Примяк, А.А. Романенко, А.Б. Сотский, А.В. Хомченко  
Институт прикладной оптики АН Беларуси, Могилев

В работах [1,2] показано, что фотометрирование фурье-образа отраженного лазерного пучка в схеме призмного возбуждения оптического волновода принципиально допускает восстановление комплексных постоянных распространения мод и параметров волноводных пленок. Однако соответствующий подход был основан на анализе симметричных  $m$ -линий, которые могут наблюдаться только при возбуждении направляемых мод диэлектрических волноводов.

В докладе представлено уточнение данного подхода и обобщение его на случаи возбуждения плазмонных и вытекающих мод, в которых  $m$ -линии принципиально асимметричны. Получены решения обратных задач по восстановлению комплексных постоянных распространения мод, а также комплексных диэлектрических проницаемостей и толщин волноводных пленок. Проведен анализ систематических и статистических ошибок восстановления. Представлены результаты вычислительных и реальных экспериментов по исследованию диэлектрических и металлических пленок на различных подложках, а также датчиков концентрации газов и влажности в атмосфере.

1. Редько В.П., Романенко А.А., Сотский А.Б., Хомченко А.В. Метод определения комплексных постоянных распространения мод оптических волноводов // Письма в ЖТФ. 1992. Т.18. N4. С.14-18.
2. Сотский А.Б., Хомченко А.В., Сотская Л.И. Параметры отраженного пучка при призмном возбуждении кубично-нелинейного волновода // Оптика и спектроскопия. 1995. Т.78. N.3. С.502-511.

## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЛАЗЕРНОГО УСИЛИТЕЛЯ ДЛЯ УЗКОНАПРАВЛЕННОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СВЯЗИ ЧЕРЕЗ ВЗВОЛНОВАННУЮ ПОВЕРХНОСТЬ ВОДЫ

Ф. К. Рутковский

Институт физики АН Беларуси, г. Минск

В схеме, осуществляющей вывод узконаправленного излучения из подводного объекта наружу через возмущенную поверхность воды и описанной в работе [1], предлагается вместо управляемого транспаранта использовать двухпроходный лазерный усилитель. После такой замены устройство работает следующим образом. Свет от задающего лазера, расширенный оптической системой, направляется параллельным пучком к поверхности воды. Лучи, испытавшие френелевское отражение от площадок поверхности, нормально ориентированных к оси луча и близких к таковым, в обратном ходе проходит через объектив с диафрагмой в фокусе и модулятор и попадают в усиливающую среду, расположенную между двумя концентрическими сферами с центром в фокусе, причем задняя поверхность зеркальная. Рассмотрен также вариант с плоскопараллельным усилителем. При нормальной ориентации площадок усиленные лучи повторяют путь в обратном направлении и выйдут из воды каждый через свою площадку. Благодаря малой угловой расходимости выходящего модулированного излучения его можно собрать в фокусе приемного устройства и тем самым выделить над фоном постороннего света.

Получено условие, при котором система может работать в некотором диапазоне ориентаций площадок. Вытекающая из него зависимость фокусного расстояния объектива от глубины погружения и других параметров изображена графически. Ориентация площадок, участвующих в работе, и угловая расходимость выходящего излучения регулируются диафрагмой. Исследованы вопросы, связанные с расходимостью и глубиной волнеции, при которой расходимость не превышает заданной величины. Поскольку aberrации системы в малом угле поля зрения могут быть практически уничтожены, все выкладки проведены в безабберационном приближении.

I. V. Ben', E. Ivakin, A. Kitzak, A. Lazaruk, A. Rubanov, F. Rutkovski. An adaptive method of light beams transfer through a distorted interface of two media // Proc. of SPIE, 1993, v. 2108, pp. 306-309.

# ГЕТЕРОДИННЫЙ ЛАЗЕРНЫЙ ПОЛЯРИМЕТР ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ОПТИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ

В.М. Ясинский

Институт физики Академии наук Беларуси, г. Минск

Методы оптической поляриметрии играют важную роль при исследовании оптически активных сред. Поэтому разработка новых методов и устройств для измерения оптической активности остается актуальной задачей.

В настоящей работе сообщаются предварительные результаты реализации и исследования гетеродинного лазерного поляриметра на основе двухчастотного He-Ne лазера в продольном магнитном поле с длиной волны 0,63 мкм. Излучение такого лазера содержит две волны с циркулярными ортогональными поляризациями и небольшой разностью частот, которая зависит от величины продольного магнитного поля. В отличие от метода непосредственного измерения угла поворота плоскости поляризации  $\varphi$  линейно поляризованного излучения, гетеродинный метод, использующий две циркулярно ортогонально поляризованные волны с разными частотами, позволяет непосредственно циркулярное двулучепреломление  $\psi = 2\pi d(n_l - n_r)/\lambda$ , которое связано с углом поворота соотношением  $\psi = 2\varphi$ , здесь  $\lambda$  — средняя длина волны излучения,  $d$  — толщина оптически активного вещества,  $n_l$ ,  $n_r$  — коэффициенты преломления лево- и право-циркулярно поляризованных волн. Гетеродинный метод осуществляет перенос измерения разности фаз ортогональных циркулярно поляризованных волн, которая возникает вследствие прохождения излучения через оптически активную среду, на промежуточную частоту. Это, в свою очередь, позволяет:

- использовать для измерения оптической активности электронные фазометры вместо механических угломерительных устройств и, следовательно, автоматизировать и упростить процесс измерения;
- повысить чувствительность и помехоустойчивость измерений;
- регистрировать быстрые изменения оптической активности.

Рассматриваются источники ошибок, а также методы повышения чувствительности измерений на счет коммутации знака разностной частоты. В качестве примера представлены результаты измерения концентрации сахара в растворе.



## РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЛАЗЕРНОГО ЛУЧА В БИНАРНОЙ МАРКОВСКОЙ СМЕСИ

А.Н.Валенток, М.С.Носкова

Институт прикладной оптики АНБ, г.Могилев

В данной работе в малоугловом приближении уравнения переноса рассматривается распространение лазерного луча в бинарной марковской смеси. В основе описания лежит так называемая модель низкого порядка.

В рамках этой модели процесс распространения излучения рассматривается как марковский случайный процесс, удовлетворяющий условию причинности, а средняя интенсивность описывается системой двух интегродифференциальных уравнений. В работе эти уравнения решаются в малоугловом приближении и получается система двух дифференциальных уравнений для пространственно-угловых Фурье-трансформант с зависящими от глубины 2 коэффициентами. Для описания характеристик лазерного пучка в среде используются пространственные моменты нулевого, первого и второго порядков. Для этих моментов получены достаточно простые аналитические выражения.

В работе рассмотрено отношение моментов второго и нулевого порядков, описывающих сечение лазерного луча, проходящего через данную среду. Выполнены расчеты отношения сечений лазерного луча, проходящего через бинарную смесь, и эквивалентную однородную среду с усредненными оптическими параметрами.

Результаты расчета показали что средняя энергия, переносимая лазерным лучом в бинарной смеси, всегда больше энергии, переносимой в однородной среде. В то же время, сечение лазерного луча, проходящего через бинарную марковскую смесь, может быть, в зависимости от оптических параметров, как больше, так и меньше сечения лазерного луча, проходящего через эквивалентную однородную среду.

М. М. Кутяко

Белорусский государственный университет, г. Минск

Лазерно-локационный эксперимент, включающий диагностику загрязнений окружающей среды, практически во всех случаях многопараметрический и часто сводится к некорректной обратной задаче. Вследствие этого, для получения количественных значений определенных параметров требуется использование априорной информации или допущений об исследуемом объекте, т.е. решение задачи проводится для некоторых определенных математических моделей исследуемого объекта. Для некорректных обратных задач, к тому же, устойчивость и расходимость решения сильно зависят от точности получения косвенной измерительной информации.

В настоящее время развитие теории лазерно-локационной диагностики в основном идет путем поиска методов приближения формального описания исследуемого объекта и физических процессов (их моделей) к реальному (истинному) состоянию. Однако решение проблем лазерно-локационной диагностики можно получить путем разработки принципов, заключающихся в исключении или минимизации использования априорной информации, допущений об исследуемом объекте, или, по-другому, принципов, базирующихся на концепции "безаприорности".

В докладе рассматриваются некоторые разработки, основанные на предлагаемых принципах (решение проблемы опорных значений определяемых характеристик без проведения дополнительных независимых измерений, коррекция регистрируемых сигналов на степень неоднородности среды при интерпретации измерительной информации, возможность решения уравнения лазерной локации без использования априорной информации об исследуемой среде и т.п.) Оценивается эффективность решения задач лазерно-локационной диагностики на основе концепции "безаприорности" как путем получения аналитических выражений для погрешностей, так и численным моделированием методов, разработанных на данной базе.

# ПУТИ РАЗВИТИЯ ВЫСОКОСЕЛЕКТИВНЫХ ТРАССОВЫХ ГАЗОАНАЛИТИЧЕСКИХ СРЕДСТВ ДЛЯ ЭКОЛОГИЧЕСКОГО МОНИТОРИНГА И УПРАВЛЕНИЯ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИМИ ПРОЦЕССАМИ

В.А.Фираго, И.С.Манах  
Белгосуниверситет, г.Минск

Осуществление непрерывного экологического мониторинга, а также контроля за протеканием различных технологических процессов требует создания трассовых средств высокоселективного количественного измерения содержания молекул многих газов в атмосфере. Разнообразие газовых сред, подлежащих анализу, и природных условий их контроля предъявляет жесткие требования к аппаратуре, которая наряду с высокой чувствительностью и селективностью должна обладать устойчивостью к влиянию различных дестабилизирующих факторов и небольшой стоимостью. Большинство из применяемых в настоящий момент методов газового анализа являются локальными, т.е. обеспечивают измерение в одной точке среды, а аппаратура, созданная на их основе, имеет высокую стоимость и требует проведения периодических градуировочных работ. Трассовый контроль можно эффективно осуществлять лишь оптическими методами, используя различные полосы поглощения контролируемых газов. Появление в последние годы компактных нижнекрасных полупроводниковых излучателей, работающих в видимой и инфракрасной областях спектра, открывает новые перспективы для создания средств трассового контроля. С их применением проведено большое количество научно-исследовательских работ, анализируя результаты которых можно выделить ряд проблем, требующих своего решения при налаживании промышленного производства этих остро необходимых газоаналитических средств.

Применение наиболее простых из полупроводниковых излучателей - светодиодов ограничено их широкой полосой спектра. В некоторых практических приложениях (измерение концентрации  $CO$ ,  $CO_2$  и т.д.) при использовании интерференционных фильтров и дифференциальной методики удалось создать на их основе малогабаритные приборы для локального анализа. Разработка же трассовых светодиодных многоспектральных модулей нецелесообразна, вследствие методических и технических трудностей, возникающих при делении вооразвращающегося луча для селекции необходимых длин волн с помощью выбора интерференционных фильтров.

Высокая селективность анализа газовых компонент обеспечивается при использовании одномодовых лазеров. Выделение доминирующей моды обеспечивается технологией изготовления инжекционных лазеров и выбором режима их работы. Наиболее просто эти вопросы решаются в полосковых инжекционных лазерах на двухсторонней гетероструктуре с ограничением растекания носителей тока. Для достижения одномодовой генерации применяются селективные резонаторы, дифракционные решетки, используемые в качестве одного из зеркал резонатора, и распределенная обратная связь в резонаторе (РОС-лазеры). У лазеров на основе квантоворазмерных структур линии излучения стабильны в спектре и характеризуется чрезвычайно малой шириной, причем одномодовая генерация осуществлена при многократном превышении порогового тока. В некоторых случаях при контроле протекания технологических процессов и заранее известном качественном составе газовой среды возможно применение более дешевых лазеров, имеющих несколько мод. Естественно, эти моды не должны перекрываться с полосами поглощения других газов, присутствующих в смеси.

Широкое применение могут получить лишь газоаналитические средства, использующие лазерные диоды без криогенного охлаждения. Разработанные к настоящему моменту лазерные диоды без охлаждения излучают в области до 2,0 мкм, а с термоэлектрическим охлаждением в непрерывном режиме могут работать до 2,5 мкм и в импульсном - до 3,2 мкм.

Полупроводниковые лазеры на основе  $AlGaAs$ , излучающие в области 620...900 нм, могут быть использованы в системах определения влажности и концентрации кислорода. Лазеры со структурой  $InGaAsP$  и  $GaInAsSb$  перекрывают область 1200...2200 нм и позволяют осуществлять мониторинг многих газов, например,  $HF$  (1321 нм),  $H_2O$  (1393 нм),  $NH_3$  (1514 нм),  $H_2S$  (1575 нм),  $CH_4$  (1650 нм),  $CO_2$  (1950) и т.д. В этих областях используется поглощение на обертонах основных колебательно-вращательных полос, лежащих в средней области ИК-спектра. Интенсивность поглощения на обертонах на два...четыре порядка меньше, чем в основных полосах. Поэтому для повышения чувствительности анализа необходимо применение лазеров с большими длинами волн, что и иллюстрирует таблица, в которой показана пороговая чувствительность определения  $CO_2$  на различных длинах волн при длине поглощающего слоя 1 м.

$\lambda$ , мкм	1,432	1,602	2,004	2,779
$N$ , ppm	17	4,7	0,07	0,0025

Продвижение в длинноволновую область связывается с инжекционными лазерами на основе соединений  $A^I B^d$ . Так, лазерные диоды на основе  $CdPbS$  способны генерировать в диапазоне 2,5...4,3, а  $PbSSe$ -получатели на длинах волн 4,1...8,5 мкм. Лазерные диоды с  $GaInAsSb$  в  $CdPbS$  перекрывают интервал 2...3,5 мкм, который богат полами сильного поглощения  $CH_4$ ,  $CO$ ,  $CO_2$ ,  $HCN$ ,  $HCl$ ,  $N_2O$  и т.д.

Развитие номенклатуры лазерных диодов позволило вплотную подойти к созданию трассовых систем для оперативного многокомпонентного анализа. Можно выделить два пути их построения. Первый использует один модуль, на подложке которого плотно расположены несколько кристаллов лазеров. Этот модуль располагается в фокусе передающего объектива, а анализ ведется при поочередном включении лазеров. Прием приходящего с трассы излучения осуществляется на один фотоприемник. При этом получается очень компактная схема газоаналитического модуля, пригодная для трасс небольшой протяженности. К сожалению, для этой схемы наблюдается увеличение времени анализа, вызываемое необходимостью точной установки температуры каждого кристалла с помощью холодильника Пельтье, на котором укреплена общая подложка. Переходные процессы установки температуры обычно составляют несколько секунд. Вторым недостатком является смещение пятна излучения по угловому отражателю при переключении лазеров, что ограничивает длину контролируемой трассы. Применение лазеров на основе квантоворомерных гетероструктур позволило значительно снизить пороговые плотности тока. Они обладают высокой эффективностью и слабой чувствительностью к изменению температуры. Варьируя толщину активных слоев удастся в широком интервале перестраивать длину волны генерации, а переход к многослойным асимметричным гетероструктурам позволит осуществить генерацию на двух или более разбесенных частотах. Второй путь, использующий оптические волокна, свободен от этих недостатков. Каждый кристалл укрепляется на своем холодильнике Пельтье, а излучение поступает в фокус передающего объектива по волокну; через оптический соединитель, образованный свариванием оптических волокон, пристыкованных к лазеру. Наблюдаемая при этом некоторая потеря мощности практически не будет влиять на чувствительность анализа. Такая схема будет обладать несколько большими габаритами. Отметим, что при таком формировании когерентного излучения отсутствует паразитная модуляция, вызываемая интерференцией на фотоприемнике возвращающегося с дистанции когерентного излучения при изменении длины волны лазера.

Наибольшие трудности вызывает создание приемлемых на практике методов расчета концентрации газовых составляющих. Известные методы требуют прецизионного поддержания средней длины волны излучения лазера, пригодны лишь при применении одномодовых лазеров в точно известных параметрах лазерного излучения в используемых спектральных линиях поглощения. В ближней области ИК спектра находятся в основном обертоны полос поглощения, а близкое расположение колебательно-вращательных переходов, характерное для многих газов, в их сильное уширение при атмосферном давлении приводят к перекрытию линий, что не позволяет в общем случае найти аналитическое выражение для определения концентрации контролируемого вещества через интегральное поглощение группы линий. Еще более усложняет задачу модовый характер излучения полупроводниковых инжекционных лазеров и зависимость излучаемой ими мощности от параметров, управляющих их длиной волны. При многокомпонентном анализе возможные различия в концентрации контролируемых молекул и коэффициентов поглощения используемых спектральных линий приведут для фиксированной длины трассы к широкому диапазону изменения поглощения возбуждающего лазерного излучения (от сотых долей до 99%), что серьезно осложнит градуировку аппаратуры. Таким образом, для организации массового производства многокомпонентных средств требуется универсальный метод расчета концентрации газовых составляющих, свободный от указанных выше недостатков, не предъявляющий жестких требований к характеристикам передающего и приемного каналов, и позволяющий откалибровать аппаратуру лишь по одному значению концентрации для каждого контролируемого вещества. При решении этой проблемы необходимо применение корреляционных и других специальных процедур обработки массива получаемых возбуждающих сигналов, которые должны учитывать характеристики излучателей и форму контура поглощения контролируемых веществ. Для этого в процессе калибровки необходимо формировать опорный образ сигнала, который далее должен храниться в памяти управляющего микропроцессора и использоваться при оценке амплитуды измерительного сигнала с помощью оптимальных способов обработки. Это позволяет повысить потенциальную пороговую чувствительность анализа за счет улучшения отношения сигнал/шум, определять концентрацию в большом динамическом диапазоне с высокой точностью, не предъявляя при этом жестких требований к аппаратуре. Для дальнейшего повышения точности анализа необходимо контролировать давление и температуру среды, входы по значениям которых необходимо вносить поправки.

# МЕТОДЫ РАСЧЕТА КОНЦЕНТРАЦИИ КОНТРОЛИРУЕМЫХ ВЕЩЕСТВ В ЛАЗЕРНЫХ АБСОРБИЦИОННЫХ ГАЗОАНАЛИЗАТОРАХ

В. А. Фараго

Белорусский государственный университет, г. Минск

Из оптических методов контроля газовых сред наиболее перспективно применение абсорбционной лазерной спектроскопии. Технологические успехи последнего времени привели к созданию импульсных и непрерывных полупроводниковых инжекционных лазеров, которые могут работать в спектральной области от 0,6 до 3,0 мкм без криогенного охлаждения. С их применением появилась возможность на трассах всего десятки метров получать пороговую чувствительность определения содержания многих газов порядка  $10^{-7} \dots 10^{-9}$  объемной концентрации при высочайшей селективности.

Усилиями ученых различных стран создан ряд методов определения концентрации газовых составляющих. К наиболее известным из них можно отнести следующие:

- по амплитуде второй гармоники, образующейся в процессе сканирования спектральной линии излучением лазера с гармонической модуляцией его тока накачки;

- по отношению интегрального поглощения спектральной линии к величине сигнала, находящегося вне полосы поглощения;

- дифференциальный метод, основанный на использовании логарифма отношения амплитуд сигналов в центре полосы поглощения и вне полосы;

- наиболее часто применяемый в экспериментах метод, использующий отношение амплитуды первой производной от контура линии поглощения к амплитуде сигнала вне полосы поглощения.

Однако все эти методы требуют предельного поддержания средней длины волны излучения лазера, пригодны лишь при применении одномодовых лазеров, точно известных параметрах лазерного излучения и используемых спектральных линий поглощения. Ближкое расположение колебательно-вращательных переходов, характерное для многих газов, и их сильное уширение при атмосферном давлении приводит к перекрытию линий, что не позволяет в общем случае найти аналитическое выражение для определения концентрации контролируемого вещества через интегральное поглощение группы линий. Еще более усложняет задачу модовый характер излучения полупроводниковых инжекционных лазеров и зависимость излучаемой или мощности от параметров, управляющих их длиной волны. Известные методы не позволяют осуществлять точный расчет концентрации в большом диапазоне изменений содержания контролируемого вещества (при поглощении зондирующего излучения на контролируемой трассе от долей процента до почти полного), что будет вызывать большие трудности в процессе градуировки многокомпонентных газоаналитических средств. Серьезные ограничения, присущие существующим методам, уже в течение ряда лет препятствуют их внедрению в практику. Даже их авторы смогли создать лишь демонстрационные макеты, работающие только в лабораторных условиях.

Исключение указанных недостатков возможно при использовании кор-

резонансных и других специальных процедур обработки получаемого с дистанции сигнала, а также применении предварительной калибровки.

Интегральное излучение полупроводникового лазера можно представить в виде суммы мощностей мод

$$F(\theta) = F_s [1 + m_s(\theta)],$$

где  $\theta$  - параметр, управляющий длиной волны излучения лазера;  $F_s$  - суммарная мощность излучения мод в точке  $\theta_0$ , где функция  $m_s(\theta) = 0$ ,  $m_s(\theta)$  - нормированная функция, описывающая зависимость интегральной мощности от  $\theta$ . Поскольку ослабление излучения на дистанции описывается законом Бугера-Ламберта, то  $F(\theta)$  представим в экспоненциальном виде, используя известное степенное разложение,

$$F(\theta) \approx F_s \exp(m_s(\theta)).$$

Применение такого представления позволяет получить алгоритмы, удобный для практического использования. Предлагается в процессе калибровки регистрировать два сигнала: первый - при отсутствии контролируемого вещества, а второй - при известной концентрации этого вещества  $N_k$ . Далее по ним специальным образом необходимо сформировать образ сигнала  $y(\theta)$ , который должен храниться в памяти микропроцессора. При проведении измерений в рабочем режиме по зарегистрированному сигналу и сигналу, полученному при калибровке, аналогичным образом формируется измерительный сигнал  $x(\theta + \eta)$ . Здесь  $\eta$  описывает сдвиг положения измерительного сигнала относительно  $y(\theta)$ , который может возникнуть при нестабильности поддержания параметров излучения. Конечная расчетная формула для определения концентрации  $N$  при этом будет иметь вид

$$N = N_k (1 - A_{\text{max}} L/L_k)',$$

где  $L$  - длина контролируемой трассы,  $L_k$  - длина трассы при калибровке, а искомая амплитуда  $A_{\text{max}}$  измерительного сигнала определяется по максимальному значению нормированной корреляционной функции

$$K(\eta) = \int_{\theta_0}^{\theta_1} x(\theta + \eta) y(\theta) d\theta / \int_{\theta_0}^{\theta_1} y^2(\theta) d\theta,$$

где  $\theta_0$  и  $\theta_1$  - начальное и конечное значения диапазона изменения параметра перестройки длины волны лазера.

Обсуждаются методы повышения пороговой чувствительности абсорбционных трассовых газоанализаторов. Для исключения низкочастотных флуктуаций мощности приходящего с длиной трассы лазерного излучения, которые вызваны турбулентностью атмосферы, предлагается использовать отклонение сигналов, накапливаемых поочередно (через импульс) в двух каналах.

Предлагаемые способы определения концентрации газов позволяют исключить применение системы прецизионного поддержания температуры кристалла лазера и тока его инжекции. Они также нечувствительны к изменению параметров оптического и электрического каналов (состоянию среды, загрязненности оптических элементов, нестабильности усилителей) в линейном составляющим зависимости мощности излучения лазера от параметров перестройки его частоты.



МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛАЗЕРНО-ЛОКАЦИОННОЙ МЕТОДИКИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ  
ПЕРВИЧНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК НЕОДНОРОДНЫХ  
МОЛЕКУЛЯРНЫХ И АЭРОЗОЛЬНЫХ СРЕД

М. М. Кугейко, Д. М. Оношко

Белорусский государственный университет, г. Минск

Существенным недостатком лазерно-локационной диагностики молекулярных и аэрозольных сред (атмосферы, водных сред, облаков и т. п.) является необходимость использования априорной информации или допущений об исследуемой среде и, вследствие этого, невысокая точность измерений, особенно при исследовании неоднородных сред.

В докладе рассматривается разработанная авторами методика лазерно-локационных измерений в неоднородных рассеивающих средах, значительно снижающая объем используемой априорной информации или допущений и исключающая проведение дополнительных независимых измерений по определению опорных значений измеряемых характеристик. Методика основана на определении опорных значений коэффициентов ослабления (прозрачности) из сигналов обратного рассеяния, информативных относительно профилей определяемых параметров, коррекции регистрируемых сигналов на степень неоднородности среды (на величину изменения индикатрисы рассеяния в направлении назад) с установлением величины коэффициента коррекции. Методика включает также алгоритмы выделения границ неоднородностей при использовании регистрируемого сигнала обратного рассеяния.

Приводятся результаты численного моделирования известных методов определения профилей первичных оптических характеристик (метода последовательных слоев, метода Клетта, метода асимптотического сигнала) и предлагаемой методики. Ее эффективность оценивается также путем получения аналитических выражений для погрешностей. Показывается устойчивость предлагаемой методики к наличию резких границ раздела в рассеивающих средах. Отмечаются задачи, которые могут быть решены наиболее эффективно при использовании разработанной методики (контроль за выбросами в окружающую среду, зондирование облачности из космоса и т. п.).

## ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ЗАГРЯЗНЯЮЩИХ АТМОСФЕРУ ГАЗОВ НА НЕТРАДИЦИОННЫХ ПЕРЕХОДАХ ТЕА CO<sub>2</sub> ЛАЗЕРА

В. А. Горобец, В. О. Пстухов, С. Я. Точильной, В. Н. Чураков  
Институт физики им. Б.И. Степанова АН БССР, г. Минск

Экологическая обстановка, сложившаяся в последнее время, настоятельно требует создания лидарных систем, обеспечивающих дистанционное обнаружение, идентификацию и определение количественного содержания различных загрязняющих атмосферу химических соединений. Наиболее перспективными для решения таких задач являются автоматизированные системы на основе CO<sub>2</sub> лазеров, имеющих при высоких энергетических параметрах широкий диапазон перестройки частоты излучения, попадающий в окно прозрачности атмосферы, низкую расходимость, а также сравнительно простую и надежную конструкцию.

Однако область перестройки частоты генерации обычных CO<sub>2</sub> лазеров состоит из дискретных линий полос 00<sup>0</sup>1-10<sup>0</sup> и 00<sup>0</sup>1-02<sup>0</sup> ( $\lambda=9,2-10,8$  мкм). Вследствие этого, возможность использования таких лазеров для различных приложений, в том числе и для зондирования атмосферы, ограничена и зависит от случайного совпадения частот излучения и резонансов поглощения исследуемого вещества. Кроме того, наличие в окружающей среде углекислого газа приводит к заметным потерям интенсивности излучения при распространении в атмосфере на значительные расстояния.

Существенное расширение спектрального диапазона CO<sub>2</sub> лазеров может быть достигнуто за счет использования частот нетрадиционных переходов. Эффективная генерация, полученная нами в настоящее время в ТЕА CO<sub>2</sub> лазере на переходах оксидационных полос 00<sup>0</sup>2-10<sup>0</sup>1 и 00<sup>0</sup>2-02<sup>0</sup>1 ( $\lambda = 9,2-10,8$  мкм) и горячей полосы 01<sup>1</sup>1-11<sup>1</sup>0 ( $\lambda = 10,8-11,3$  мкм) более чем удваивает количество линий генерации, что дает возможность дополнительно детектировать большое количество вредных примесей. Важно также, что излучение нетрадиционных переходов практически не поглощается атмосферным углекислым газом.

На основе созданного нами ТЕА CO<sub>2</sub> лазера, входящего в состав лидарного комплекса, была разработана методика дистанционного детектирования опасных загрязнителей атмосферы на нетрадиционных переходах. Результаты расчета на основе современного банка спектроскопических данных для газовой смеси загрязнителей (HITRAN) с учетом реальных условий атмосферы и пробные эксперименты показали, что использование нетрадиционных переходов позволяет надежно с большой точностью определять малые концентрации на уровне ПДК и ниже таких газовых загрязнителей как HNO<sub>3</sub>, ClO, NO<sub>2</sub>, OCS, C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>, которые на линиях обычных переходов CO<sub>2</sub> лазера не детектируются.

Работа была частично поддержана грантом Фонда фундаментальных исследований РБ № Ф95-208.

## ПРИМЕНЕНИЕ ПЕРЕСТРАИВАЕМОГО В БЛИЗНЕЙ ИК-ОБЛАСТИ ЛАЗЕРНОГО ДИОДА ДЛЯ ОДНОВРЕМЕННОГО КОНТРОЛЯ СО И СО<sub>2</sub> В СМЕСИ ГАЗОВ

Л.И.Гуримович, В.А.Иванов, Н.К.Никоненко  
Институт физики им.Б.И.Степанова АН, Минск, Беларусь

Для автоматизации управления процессом сгорания топлива с целью повышения его интенсивности и экономичности важен оперативный контроль состава продуктов горения.

В данной работе описан оптический метод одновременного контроля изменения концентрации молекул СО и СО<sub>2</sub> в смеси газов. Для решения этой задачи использовались перестраиваемые по частоте полупроводниковые инжекционные лазеры с  $\lambda_r$  вблизи 1,57 мкм. Метод основан на быстрой регистрации с помощью лазерного диода (ЛД) спектров близко расположенных линий поглощения молекул СО и СО<sub>2</sub>.

Для выбора аналитического участка методом лазерной диодной спектроскопии были измерены с высоким разрешением (доли ангстрема) спектры поглощения данных газов в области обертоновых и составных частот. Дальнейший анализ проводился на дублете, состоящем из  $R_4$  линии поглощения молекулы СО с центром при 1,57032 мкм и  $R_{30}$  линии поглощения молекулы СО<sub>2</sub> с центром при 1,57027 мкм. Ширина линий составляла ~0,02 нм при давлении смеси 12000 Па, а расстояние между линиями в дублете было ~0,05 нм.

С использованием температурной перестройки частоты излучения лазера, изучены калибровочные зависимости величины полезного сигнала от концентрации молекул СО и СО<sub>2</sub> в газовой смеси. Установлено, что в пределах двух порядков изменений концентрации обоих окислов углерода наблюдается линейная зависимость интенсивности линий в дублете.

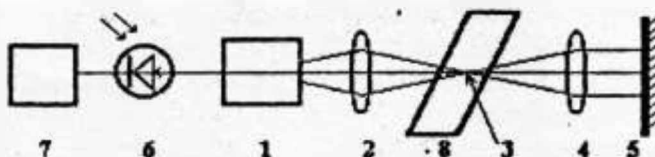
Для уменьшения времени измерения была использована токовая развертка частоты излучения лазера. При этом излучение ЛД одновременно модулировалось гармоническим и пилообразным токами накачки. Амплитуда пилообразного тока подбиралась таким образом, чтобы за один период сканирования частота излучения лазера изменялась в пределах только анализируемого дублета линий СО и СО<sub>2</sub>. Время регистрации варьировалось от 16 до 1/4 с. Чувствительность метода составила ~0,1 мг/л на оптическом пути 20 м. Верхний предел линейной зависимости измеряемых концентраций достигал 15 - 20 мг/л и определялся уширением линий давлением.

## ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ ЛАЗЕР С ВНЕШНИМ РЕЗОНАТОРОМ КАК ДАТЧИК ТВЕРДЫХ ЧАСТИЦ В ВОЗДУХЕ

В.И. Борисов, А.М. Крол, В.П. Макляков  
Институт прикладной оптики АН Б, г. Могилев

Внешний резонатор полупроводниковых лазеров (ППЛ) достаточно широко используется на практике для управления характеристиками генерируемого излучения путем внесения во внешний резонатор различных элементов. Эта задача облегчается тем, что в таких лазерах реализуется достаточно высокий коэффициент усиления.

В настоящем сообщении исследуется возможность применения полупроводникового лазера с внешним резонатором, как датчика твердых частиц в воздухе. Для этого использовался лазер ИЛПП-108. Внешний резонатор был образован двумя микрообъективами (двадцати- (2) и восьмикратным (4)), образующими телескопическую систему и "глухим" зеркалом (5). Схема лазера приведена на рисунке.



На зеркало 5 попадает квазипараллельный лазерный пучок, который отражается зеркалом обратно и попадает на встроенный в лазер фотодиод 6, электрический сигнал от которого регистрируется частотомером 7. На основе проведенных измерений величины фокального пятна и расчетов коэффициента потерь во внешнем резонаторе была изготовлена стеклянная кювета И, устанавливаемая под углом Брюстера так, чтобы фокальное пятно 3 находилось посредине кюветы.

Образованный таким образом датчик работает следующим образом. В кювету И всасывается воздух, который проходит область фокального пятна 3. Частицы пыли, попадая в область фокального пятна, вносят потери во внешний резонатор, что приводит к изменению мощности генерации. При этом генерация имеет вид импульсов, амплитуда которых зависит от размера пролетающих частиц.

В докладе анализируются возможности предложенного датчика.

## ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ СТАБИЛИЗАЦИЯ ИНФОРМАЦИОННОГО ПОЛЯ ОПТИЧЕСКОГО КОМПЬЮТЕРА

С. И. Чубаров, С. В. Шилова

Белорусский государственный университет, г. Минск

Оптический компьютер с регенеративной быстродействующей оптической памятью имеет как ряд потенциальных преимуществ перед известными моделями, так и ряд недостатков. Эти недостатки связаны с разрушением информационного поля в оптико-волоконной памяти как в процессе записи и хранения, а также считывания информации, обусловленным накоплением флуктуационных эффектов, возникающих в процессе регенерации информационного поля. Данные проблемы существенно обостряются при использовании в структуре оптического компьютера лазерных излучателей субнаносекундного быстродействия. Вероятностная структура флуктуаций данных колебательных систем с запаздыванием не может быть описана гладкими функциями, поскольку в спектре флуктуационных компонент имеются шумы не только типа  $f^{-4}$ , но и быстрые компоненты более высоких порядков. В данной ситуации попытки использования цифровых систем стабилизации информационного поля в структуре оптического компьютера не решают проблемы (стабилизация возможна лишь в среднем при очень низком коэффициенте стабилизации) при этом быстрые компоненты флуктуаций, которые наиболее существенно разрушают информационное поле, принципиально не устраняются (а при неправильно выбранных процедурах осреднения существенно усиливаются).

Нами разработан новый подход к параметрической фазовой стабилизации информационного поля оптического компьютера, начиная от процесса записи информации, включая процесс хранения и ее считывания. Данный подход позволяет реализовать структуру оптического компьютера с межфазовой когерентностью циклов записи, хранения и считывания. При этом открываются принципиально новые возможности по спектральному и статистическому уплотнению информационного поля компьютера с гарантированной точностью до длины волны стабилизирующего излучения, что снимает все ограничения на использование в структуре оптического компьютера лазеров субнаносекундного быстродействия.

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТАБИЛЬНОСТИ ЭЛЕКТРОННЫХ И ОПТОЭЛЕКТРОННЫХ КОНТУРОВ ДЗУ В РЕЖИМЕ СВОБОДНОЙ ГЕНЕРАЦИИ

К. Н. Коростик, С. И. Чубаров  
Белгосуниверситет, г. Минск.

Замена в оптоэлектронном динамическом запоминающем устройстве (ДЗУ) электрической линии задержки (ЭЛЗ) на оптическую (ОЛЗ) требует преобразования в нем электрических информационных импульсов в оптические и обратно. Для этого используют инжекционные лазеры (ИЛ) и фотоприемники (например лавинные фотодиоды (ЛФД)). Представляет интерес сравнительное исследование стабильности частоты рециркуляции  $f_0$  для электронных и оптоэлектронных ДЗУ.

Исследовалась стабильность частоты рециркуляции в замкнутом контуре в нескольких вариантах. В первом случае (вар.1) контур был образован ИЛ, ЛФД, пороговым формирователем (ПФ), используемым в качестве регенератора, ЭЛЗ и формирователем импульсов тока (ФИТ), а во втором случае (вар.2) — ИЛ, ОЛЗ, ЛФД, ПФ и ФИТ. При этом в обоих случаях задержки распространения сигнала  $t_3$  в контурах примерно совпадали (см. табл.).

Вариант контура	$t_3, \text{нс}$	$(\Delta f/f)_{\text{min}}$
1. (ЭЛЗ)	96	$1,8 \cdot 10^{-5}$
2. (ОЛЗ)	92	$1,6 \cdot 10^{-5}$
3. (ЭЛЗ, ОЛЗ)	169	$(0,1-0,3) \cdot 10^{-5}$
4. (ИЛ, ЭЛЗ)	150,450	$1,5 \cdot 10^{-5}$

Рассматривался также случай (вар.3) с ЭЛЗ и ОЛЗ в контуре. В ДЗУ использовались лазеры ИЛПН-108, фотоприемник ЛФД-2А, кварцевый многоходовый ВС и радиочастотный кабель типа РК-75-7-310.

Установлено, что стабильность  $f_0$  (за время  $\sim 10$  мин.) в оптоэлектронном ДЗУ в режиме свободной генерации незначительно превышает стабильность электронного ДЗУ [1]. Значительное повышение стабильности  $f_0$  в контуре по варианту 3, вероятно, связано с взаимной компенсацией дестабилизирующих факторов, воздействующих на ОЛЗ и ЭЛЗ. Для информационных импульсов длительностью 4нс и ошибки хранения  $B_n < 10^{-5}$  снижение  $\Delta f/f$  уменьшает время доступа к биту информации по сравнению с вар. 1,2,4 примерно на 20% [2].

1. Пракович В. И. // ПТЭ. - 1987. - №2. - С. 74.
2. Коростик К. Н., Поляков А. В. // Респ. конф. молод. уч. по электрон. - Мн.: Белгосуниверситет, 1994. - С. 67.

## ОПТИМИЗАЦИЯ ЗАМКНУТОГО ОПТОЭЛЕКТРОННОГО КОНТУРА С УЧЕТОМ ШУМОВ ЛАЗЕРА И ФОТОПРИЕМНОГО УСТРОЙСТВА

К. Н. Коростик, А. В. Поляков

Белорусский государственный университет, г. Минск

Основными причинами искажения информации, хранящейся в замкнутом оптоэлектронном контуре (ЗОК), являются ослабление и изменение формы сигнала при распространении импульсов излучения в волоконном световоде, ошибки детектирования, а также флуктуации интенсивности излучения лазера и шумы фотоприемного устройства. Это требует оптимизации ЗОК по критерию максимума отношения сигнал/шум ( $S/N$ ). С учетом температурной зависимости ширины запрещенной зоны, квантового выхода внутреннего фотоэффекта, темнового тока и коэффициента лавинного умножения лавинного фотодиода, а также температурной зависимости мощности излучения полупроводникового инжекционного лазера (ИЛ) такая оптимизация проведена в [1].

В данной работе учтены флуктуации интенсивности излучения лазера и шумы СВЧ-усилители, которые также температурнозависимы. Расчет выполнен для GaAlAs- и InGaAsP- ИЛ в трех диапазонах длин волн: 0,85-0,87 мкм; 1,3 мкм; 1,55 мкм.

Полученная модель позволит рассчитать параметры элементов ЗОК для получения максимального  $S/N$  при заданной температуре и определить требования к системе термостабилизации. Рассчитываемая температурная зависимость  $S/N$  позволяет оценить вероятность ошибки хранения информации в ЗОК. Это, в свою очередь, дает возможность определить граничную частоту следования оптических информационных импульсов для заданного значения вероятности ошибки хранения сигнала.

Результаты работы могут использоваться при создании динамических запоминающих устройств, способных работать в изменяющихся температурных условиях, а также при интерпретации результатов экспериментальных исследований физических явлений в замкнутом оптоэлектронном контуре.

1. Коростик К. Н., Малевич И. А., Поляков А. В. // Доклады Академии наук Беларуси. - 1996. - Т. 40, №4. - С. 54-58.

# МЕТОД ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ЭВОЛЮЦИИ ИНФОРМАЦИОННОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ ПРИ ДИНАМИЧЕСКОМ ХРАНЕНИИ В ЗАМКНУТОМ ОПТОЭЛЕКТРОННОМ КОНТУРЕ

К. Н. Коростик, А. Н. Шепелевич  
Белгосуниверситет, г. Минск

В оптоэлектронных аналоговых динамических запоминающих системах (ОАДЭС) из-за инерционности лазера-излучателя, дисперсионных свойств волоконного световода и шумов элементов замкнутого оптоэлектронного контура (ЭОК) информационная импульсная последовательность в процессе хранения разрушается [1]. Многопараметрический теоретический анализ эволюции информационной последовательности (ЭИП) в ЭОК, использующий приближенные методы расчета, требует экспериментальной проверки.

Предлагается метод экспериментального исследования ЭИП, основанный на периодической записи в ЭОК образцовой импульсной последовательности и считывании деградировавшей последовательности через последовательно выбираемое число циклов хранения [2].



Экспериментальная установка для такого исследования (см. рис.) содержит формирователи запускающего импульса и образцовой последовательности ФЗИ и ФФП, формирователи огибающей Ф01 и Ф02, счетчик с изменяемым коэффициентом пересчета СЧ и управляемый ключ К. Для запуска электронного осциллографа ЭО

используется сигнал Ф01, а на сигнальный вход ЭО или измерителя временных интервалов ИВИ подается сигнал накачки лазера или фотоприемника.

Разработанный метод и аппаратура позволяют проводить анализ деградации всех параметров информационной последовательности (числа, длительности и амплитуды импульсов, а также интервалов между ними). Метод может использоваться как в ОАДЭС, так и чисто оптических кольцевых системах хранения информации.

1. Korostik K. N., Malovich I. A., Evseev M. V. // Proc. SPIE 1993, V. 2161.
2. Коростик К. Н., Тхачев Е. О. // ПТЭ. 1994, № 3. С. 210-211.



## ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ И ЭЛЕМЕНТНАЯ БАЗА АВТОМОБИЛЬНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ЛОКАТОРОВ

В. А. Фараго, В. Г. Пякулук

Белорусский государственный университет, г. Минск

Значительная часть дорожно-транспортных происшествий шьвается несоблюдением безопасной дистанции движения вследствие невнимательности участников транспортных потоков или других причин. Поскольку мобильные средства объективной оценки этой дистанции практически отсутствуют, то водителям приходится определять ее на основе своего эмпирического опыта и субъективного анализа складывающейся дорожной ситуации. Существующая потребность в таких средствах вызвала появление ряда зарубежных программ по внедрению автомобильных локаторов малого радиуса действия, использующих СВЧ излучения или световые импульсы. Они предназначены для поддержания безопасной дистанции между автомобилями при их движении по одной полосе на автобанах высокого класса.

Дорожные условия нашей республики и стран СНГ требуют создания более функционально разнообразного автомобильного локатора с увеличенной до 100...150 м дальностью действия. Причем узкие дороги требуют ограничения поля обзора локатора габаритами автомобиля, на котором он установлен. Для эффективной работы локатор должен выполнять следующие функции:

- учитывать состояние дорожного полотна, загрузку и текущую скорость движения автомобиля определять тормозной путь;
- по величине тормозного пути формировать 3 области (зону безопасных расстояний до возможных препятствий; зону предупреждения; зону опасности);
- периодически зондировать пространство по курсу движения автомобиля и при возникновении препятствия измерять расстояние до него;
- по двум последовательным примеркам дальности вычислять скорость сближения с препятствием;
- анализировать складывающуюся ситуацию, определяя по дальности и скорости сближения с препятствием, в какой зоне находится автомобиль;
- при попадании в зону возможного столкновения или непосредственной опасности формировать соответствующие звуковые сигналы;
- следить за наличием осознанного маневрирования автомобиля (учитывая предысторию поворотов рулевого колеса) на случай засыпания водителя, при отсутствии в течение нескольких секунд поворотов рулевого колеса генерировать звуковой сигнал предупреждения и автоматически увеличивать дистанцию безопасности.

В докладе подробно обсуждаются требования к характеристикам локаторов, принципы расположения оптических головок. Отмечаются очень жесткие требования к надежности локатора, обусловленные реальными условиями эксплуатации автомобиля.

Рассмотрено несколько вариантов построения автомобильных локаторов с использованием непрерывного и импульсного излучения. Отмечает-

ся, что наиболее оптимальными по стоимости и габаритам будет применение полупроводниковых импульсных излучателей с пиковой мощностью 10...15 Вт.

Основные ограничения на мощность зондирующих лазерных импульсов определяются требованиями безопасности зрения водителей встречных автомобилей. Поэтому диаграмма направленности излучения на расстояниях до 100...150 м не должна выходить за габариты автомобиля. На больших расстояниях пиковая освещенность от лазера мощностью 10 Вт будет составлять примерно  $2,5 \cdot 10^{-4}$  Вт/см<sup>2</sup>, а средняя (при длительности импульса 150 нс и частоте повторения 5 Гц) -  $4 \cdot 10^{-10}$  Вт/см<sup>2</sup>, что совершенно безопасно. Очевидно, что локатор должен осуществлять зондирование пространства по курсу движения только при скоростях, превышающих 20 км/ч, и использоваться в основном на загородных трассах.

Рабочие характеристики и габаритно-энергетические параметры импульсного автомобильного локатора в основном определяются возможностями элементной базы, используемой в излучающих и приемных блоках. Широко выпускаемые в настоящий момент мощные импульсные неохлаждаемые геттоионные полупроводниковые лазеры обладают малыми габаритами и позволяют формировать импульсы длительностью 10...100 нс с пиковой мощностью десятки ватт. Токи накачки при этом составляют десятки ампер. Поэтому основной объем излучающего блока будет определяться габаритами генератора накачки. В докладе обсуждаются их схемы. Показано, что наиболее простой схемой и наименьшими габаритами обладают генераторы, использующие разряд конденсатора через лавинный транзистор.

Наибольшие трудности вызывает создание приемных блоков. Для уменьшения диаметра приемного объектива необходимо применение быстродействующих чувствительных приемников с малой приемной площадью. Среди полупроводниковых фотоприемников необходимыми характеристиками обладают лавинные фотодиоды ЛФД. Современные ЛФД обеспечивают усиление первичного фототока на уровне  $10^4$  при относительно низком шум-факторе, что не требует использования сложных широкополосных усилителей. Применение узкополосных интерференционных фильтров для уменьшения фоновых засветок позволяет обеспечить пороговую чувствительность фотоприемного блока около  $10^{-12}$  Вт/Гц<sup>1/2</sup> на длинах волн около 0,9 мкм. Расчеты и экспериментально полученные данные показывают, что современная элементная база позволяет создать портативные импульсные оптические локаторы с дальностью действия 100...150 м при небольших габаритах приемно-передающих оптических головок, которые можно устанавливать внутри салона на лобовом стекле автомобиля.

Проведенные исследования позволяют приступить к опытно-конструкторским работам по созданию автомобильных оптических локаторов переднего обзора, которые могут использоваться для повышения безопасности движения на автопоездах дальнего следования, междугородных автобусах и легковом автотранспорте. Также они могут применяться в автошколах при формировании у курсантов начальных навыков по правильному определению безопасной дистанции движения в различных условиях.

## ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ПЕРЕДАЧИ ДЛЯ АНТЕНН

А. В. Сидоронко

Белорусский государственный университет, г. Минск

При разработке и исследовании фазированных антенных решеток наиболее перспективной является применение волоконно-оптических систем при решении следующих задач:

- 1) определения параметров направленности антенны по результатам измерений амплитудно-фазового распределения поля в ближней зоне для передачи гетеродинного сигнала к зонду;
- 2) при использовании диаграммообразующих схем в многолучевых антенных решетках для формирования необходимой диаграммы направленности;
- 3) для передачи синхронизирующих сверхвысокочастотных сигналов от центрального процессора к гетеродинам приемо-передающих узлов удаленной решетки.

Основные аспекты решения первых из двух названных задач приведены в работах [1,2]. При решении последней проблемы возникают некоторые сложности, связанные с отсутствием волоконно-оптической элементной базы для трактов с прямой модуляцией оптического сигнала миллиметровым излучением, как это может быть сделано в деци- и сантиметровом диапазонах волн.

Одним из возможных решений указанной задачи в области миллиметровых волн является метод оптической инжекции. Использование нелинейных режимов работы полупроводникового лазера и твердотельного генератора позволяет осуществить синхронизацию последнего на параметрически родственных частотах лазера и генератора так, что синхронизация генератора обеспечивается сигналом миллиметрового диапазона. При этом полоса частот по СВЧ сигналу волоконно-оптической линии передачи значительно ниже.

В данной работе рассмотрены возможности использования методов оптической инжекции для синхронизации сверхвысокочастотных генераторов на примере системы распределения сигналов для антенны.

Для анализа волоконно-оптической системы распределения сигналов разработан алгоритм и осуществлена его программная реализация. Разработанный алгоритм дает возможность определить параметры синхронизируемого сверхвысокочастотного генератора на примере твердотельного генератора на лажинно-пролетном диоде: полу-

су частот синхронизации при прямой и непрямой оптической инжекции, мощность синхронизирующего сигнала, уровень амплитудных и частотных шумов, коэффициент шума, возникающего вследствие девиации частоты. Программная реализация позволяет задать пользователю такие параметры системы распределения, как усиление, мощность синхронизирующего сигнала и т.д. с тем, чтобы определить топологию системы и в первом приближении получить результаты, необходимые для выполнения модуля. Реализация программного обеспечения разработанного алгоритма предусматривает введение подпрограммы для расчета уровня гармонических составляющих при модуляции полупроводникового лазера в режиме большого сигнала и подпрограммы расчета проводимости лавинно-пролетного диода.

Анализ полученных результатов показывает, что для передачи синхронизирующих сигналов к удаленной решетке может быть использована волоконно-оптическая система распределения СВЧ сигнала с оптической инжекцией в твердотельный генератор, причем по ряду таких параметров, как диапазон синхронизации и уровень частотных шумов, целесообразно использовать метод непрямой оптической инжекции.

1. Сидоренко А.В., Курило В.С. Экспериментальные исследования волоконно-оптических систем применительно к построению диаграммообразующих схем// Радиотехника. 1996, № 3. - С. 122-125.
2. Сидоренко А.В., Курило В.С. Волоконно-оптические линии передачи для оптических устройств// Изв. ВУЗов СССР. Сер. Радиоэлектроника. - 1990. - 1990. - № II. - С. 77-79.

## ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ ЛАЗЕРНОЙ ОБРАБОТКИ МЕТАЛЛОВ

Н.С.Казак, А.В.Киреев, С.Л.Мойсейчук, Н.В.Мазеев, А.Т.Малащенко,  
В.К.Павленко, А.А.Рижевич, Е.Г.Катранжи

Институт физики им. Б.И.Степанова, ОКБ "Аксикон" АНБ, г.Минск,  
Гомельский госуниверситет им Ф.Скорины, г.Гомель

Разработан лазерный технологический комплекс (ЛТК) для сварки, резки и термообработки металлов и сплавов в металлообрабатывающей, приборостроительной, машиностроительной отраслях промышленности, в ювелирном и авторемонтном производстве и в медицине.

ЛТК построен по модульному принципу с возможностью замены и модернизации составных узлов в зависимости от технологических задач. В состав ЛТК входят оптико-механический блок с импульсным лазерным излучателем на АИГ:  $Nd^{3+}$ , системы накачки, управления и охлаждения. Двойной блок питания с индуктивно-емкостным преобразователем напряжения в ток, состоящий из восьми базовых модулей с зарядной мощностью по 1,5 кВт, позволяет гибко изменять параметры лазерного излучения, обеспечивая режимы, необходимые для проведения технологических процессов: энергию накачки до 800 Дж, длительность импульса до 14 мс при частоте следования до 15 Гц и энергии импульса генерации до 16 Дж.

На базе ЛТК собрана экспериментальная установка для изучения оптико-физических закономерностей взаимодействия мощного лазерного излучения с металлами с целью оптимизации технологических процессов сварки и резки. Исследованы зависимости глубины проплавления стали от плотности мощности лазерного излучения при различных длительностях электрического импульса накачки. Разработана технология сварки стали 12Х18Н10Т и сплава пермаллой 81НМА по типам соединений ГОСТ 28915-91 С1, С2, С4, Т1, Т2, Н2, и без применения инертных газов. С целью определения оптимальных режимов сварки проверена прочность полученных сварных швов на разрыв. Проведены предварительные исследования процессов взаимодействия мощного лазерного излучения с латуной, алюминием, титаном, серебром.

## ЛАЗЕРНЫЙ СТАНОК ДЛЯ РЕЗКИ ПРОФИЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ИЗ ПРЕДВАРИТЕЛЬНО ЗАКАЛЕННОГО ЛИСТА

Ч.-С. Сипавичюс, Р. Шляжас\*, П. Вайтекунас\*

Институт физики, Вильнюс, \*Институт энергетики, Каунас.

В процессах лазерной обработки материалов одно из доминирующих мест (около 60%) занимает лазерная резка деталей из листового материала. В настоящее время имеется большой спрос на лазерную обработку материалов для нужд рекламы и прогрессивных технологий. Лазерную обработку, как наиболее прогрессивную, в настоящее время используют вместо холодной штамповки аустенитных и высоколегированных сталей, оргстекла, слюды, а также при изготовлении деталей, в которых имеются узкие щели с острыми углами, перемычки.

Представлены результаты по исследованию лазерной резки плоских элементов сложного контура из листа нержавеющей стали. Также рассматриваются вопросы создания специализированного лазерно-технологического комплекса (ЛТК) для изготовления компрессорных клапанов для тракторных двигателей. При этом основное внимание уделялось:

- 1) технологическим аспектам чистовой лазерной резки [1];
- 2) вопросам истечения газовой струи из сопла малого диаметра [2];
- 3) блочно-модульной схеме управления процессами ЛТК, созданной фирмой "Precizika";
- 4) системе линейного перемещения оптики.

1. Ch. Sipavichyus, P. Vaitiekunas, E. Milutis. On determination of critical characteristics of gas jet under finishing laser cutting // SPIE - The International Society for Optical Engineering. 5th International Conference on "Industrial Lasers and Laser Applications '95". P series, Vol. 2713, p. 259-266.

2. Ch. Sipavichyus, R. Chlezhas, P. Vaitiekunas, E. Milutis. On determination of critical characteristics of gas jet under high quality laser cutting. Experimental investigations // SPIE - The International Society for Optical Engineering. 5th International Conference on "Industrial Lasers and Laser Applications '95". P series, Vol. 2713, p. 267-273.

# ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В СЛОЖНЫХ ОРГАНИЧЕСКИХ КОМПЛЕКСАХ МЕТОДОМ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Э.А. Чернявская, Е.Г. Жгирова

Белгосуниверситет, г. Минск

В данной работе представлена компьютерная модель миграции энергии в фотосинтетической единице (ФСЕ) фотосинтезирующих организмов (ФСО) и локализации возбужденной энергии в реакционном центре (РЦ). В модели учитывается спектральная и пространственная гетерогенность (несколько спектральных форм хл<sup>а</sup>"), процесс синглет-синглетной аннигиляции между различными спектральными формами, структура реакционного центра и профиль лазерного импульса. Реакционный центр моделировался как комплекс PIQ с семью возможными состояниями: PIQ, P<sup>+</sup>IQ, P<sup>+</sup>I<sup>-</sup>Q, P<sup>+</sup>IQ, PIQ<sup>-</sup>, P<sup>+</sup>IQ<sup>-</sup>, P<sup>+</sup>I<sup>-</sup>Q<sup>-</sup>. В работе рассчитаны матрицы скоростей миграции энергии и S-S аннигиляции между различными спектральными формами хл<sup>а</sup> для гомогенной и гетерогенной ФСЕ. Константы скоростей миграции от i до j спектральной форм пигментов рассчитывались по формуле:

$$k_{ij} = R_0 \frac{1}{\tau_0 n \times m} \sum_{k=1}^n \sum_{l=1}^m (r_{kl}^i)^{-6}, \quad (1)$$

где  $R_0$  - радиус Ферстера;  $\tau$  - время затухания флуоресценции свободного донора;  $n, m$  - числа молекул донора и акцептора;  $r$  - расстояние между  $k$ -й молекулой  $i$ -спектрального типа хл<sup>а</sup> и  $l$ -й молекулой  $j$ -спектрального типа хл<sup>а</sup>. Процесс миграции энергии между различными компонентами модели ФСЕ описывался системой балансных уравнений. Система решалась методом Рунге-Кутты в среде МАТЛАВ.

На основе предложенной модели исследовались кинетики населенностей каждой формы ССА и РЦ при воздействии импульсного лазерного излучения гауссовской формы (2-я гармоника YAG: Nd<sup>3+</sup>-лазера,  $\lambda_{\text{лаз}} = 532 \text{ нм}$ ). Сделаны качественные и количественные оценки воздействия на систему нелинейных эффектов. Показано, что нелинейная зависимость флуоресценции фотосинтезирующих организмов от  $I_{\text{лаз}}$  в основном определяется S-S аннигиляцией ССА. Однако при малых мощностях воздействующего импульса преобладающим является влияние формы лазерного импульса. Эту зависимость можно аппроксимировать эмпирической формулой  $\Phi = \lambda \sqrt{I_{\text{лаз}}} + \beta$ , где  $\Phi$  - отношение интенсивности флуоресценции фотосинтезирующих организмов к  $I_{\text{лаз}}$ .

## АППАРАТУРА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ КИНЕТИКИ НАКОПЛЕНИЯ ФОТОСЕНСИБИЛИЗАТОРОВ-ПОЛЮМЕТИНОВЫХ КРАСИТЕЛЕЙ IN VIVO

Е.С. Воропай, М.П. Самцов, В.Н. Чалов  
НИИ прикладных физических проблем им. А.Н. Савченко,  
Минск, Беларусь

Фотодинамическая терапия (ФДТ) злокачественных новообразований получает все более широкое распространение как в экспериментальной, так и в клинической онкологии. С помощью этого метода достигнут значительный прогресс в лечении онкологических заболеваний. Одна из проблем, возникающих при использовании метода ФДТ - это определение оптимального времени накопления фотосенсибилизаторов в опухолевых тканях и исследование кинетики их вывода. Нами разработан и испытан на лабораторных животных комплекс аппаратуры, позволяющий по флуоресценции фотосенсибилизаторов определять изменение их концентраций в биологических тканях in vivo.

Комплекс рассчитан на регистрацию флуоресценции в спектральном диапазоне 400-900 нм. Возбуждение флуоресценции осуществляется излучением криптонового (647 нм, 676 нм), аргонового (457-514 нм) или инжекционного полупроводникового (807 нм) лазеров. Мощность возбуждающего светового излучения на образце достигает 0.2 Вт. Для подведения к образцу возбуждающего излучения и сбора его флуоресценции использованы волоконные световоды. Аппаратура позволяет производить оперативный неинвазивный контроль за изменением концентрации фотосенсибилизатора в тканях животного. С помощью описанной аппаратуры исследована динамика накопления ряда полуметинных красителей, перспективных для фотодинамической терапии злокачественных опухолей.

Сравнение использованного нами и традиционных методов исследования динамики накопления и вывода красителей из тканей животных выявил значительный выигрыш разработанной аппаратуры по времени и затратам на проведение измерений.



Д. В. Алексеев, А. М. Лисенкова, И. С. Манак  
Белгосуниверситет, г. Минск

Лазерная ангиопластика — быстро развивающаяся область применения лазеров в медицине. Причем наиболее часто используются мощные лазеры на парах меди, аргоновые, лазеры на алюмо-иттриевом гранате. Полупроводниковые лазеры среднего ИК диапазона (0,7 — 0,8 мкм) имеют ряд преимуществ в связи с их высокой эффективностью, легкостью управления параметрами излучения, конструктивными особенностями, меньшим поглощением их излучения гемоглобином крови, разработанностью для них высокоэффективных световодов и микролинзовых элементов.

Задача лазерной ангиопластики состоит в том, чтобы удалить патологическую ткань из кровеносного сосуда без перфорации его стенок с малой вероятностью повреждения здоровых тканей. На эффективность использования полупроводниковых лазеров в ангиопластике большое влияние оказывают параметры лазерного излучения, расположение световода относительно стенок кровеносного сосуда, плотность излучения на патологической ткани, например, атеросклеротической бляшке, окрашивание объекта воздействия и среда, в которой происходит взаимодействие лазерного излучения с биообъектом. При использовании лазеров, работающих в непрерывном режиме, в основном преобладает тепловое действие, которое проявляется при средних мощностях ( $> 30 \text{ мВт}$ ) в эффектах коагуляции и денатурации, а при больших мощностях — в эффекте испарения тканей. В импульсном режиме взаимодействие излучения с биотканями может носить взрывной характер и сопровождаться как тепловыми эффектами, так и образованием в биотканях волн сжатия и разрежения.

В работе проанализировано влияние плотности мощности в выходном сечении световода в зависимости от коэффициента поглощения гемоглобином, угла расхождения светового пучка на выходе микролинзового элемента при применении полупроводникового лазера. Проведено сравнение с другими типами лазеров. Показана перспективность использования полупроводниковых лазеров в ангиопластике.

## ПРОБЛЕМЫ ЛАЗЕРНОЙ СПЕКТРОМЕТОМЕТРИИ В МЕДИЦИНЕ И НЕКОТОРЫЕ ИХ РЕШЕНИЯ

М.М. Кутеяко

Белорусский государственный университет, г. Минск

Важное место среди методов медицинской диагностики занимают спектральные и нефелометрические методы, поскольку рассеяние и поглощение являются основными процессами, определяющими прохождение света в газообразных, жидких и биологических объектах. Существующие в настоящее время лазерные (нефелометрические и спектральные) методы диагностики медицинских объектов и устройства, созданные на этой основе, не отвечают современным требованиям (эксплуатационным, по точности, оперативности, возможностям автоматизации и т.п.) из-за влияния на точность измерений принципиально неустранимых в применяемых подходах решения задачи известными приемами таких факторов, как используемая априорная информация или допущения об исследуемом объекте, изменения аппаратурных констант приемно-излучающих и измерительных блоков, невозможность коррекции результатов измерений, искаженных влиянием физических процессов и аппаратуры.

В докладе рассматриваются некоторые решения отмеченных только что проблем. Отличительной чертой рассматриваемых разработок является их устойчивость к изменениям аппаратурных констант приемно-излучающих и измерительных блоков, оптического пути сигнала, загрязнению оптических элементов системы, а также исключение или уменьшение объема используемой априорной информации или допущений об исследуемом объекте. Кроме того, в данных системах, требующих использования квант, значительно ослабляются требования по защите их от загрязнений. Оценивается эффективность диагностирования некоторых биологических объектов предлагаемыми системами как путем получения аналитических выражений для погрешностей, так и численным моделированием.

## ЛАЗЕРНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ В БИМЕДИЦИНСКИХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

М.М. Кутейко, А.М. Лисенкова, А.Н. Собчук,  
Белгосуниверситет, г. Минск

Метод лазерной спектроскопии комбинационного рассеяния (КР) в последние годы завоевал прочные позиции в арсенале современных физических методов исследования биологических молекул. Появление надежных мощных лазерных источников, позволяющих возбуждать спектры КР, создание нового поколения высокочувствительных КР-спектрометров, развитие систем обработки сигналов расширило возможности применения метода для решения задач молекулярной биологии, медицины, биотехнологии, генетической инженерии. Лазерная спектроскопия КР имеет ряд преимуществ по сравнению с другими методами оптической спектроскопии:

- 1) она может быть использована для изучения водных растворов, т.к. интенсивность спектра КР воды невелика;
- 2) для исследований необходимы небольшие объемы вещества (объем образца определяется диаметром сфокусированного лазерного луча и с применением оптики может быть порядка  $1 \text{ мкм}^3$ );
- 3) метод позволяет изучать биомолекулу в любом агрегатном состоянии и широко варьировать условия эксперимента;
- 4) возможно быстрое получение спектра КР (за 1с);
- 5) высокая интенсивность линий в резонансных спектрах КР позволяет исследовать соединения в очень малых концентрациях. Спектры КР очень чувствительны к взаимодействию различных функциональных групп в молекулах, изменению конфигурации молекул и межмолекулярным взаимодействиям, поэтому очевидны диагностические возможности метода для мониторинга развития патологического процесса, метаболизма, распределения токсинов и лекарственных веществ в организме и т.п. Так как интенсивность линий КР пропорциональна концентрации рассеивающих центров, спектры КР удобно использовать для количественного анализа микроструктуры объектов.

В работе проанализирована возможность определения форменных элементов крови с помощью спектров комбинационного рассеяния. Оценена возможность определения полидисперсности эритроцитов, тромбоцитов и лейкоцитов.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ СОВМЕСТНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА БИОТКАНИ

Д. А. Дутов, А. М. Лисенкова  
Белгосуниверситет, г. Минск

При совместном воздействии лазерного излучения и магнитного поля на биоткани происходит не простое суммирование воздействий, а развиваются качественно новые процессы, всестороннее изучение которых представляет научный и практический интерес.

Работа посвящена математическому моделированию процессов взаимодействия лазерного излучения с биотканями при воздействии внешнего магнитного поля. В качестве биообъекта рассматривалась кровь человека, состоящая из двух главных компонент: плазмы и форменных элементов. Плазма ионизируется более чем на 97%, а форменные элементы имеют величину ионизации близкую к 10%, поэтому эти основные компоненты определяют общие оптические свойства крови. Разработанная программа позволяет рассчитывать и анализировать изменение оптических коэффициентов преломления плазмы и форменных элементов при различных напряженностях магнитного поля, что может быть использовано для диагностики злокачественных заболеваний крови. При расчете учитывается изменение интенсивности отраженного лазерного луча, а также различная форма представления оптического коэффициента преломления: анизотропная тензорная форма (т.к. магнитное поле влияет на все заряженные частицы и ионизированные атомы), и обычная изотропная, соответственно при воздействии магнитного поля и без него.

В качестве математической модели используется система нелинейных алгебраических уравнений, решаемых методом Ньютона, а упрощенная система решается методом Крамера. Результаты математического моделирования можно представить в виде таблиц или записать в отдельный файл с последующим выводом на любое периферийное устройство. Реализована возможность построения и анализа данных в виде семейства кривых и графиков с использованием пакета графических приложений интегрированной среды BORLAND PASCAL. Программа написана на языке TURBO PASCAL и может быть реализована на любой ЭВМ, совместимой с IBM PC.

## СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ФОРМЕННЫХ ЭЛЕМЕНТОВ КРОВИ

М. М. Кугейко, Е. В. Сюркина

Белорусский государственный университет, г. Минск

Существует множество различных биофизических и биохимических методов анализа форменных элементов крови, которые основаны на использовании специальной оптики и электронной микроскопии. Однако эти методы не удовлетворяют практическим требованиям по оперативности, точности и эксплуатационным характеристикам. Для существующих оптических методов их точность зависит от погрешности измеряемых сигналов, нестабильности аппаратных констант измерительной техники, загрязнений оптики и т.п.

Целью данного сообщения является оценка возможностей и эффективности метода многочастотного лазерного зондирования дисперсных сред для диагностики форменных элементов крови.

Микроструктура дисперсных сред обычно описывается распределением числа частиц по размерам  $r$ . В оптических экспериментах измеряются значения коэффициентов ослабления  $\beta$  в некотором интервале длин волн  $\lambda = [\lambda_{\min}, \lambda_{\max}]$ , а искомое распределение  $n(r)$  определяется из соотношения

$$\beta(\lambda) = N \int_0^{\infty} K(\varphi, m, \lambda) \pi r^2 n(r) dr,$$

где  $N$  – концентрация частиц в единице объема,  $K(\varphi, m, \lambda)$  – фактор эффективности рассеяния,  $m$  – показатель преломления,  $\varphi = 2\pi r/\lambda$  – безразмерный параметр,  $n(r)$  – функция распределения частиц по размерам.

Как следует из [1], при измерениях на длинах волн  $\lambda$  при  $1 - 7$  погрешность восстановления микроструктуры аэрозоля из лидарных измерений составляет 5%. При этом предполагалось, что погрешность определения  $\beta$  составляет единицы процентов. Получить значения  $\beta$  для анализа форменных элементов крови с отмеченной точностью можно описанным в [2] методом, погрешность которого зависит практически только от погрешности измеряемых сигналов.

1. Наац И.Э. Теория многочастотного лазерного зондирования атмосферы. – Новосибирск.: Наука, 1980. – 155 с.
2. А. с. СССР N 1603254. Способ определения прозрачности рассеивающих сред. /Кугейко М.М. и др. – Б.И. 1990, N 40 – с. 48.

# КОМПЬЮТЕРНЫЙ АНАЛИЗ РЕЖИМОВ РАБОТЫ ИНЖЕКЦИОННОГО ЛАЗЕРА С НАСЫЩАЮЩИМСЯ ПОГЛОТИТЕЛЕМ

А.А.Афоненко, И.С.Малах  
Белгосуниверситет, Минск

Одним из путей увеличения амплитуды и уменьшения длительности импульсов генерируемого излучения является создание области насыщающегося поглотителя в активном слое полупроводникового лазера. Кроме того, полупроводниковый лазер с насыщающимся поглотителем по сравнению с обычным однодольным лазером позволяет реализовать дополнительно режимы генерации самоподдерживающихся пульсаций, а также бистабильности мощности генерируемого излучения.

Анализ режимов работы лазера с насыщающимся поглотителем осуществляется при численном решении на ЭВМ нелинейных кинетических уравнений, описывающих баланс плотности фотонов в резонаторе, концентрации неравновесных носителей заряда в усиливающей секции лазерного диода и в секции, в которой уменьшено время жизни носителей заряда (насыщающемся поглотителе).

Разработанный программный комплекс представляет собой интегрированную программную систему, функционирующую на ПЭВМ, совместимых с IBM PC (графические адаптеры CGA, EGA, VGA, SUPER VGA), под управлением операционной системы MS DOS версии 3.30 и выше, позволяющую осуществлять:

- управление данными (редактирование в диалоговом режиме в стандарте Turbo Vision, корректирование ошибочно введенной информации, визуализацию результатов);
- моделирование физических процессов в полупроводниковых инжекционных лазерах.

Численное интегрирование системы дифференциальных уравнений производится неявным методом второго порядка. Программное обеспечение позволяет получать статические и динамические решения системы скоростных уравнений, проследить влияние исходных данных на режимы генерации лазера, рассчитывать параметрические зависимости амплитуды, длительности и частоты пульсаций излучения. Это дает возможность выбрать оптимальные значения параметров для реализации того или иного режима работы лазера.

Настоящая работа частично поддержана Международной Соросовской Программой в области точных наук.

## О КОМПЬЮТЕРНОМ МОДЕЛИРОВАНИИ ОБЪЕМНЫХ ГОЛОГРАММ

Викт. В. Шепелевич, В. А. Жданко

Мозырский государственный педагогический институт

Компьютерное моделирование физических процессов — перспективное направление дидактики, способное совершить значительный скачок в повышении эффективности преподавания физической науки. Голография — сравнительно молодая ветвь одного из разделов физики — оптики, поэтому многие ее проблемы еще не получили достаточной методической проработки.

Целью настоящего сообщения является ознакомление с разработанной авторами программой моделирования процессов записи и считывания объемных голограмм Денисюка в регистрирующей трехмерной среде.

Применяется традиционная модель записи и считывания объемных голограмм: в местах максимальной интенсивности интерференционной картины, образованной наложением опорной и предметной волн, образуются полупрозрачные "зеркала", то есть области с измененным показателем преломления или коэффициентом поглощения.

Процесс моделирования записи и считывания голограммы двух сферических волн состоит из следующих этапов:

1) моделирование картины наложения сферических волн, излученных двумя сферическими источниками;

2) построение поверхностей наибольшего отражения (зеркальности), которые имеют характер семейств гиперболоидов вращения (в сечении — семейство гипербол) на фоне картины наложения сферических волн;

3) выделение сечений семейства гиперболоидов на фоне двух источников сферических волн;

4) моделирование взаимодействия считывающего светового луча с гиперболическим зеркалом;

5) моделирование частичного отражения предметной волны от системы полупрозрачных гиперболических зеркал;

6) исследование зависимости результатов записи и считывания голограммы от расстояния между источниками сферических волн.

Программа, написанная на языке Visual BASIC, предполагает творческое участие студентов в ее эксплуатации.

РОЛЬ СПЕЦКУРСОВ "МЕДИЦИНСКАЯ ЭКОЛОГИЯ" И "СТАТИСТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ  
МЕДИЦИНСКОЙ ФИЗИКИ" В ПОДГОТОВКЕ СТУДЕНТОВ ПО СПЕЦИАЛИЗАЦИИ  
"МЕДИЦИНСКАЯ ЭЛЕКТРОНИКА"

И. М. Кугейко

Белорусский государственный университет, г. Минск

В рамках спецкурса "Медицинская экология" рассматриваются две основные задачи: текущий учет изменений в окружающей среде и человеке, а также прогноз этих изменений. Успех в решении данных задач в огромной степени зависит от эффективного контроля (мониторинга) общего состояния окружающей среды и человека с тем, чтобы точно знать, когда и где необходимо принимать меры и какие именно. Очевидно, что студенту-радиофизику, специализирующемуся по медицинской электронике, наиболее необходимо знание всех достижений в области диагностики параметров окружающей среды, неблагоприятным образом отражающихся на состоянии здоровья человека. Изучению радиофизических методов в медицинской диагностике (экологическому медицинскому мониторингу), а также освоению общих принципов проектирования измерительных систем данного назначения посвящено основное содержание спецкурса. Однако, хотя в обязанности радиофизика не входит изучение закономерностей организации жизни и здоровья людей, для общего экологического образования уделяется внимание освоению основных концепций и принципов общей экологии.

Важна и роль спецкурса "Статистические методы медицинской физики". Если основные методы и системы диагностики, принципы построения диагностических систем, их клиническое применение и перспективы рассматриваются в спецкурсе "Системы медицинской диагностики", то в курсе "Статистические методы медицинской физики" основное внимание уделяется вопросам статистики в медицине. Причем, в первую очередь рассматриваются вопросы методических погрешностей измерений. Часть времени отводится для рассмотрения проблем обработки результатов измерений. Успешное освоение материала позволит в дальнейшем студенту оценивать как эффективность используемых медицинских систем, так и качество обработки результатов наблюдений.



## НЕКОТОРЫЕ АСПЕКТЫ ОРГАНИЗАЦИИ САМОСТОЯТЕЛЬНОЙ РАБОТЫ ПРИ ВЫПОЛНЕНИИ КУРСОВЫХ И ДИПЛОМНЫХ РАБОТ СТУДЕНТАМИ-РАДИОФИЗИКАМИ

М. М. Кутейко

Белорусский государственный университет, г. Минск

Для студентов-радиофизиков, специализирующихся на кафедре квантовой радиофизики и оптоэлектроники, в организации руководства курсовых и дипломных работ можно выделить следующие особенности. Часть студентов, начиная с 3-4 курсов, участвует в выполнении НИР, проводимых в организованной на кафедре СНИЛ. Для таких студентов нет особой сложности в получении навыков самостоятельной работы. Другая же часть приступает к выполнению курсовых и дипломных работ в процессе выполнения учебного плана и фактически впервые сталкивается с проблемами, возникающими при решении задач, содержащих элементы новизны. Естественно, что им выполнение заданий дается труднее и они должны выработать умение анализировать факты, адаптироваться к дополнительным нагрузкам.

Как для первой, так и второй группы в это время важна роль руководителя. Он должен строить свою работу со студентами таким образом, чтобы пробудить у студентов желание к творческой деятельности. Формы общения со студентами могут быть самыми разнообразными (в зависимости от степени подготовленности студента и его творческих данных). Можно выделить следующие моменты, которые способствуют желанию заниматься творчеством: в первую очередь студенту необходимо ознакомиться с литературой, которая в доступной ему форме раскрывает задачу и перспективы ее решения; составить обзор по решаемой проблеме; поставить студенту доступные ему задачи с элементами научной новизны и постепенным усложнением их; научить оценивать эффективность получаемого решения с использованием компьютерного моделирования решаемой задачи (практически все студенты-радиофизики, не специализирующиеся по ЭВМ, глубокое знание компьютера получают самостоятельно, что само по себе положительно, а кроме того, вызывает дополнительные стимулы к работе из-за совмещения возможностей пользоваться компьютером и решать при этом полезные задачи); получить экспериментальное подтверждение решаемой задачи.

# ИЗУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ПАРАМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА В ЛАБОРАТОРНОМ ПРАКТИКУМЕ ПО КВАНТОВОЙ РАДИОФИЗИКЕ

А.А.Афоненко, И.С.Манах, В.П.Толстых

Белгосуниверситет, г.Минск

Одним из современных методов изучения строения вещества является метод электронного парамагнитного резонанса (ЭПР). В частности, он успешно применяется при определении электронной структуры материалов квантовой электроники. В связи с этим изучение явления ЭПР и его практического применения в исследованию кристаллов, используемых в лазерах, необходимо для студентов специальностей "Радиофизика" и "Физическая электроника".

Лабораторная работа общего практикума по квантовой радиофизике, состоит из трех разделов. В первой части работы рассматриваются элементы теории ЭПР, включая условия его наблюдения, понятия спиновой и спин-спиновой релаксаций, фактора спектроскопического расщепления ( $g$ -фактор), причины, обуславливающих ширину ЭПР-линии поглощения. Здесь же приводятся методики их измерения и основные характеристики спектров ЭПР. К ним относятся: интенсивность поглощения, пропорциональная концентрации парамагнитных центров ( $N$ ), ширина и форма линии ЭПР, связанные с взаимодействием ПЦ с окружающей матрицей;  $g$ -фактор определяемый спин-орбитальным взаимодействием. Далее рассматриваются принцип действия простейшего спектрометра ЭПР и его основных узлов: СВЧ-тракта, включающего генератор СВЧ на основе диода Гавна, резонатора СВЧ и детекторного  $p-i-n$  диода; электромагнита; узлов усиления и регистрации сигналов ЭПР. Рассматривается работа специализированного спектрометра ЭПР "Минск-12" и приводятся инструкция по работе на нем. В заключительном разделе приводится задание по лабораторной работе. В качестве образцов для исследования выбраны кристаллы облученного нейтронами алмаза, которые вместе с порошком  $MgO : Mn^{2+}$  помещены в ампулу-держатель, и кристалл рубина, закрепленный в определенной ориентации на держателе. Первый образец (О-I), дающий в спектре ЭПР изотропную линию, связанную с радиационными дефектами в алмазе, и шесть равноудаленных линий, принадлежащих сверхтонкому взаимодействию ионов  $Mn^{2+}$ , применяется для определения основных параметров спектров ЭПР. Во втором образце (О-II) парамагнетизм обусловлен наличием в  $Al_2O_3$  ионов  $Cr^{3+}$ , для которых характерна система из четырех энерге-

тических уровней и который применяется для изучения анизотропных свойств электронных уровней. В работе предусмотрено математическое моделирование формы линий ЭПР с помощью ПЭВМ исходя из наблюдаемых спектров ЭПР.

Для образца О-II разработаны следующие задания:

- проградуировать шкалу индикатора магнитного поля спектрометра "Мивск-12";
- определить интенсивности линий ЭПР, соответствующих спектральным переходам  $(1/2, 3/2)$ ,  $(3/2, -1/2)$ ,  $(3/2, -3/2)$ ,  $(1/2, -1/2)$  в зависимости от угла между направлением магнитного поля  $H$  и кристаллической осью рубина.

Для проведения математического моделирования используется образец О-III - порошок природного известняка, содержащий вещества:  $\text{CaO} : \text{Mn}^{2+}$  и  $\text{MgO} : \text{Mn}^{2+}$ . Ионы  $\text{Mn}^{2+}$  в двух кристаллических решетках дают сверхтонкую структуру из 6 линий ЭПР с близкими значениями параметров сверхтонкой структуры. В результате в спектре ЭПР наблюдаются шесть пар слаборазрешенных линий ЭПР. Для математического моделирования на ПЭВМ разработано следующее задание:

- 1) разрешить наблюдаемые линии ЭПР О-III и определить их интенсивность и ширину, если известно, что для  $\text{MgO} : \text{Mn}^{2+}$ -образца ширина линии равна  $0,08 \text{ мТл}$ , а ее форма - лоренцева;
- 2) определить форму линии ЭПР для облученного алмаза;
- 3) определить форму линий ЭПР, соответствующих разным электронным переходам для ионов  $\text{Cr}^{3+}$  в рубине;
- 4) определить площади под кривыми поглощения вышеуказанных линий ЭПР.

Таким образом, после выполнения данной лабораторной работы студенты не только приобретут навыки работы на радиоспектрометре ЭПР, научатся обчислять спектры ЭПР, но и глубже познакомятся с электронной подсистемой рубина - одного из основных материалов квантовой электроники.

## ИЗУЧЕНИЕ НА ПЭВМ СПЕКТРОВ УСИЛЕНИЯ КВАНТОВЫХ ЯМ В ЛАБОРАТОРНОМ ПРАКТИКУМЕ

В.К.Колоненко, И.С.Манак, С.В.Наливо  
Белгосуниверситет, Минск, Беларусь

Так как физические процессы, протекающие в квантоворазмерных гетероструктурах, описываются сложными уравнениями, затрудняющими аналитический расчет и анализ, приходится использовать методы математического моделирования для изучения влияния различных параметров на статику и динамику этих процессов. Данная работа посвящена изучению спектров усиления квантовых ям с помощью программного комплекса, написанного на языке Pascal. Расчет спектров проведен в модели прямых переходов для гетероструктуры  $GaAs - Al_xGa_{1-x}As$ . Произведен учет подзон тяжелых и легких дырок и поляризационной зависимости вероятности оптических переходов. Поляризационный фактор, характеризующий зависимость вероятности оптических переходов, зависит от типа моды (TE или TM), рода уровней (тяжелые или легкие дырки) и частоты света. Вследствие малости толщины активного слоя рассчитываются спектры волноводного усиления. Уровень возбуждения квантовой ямы задается положением квазиуровней Ферми. Также производится расчет спектров усиления с учетом контура спектральных линий испускания.

Студентам предлагается изучить и проанализировать поляризационную зависимость спектров усиления для квантовых ям разной ширины и барьеров, отличающихся концентрацией Al, при разных уровнях возбуждения квантовой ямы в диапазоне температур 70 – 400К. Также предлагается рассмотреть влияние спектрального уширения, обусловленного внутривозбужденной релаксацией носителей по энергии и импульсу, на ширину и форму спектра усиления. Спектральное уширение характеризуется функцией, описывающей контур линии спектрального испускания, и параметром уширения, определяющим ширину контура линии.

С помощью программного комплекса могут быть рассчитаны спектры усиления квантовой ямы при различных значениях вышеперечисленных параметров. Возможен расчет семейств характеристик при одном меняющемся параметре и фиксированных остальных. Результаты расчета сохраняются в файлах данных и могут быть выведены на дисплей в виде графиков или распечатаны на принтере.

# ИЗУЧЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ И СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК $n-i-p-i$ СТРУКТУР В СПЕЦПРАКТИКУМЕ

В.К.Ковоноенко, И.С.Манах, Д.В.Ушаков  
Белгосуниверситет, г.Минск, Беларусь

Данная лабораторная работа является обязательной в цикле заданий компьютерного практикума по физике полупроводниковых материалов и посвящена изучению энергетических и спектральных характеристик  $n-i-p-i$  кристаллов - нового класса полупроводниковых структур, состоящих из последовательности слоев  $n$ - и  $p$ -типа с легированными слоями между ними.

Показано, что свойства таких структур определяются толщинами слоев  $n$ - и  $p$ -типа  $d_n$  и  $d_p$ , концентрацией доноров и акцепторов  $N_d$  и  $N_a$ , толщиной легированного  $i$ -слоя  $d_i$ , а также концентрациями неравновесных электронов и дырок  $n$  и  $p$ . Периодическое легирование кристалла донорами и акцепторами приводит к возникновению модуляции энергии краев зоны проводимости и валентной зоны. При этом, возмущающие потенциальные ямы имеют параболический профиль с линейными участками в  $i$ - областях.

В работе анализируются: трансформация потенциального рельефа; решение уравнения Шредингера для электронов и дырок в потенциальном поле  $n-i-p-i$  кристалла; положение уровней подзон в квантовых ямах при различных концентрациях и толщинах слоев примесей, периода структуры  $d$  и для различных значений параметра насадки  $\gamma = \frac{N_d}{N_a}$ . Исследуется периодическая  $n-i-p-i$  структура с учетом влияния потенциальных ям друг на друга, приводящего к возникновению дисперсии энергии  $E(k_x)$ . Студенты могут убедиться, что для значений энергий, больших глубины потенциального рельефа, энергии уровней с учетом предыдущих подзон растет с номером уровня по квадратичному закону.

Анализируется также характер изменения спектров поглощения и спонтанного испускания при различных значениях параметра насадки  $\gamma$ . При этом можно установить, что с ростом  $\gamma$  происходит сдвиг спектров в сторону больших частот, а значительное изменение коэффициента поглощения с ростом параметра насадки происходит в области частот вблизи эффективной ширины запрещенной зоны, а для больших частот с увеличением параметра насадки коэффициент поглощения практически не изменяется.

# КОМПЬЮТЕРНЫЙ АНАЛИЗ ДИНАМИКИ ГЕНЕРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ РАЗРЕЗНЫМ ДИОДОМ В ЛАБОРАТОРНОМ ПРАКТИКУМЕ

В.И.Ермаченя, И.С.Манах  
Белгосуниверситет

Анализ динамики генерации излучения двухкомпонентным инжекционным лазером проводится на основе системы из трех скоростных уравнений, описывающих баланс электронов в каждой из двух секций разрезного диода, и баланс фотонов в резонаторе. В принятой модели полагается, что изменение концентрации электронов может происходить в результате инжекции тока через  $p-n$  переход в первой и второй секциях, спонтанной и стимулированной рекомбинации. В уравнении баланса фотонов в резонаторе учитываются скорость поступления в лазерную моду фотонов, испущенных в результате стимулированной и спонтанной рекомбинации, а также потери в результате вывода излучения из резонатора. В расчетах коэффициент усиления аппроксимируется в виде квадратичного полинома. Область автомодуляционных пульсаций излучения соответствует неустойчивым решениям системы скоростных уравнений и может быть рассчитана на основе критерия Рауса-Гурвица. Расчет пороговой кривой проводится по условию равенства в начале генерации коэффициента усиления коэффициенту потерь для стационарных значений концентраций носителей заряда. При переходе через пороговую кривую система возбуждается во второе состояние и на ватт-амперной характеристике появляется скачок (гистерезис характеристики).

В заданных преподавателем пределах изменения величины, входящих в кинетические уравнения, студентам предлагается рассчитать области возможных режимов работы разрезного диода; изменить один из параметров лазера, получить новые границы областей, и оценить влияние на них изменяемого параметра; для полученных областей рассчитать временные зависимости плотностей носителей заряда и фотонов; определять, имеет ли место переходный процесс в виде релаксационных пульсаций или же стационарные значения не устанавливаются; сравнить зависимость коэффициента усиления от плотности фотонов в резонаторе для области бистабильного режима работы и ее пределы; получить ватт-амперные характеристики инжекционного лазера с неоднородным возбуждением для значений токов инжекции, соответствующих его триггерному поведению.

КОМПЛЕКСНЫЙ ПОДХОД В ОРГАНИЗАЦИИ ЛАБОРАТОРНОГО  
ПРАКТИКУМА ПО ГАЗОВЫМ ЛАЗЕРАМ

В. А. Картазаев

Гродненский государственный университет им. Я. Купалы

В лабораторном практикуме по газовым лазерам чрезвычайно важно, чтобы студенты детально разобрались в механизмах работы лазеров, научились измерять основные параметры лазерного излучения. В данном сообщении предлагается комплексный метод в организации лабораторного практикума по газовым лазерам. Суть данного методического подхода состоит в том, что проведя комплексное, детальное исследование одного лазера, студенты приобретут знания и умения, позволяющие проводить исследования любого типа газовых лазеров. Для достижения указанных целей в лабораторный практикум для студентов, специализирующихся по лазерной физике, введен цикл из четырех лабораторных работ по He-Ne-лазеру. Для понимания основ работы лазера необходимо знать физические процессы, происходящие в активной среде гелий-неонового лазера. Решению этой задачи посвящена первая лабораторная работа "Процессы возбуждения в лазере". Цель работы - исследование механизма возбуждения в He-Ne-лазере, измерение константы скорости реакции передачи энергии от метастабильных атомов гелия атомам неона. В работе используется метод послесвечения импульсного разряда. Регистрация излучения проводится в режиме счета фотонов. Лабораторная работа № 2 "Определение концентрации атомов методом поглощения" дает возможность студентам выполнить измерения зависимости концентрации метастабильных атомов гелия и неона в гелий-неоновой смеси от разрядного тока. На основе данных измерений студенты делают выводы о процессах возбуждения метастабильных атомов. Третья лабораторная работа "Модовая структура поля и расходимость излучения He-Ne-лазера" позволяет изучать основные свойства устойчивых оптических резонаторов и получать знания по их практическому применению, исследовать зависимость между модовой структурой поля и угловой расходимостью лазерного луча. В четвертой лабораторной работе цикла "Исследование интерферометра Фабри-Перо для определения газовой температуры разряда и контура линии генерации He-Ne-лазера" студенты измеряют газовую температуру разряда, определяют длину и время когерентности.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЛАЗЕРОВ С ПОПЕРЕЧНЫМ РАЗРЯДОМ В ПРОВЕДЕНИИ  
СПЕЦПРАКТИКУМОВ ПО ЛАЗЕРНОЙ ФИЗИКЕ И СПЕКТРОСКОПИИ

С.С.Ануфрик, К.Ф.Зноско

Гродненский госуниверситет им.Я.Купалы

В настоящее время, когда при постановке ряда лабораторных практикумов по лазерной физике и спектроскопии ощущается недостаток источников когерентного ультрафиолетового излучения, весьма актуальным является создание и внедрение простых, надежных лазерных систем на основе эксимерных и азотных лазеров, позволяющих решать широкий круг учебных и научных задач.

На кафедре лазерной физики и спектроскопии Гродненского госуниверситета разработаны и создан ряд малогабаритных эксимерных и азотных лазеров с поперечным разрядом, которые могут широко использоваться как в научных, так и в учебных целях. Эксимерные лазеры позволяют генерировать импульсы излучения длительностью ~20 нс с энергией генерации до 30 мДж. Азотные лазеры генерируют импульсы длительностью ~6 нс, с мощностью ~200 кВт и частотой до 25 Гц. Детали схем возбуждения и конструкции описаны в [1].

Эксимерные лазеры используются в спецлаборатории "Лазеры на красителях", в ряде лабораторных работ в качестве источников накачки. В частности, применяются они при изучении как широкополосной, так и узкополосной генерации растворов органических красителей, при исследовании расходимости их излучения, при исследовании спектрального состава, диапазона перестройки. Азотные лазеры используются для возбуждения лазеров на красителях с распределенной обратной связью.

В спецлаборатории "Газовые лазеры" изучаются принципы работы и конструкции самих эксимерных и азотных лазеров. В спецлаборатории по нелинейной оптике они используются для демонстрации нелинейных эффектов. Используются они также и в практикуме по применению лазеров, при выполнении курсовых и дипломных работ.

1. Малогабаритный эксимерный лазер / С.С.Ануфрик, А.П.Володежков, К.Ф.Зноско, А.Д.Курганский // Тез.докл. 7 Межд.конф. по лазерной физике и спектроскопии, 25-27 сентября 1995 г., г.Гродно, с.104-105.



ИСПОЛЬЗОВАНИЕ УНИВЕРСАЛЬНОЙ ЛАЗЕРНОЙ СИСТЕМЫ НА ОСНОВЕ  
РАСТВОРОВ КРАСИТЕЛЕЙ В ПРОВЕДЕНИИ СПЕКТРАЛЬНЫХ РАБОТ ПО  
ЛАЗЕРНОЙ ФИЗИКЕ И СПЕКТРОСКОПИИ

С.С.Ануфрик, В.В.Тарковский  
Гродненский государственный университет

В настоящее время, когда при постановке специальных лабораторных практикумов по лазерной физике и спектроскопии очень остро ощущается недостаток необходимого современного оборудования, а также существуют трудности его приобретения, весьма актуальным является создание универсальных лазерных систем, позволяющих решать широкий круг учебных и научных задач.

На кафедре лазерной физики и спектроскопии Гродненского государственного университета создана универсальная лазерная система на основе растворов красителей, которая может широко использоваться как в научных, так и учебных целях. Ее основой является лазер на красителях с ламповой накачкой, в разрядный контур которого могут включаться четыре типа емкостных накопителя. Это дает возможность получать импульсы накачки и генерации от единиц до десятков микросекунд с энергией генерации 1-3 Дж. В данной лазерной системе могут быть использованы различные типы лазерных головок, в которых применяются как стандартные импульсные трубчатые лампы, так и компактные лампы. Несколько лазерных головок могут работать синхронно. Обеспечивается эффективная генерация в спектральном диапазоне 430-640 нм. Кроме того, созданная лазерная система позволяет строить высокоэффективные лазеры-преобразователи микросекундной длительности с малой расходимостью [1]. Любая из используемых лазерных головок может быть задействована для накачки голографического РСО-лазера.

Созданная универсальная лазерная система позволяет реализовать различные методы лазерной спектроскопии, проводить исследования новых лазерных красителей, решать некоторые задачи лазерной медицины, а также служить основой для проведения лабораторных практикумов по лазерной физике и спектроскопии.

И.Пачко С.А., Мостовников В.А., Тарковский В.В. Микрант, спектроскопия. - 1985. - 22, №1. - 165-162.

СОЧЕТАНИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ МЕТОДОВ  
ПРИ ИЗУЧЕНИИ САМО- И ДЕФОКУСИРОВКИ СВЕТА  
В СПЕЦПРАКТИКУМЕ ПО НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИКЕ

С.С.Ануфрик, В.В.Курстак

Гродненский госуниверситет им.Я.Купалы

Экспериментальное изучение различных нелинейно-оптических явлений связано с определенными техническими сложностями. К одному из таких явлений относится самофокусировка света. В связи с этим целесообразным является изучение данного явления теоретически. В спецпрактикуме по нелинейной оптике на кафедре лазерной физики и спектроскопии Гродненского госуниверситета разработана и проводится расчетная работа на компьютере по изучению распространения света в фокусирующих и дефокусирующих средах. Методом Рунге-Кутты четвертого порядка выполняется численное решение дифференциального уравнения второго порядка для перетяжки гауссова пучка, распространяющегося в нелинейной среде, с последующей графической обработкой данных. Характер взаимодействия излучения со средой, свойства среды, а также параметры излучения могут изменяться по усмотрению пользователя в соответствии с поставленной задачей. В частности, считываются параметры лазерного пучка, испытывающего тепловую дефокусировку.

Чрезвычайно близка указанной работе по теме другая работа спецпрактикума - "Тепловое самовоздействие излучения". Это экспериментальная работа, в которой исследуется тепловая дефокусировка излучения аргонового лазера в поглощающей среде - спиртовом растворе бриллиантового зеленого. В работе исследуется зависимость изменения показателя преломления раствора от мощности лазерного излучения, определяется фокусное расстояние наведенной тепловой линзы. Полученные экспериментальные данные сравниваются с результатами компьютерных расчетов, полученными в предыдущей работе. Такое сочетание теоретических методов изучения с экспериментальными, использование полученных расчетных данных и их сравнение с аналогичными результатами измерений существенно углубляет приобретенные знания студентов, способствует более прочному их усвоению.

**ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА**  
**"ОБРАЩЕНИЕ ВОЛНОВОГО ФРОНТА" С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ**  
**КОМПЬЮТЕРА**

Викт. В. Шепелевич, А. Л. Толстик

Мозырский государственный педагогический институт

При изучении спецкурсов и спецпрактикумов оптического направления весьма полезна постановка лабораторной работы по вопросам современной оптики. Одним из сравнительно новых оптических явлений, имеющих широкий спектр практических применений, является обращение волнового фронта (ОВФ), впервые реализованное методом динамической голографии Б.И. Степановым, Е.В. Ивакиным и А.С. Рубановым в 1970г. [1]. Использование в таких экспериментах регистрирующих сред с зубичной нелинейностью требует применения мощного источника когерентного света, как правило, импульсного лазера. В лабораторном практикуме удобнее иметь дело с маломощным газовым лазером, работающим в непрерывном режиме. Поэтому в качестве регистрирующей среды можно использовать фоторефрактивный кубический кристалл  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ , который известен как одна из самых высокочувствительных сред в динамической голографии.

Работа выполняется по стандартной схеме [2], в основном повторяющей классическую [1]. Для исследования динамических характеристик процесса ОВФ на базе четырехволнового взаимодействия целесообразно использовать систему детектор — аналого-цифровой преобразователь — компьютер. Применение компьютера позволяет записывать динамические характеристики процесса ОВФ при различных условиях проведения эксперимента, устанавливать теоретические зависимости эффективности ОВФ от различных параметров и сравнивать их с экспериментальными данными, теоретически определять оптимальные условия эксперимента.

В лабораторной работе исследуются теоретическая и экспериментальная зависимости ОВФ от ориентации кристалла, обосновывается необходимость одновременного учета электрооптического, пьезоэлектрического эффектов, явления фотоупругости, а также оптической активности кристалла.

1. Степанов Б.И., Ивакин Е.В., Рубанов А.С. О регистрации плоских и объемных голограмм в просветляющихся веществах // ДАН СССР. - 1971. - Т. 150, №3. - С. 567-569.

2. Шепелевич Вик.В. Зависимость эффективности четырехволнового взаимодействия в  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  от ориентации кристалла // Вестн. Белорус. ун-та. Сер. I: Физ.Мат.Мех. - 1992. - №3. - С. 21-23.

ФИЗПРАКТИКУМ "ПРИМЕНЕНИЕ ЛАЗЕРОВ" В СИСТЕМЕ ПОДГОТОВКИ  
БУДУЩЕГО УЧИТЕЛЯ ФИЗИКИ

И.А.Курстах, Л.Н.Хуторская

Гродненский госуниверситет им.Я.Купалы.

Часть работ практикума "Применение лазеров" рассматривает аспекты применения лазерной техники в школьном курсе физики и имеет целью способствовать более глубокому пониманию изученного ранее, а также выработке и совершенствованию умений по передаче знаний. Известные из оптики вопросы рассматриваются на совершенно новой материальной базе. Выполнение работ способствует осмыслению влияния различных параметров лазерного излучения на качество наблюдаемой картины, обеспечивающих высокую наглядность и достоверность демонстрируемых эффектов (когерентность и монохроматичность при наблюдении интерференции и дифракции, высокая интенсивность при наблюдении рассеяния света). Достаточная простота реализации демонстраций позволяет в каждой работе исследовать влияние одного или нескольких параметров лазерного излучения на значения наблюдаемых или регистрируемых величин.

Практически каждая работа практикума дает возможность углубленного изучения физики явлений, например, поляризации, люминесценции или изменения поляризации излучения при полном внутреннем отражении.

При защите лабораторной работы студенту необходимо подготовить методическую модель демонстрации соответствующего явления, отвечающую требованиям современного школьного курса физики. Выполнение заданий по построению таких моделей позволяет увязывать психолого-педагогические аспекты профессиональных умений учителя с научностью объяснений и высокой наглядностью демонстраций.

Овладение методикой эксперимента с использованием выше-названных свойств лазерного излучения дает возможность студентам выполнять задания на исследовательском уровне, будет способствовать формированию теоретического подхода к подготовке эксперимента и его организации.

Авторский указатель

- Агияшев И.Н. - 87  
 Александрова Е.Н. - 27  
 Алексеев Д.В. - 129  
 Ануфрак С.С. - 57,68,144,145,146  
 Аршинов К.И. - 61  
 Афоненко А.А. - 6,134,138  
 Беородный В.И. - 79,80  
 Борвсов В.И. - 53,116  
 Булай А.П. - 95,96  
 Вайтекунас П. - 126  
 Валах В.В. - 75  
 Валеватый Н.А. - 100  
 Валентюк А.П. - 105  
 Васильевский С.А. - 71  
 Виленичи Б.Б. - 65,74,81  
 Водчид А.И. - 40  
 Войтиком С.В. - 17  
 Волков В.П. - 95,96  
 Володенков А.П. - 68  
 Воролай Е.С. - 27,75,128  
 Гайда Л.С. - 57  
 Гайсенок П.В. - 4:  
 Галчеренок И.И. - 45,59  
 Гераскиенко Е.Ф. - 73  
 Гиргель С.С. - 84  
 Горбачевич С.К. - 35  
 Горобец В.А. - 68,114  
 Грабчилов А.С. - 40  
 Грибковскый В.П. - 8,17,48,49  
 Гуделев В.Г. - 19,70  
 Гуринювич И.И. - 115  
 Гурский А.Л. - 8,11  
 Дементьев В.А. - 99,101  
 Дерезяшко П.А. - 79  
 Дзьявар Д.В. - 98  
 Доля Э.Б. - 77  
 Дунява Е.Б. - 34,43  
 Дутов Д.А. - 132  
 Егоров П.Н. - 83,90  
 Ермачева В.И. - 142  
 Жаврид Э.А. - 27  
 Жгирола Е.Г. - 127  
 Жданко В.А. - 135  
 Ждановский А.А. - 65  
 Журия Ю.П. - 19,70  
 Захаров И.П. - 100  
 Звонко К.Ф. - 68,144  
 Иванов В.А. - 115  
 Иванова П.А. - 87  
 Ищенко А.А. - 79  
 Кабанов В.В. - 32  
 Каоак П.С. - 60,125  
 Карабанова Л.В. - 79  
 Карелин Н.В. - 44  
 Каряк Е.Д. - 55,56,71,72  
 Карпук С.М. - 86  
 Картабаев В.А. - 57,143  
 Картабаева С.А. - 57  
 Катрацки Е.Г. - 60,125  
 Кирсеел А.Э. - 125  
 Ковчур С.П. - 78  
 Кошлов К.В. - 66  
 Кошопалко В.К. - 6,46;47,54,140,141  
 Кошяев В.П. - 48  
 Корняенко А.А. - 34,43  
 Коростик К.Н. - 24,118,119,120  
 Костко В.С. - 82,116  
 Крол А.М. - 53,116  
 Ксенофонтова Н.М. - 28  
 Кугейко М.М. - 10,113,130,131,  
 133,136,137  
 Куоьмин А.Н. - 48  
 Кулак Г.В. - 37,38  
 Куцесвяч Б.Ф. - 66  
 Курганский А.Д. - 68  
 Курстах В.Ю. - 146

- Курстах И.А. - 148  
 Лебеден В.И. - 53  
 Лемель Н.И. - 65,81  
 Лешенюк Н.С. - 61  
 Лясенкова А.М. - 28,129,131,132  
 Луговский А.П. - 27  
 Лысюкова О.Н. - 98  
 Магаев Н.В. - 125  
 Маклаков В.П. - 116  
 Малащенко А.Т. - 125  
 Манах И.С. - 6,24,28,46,47,54,76,  
 107,129,134,138,140,  
 141,142  
 Марко И.П. - 51  
 Мойсейчук С.Л. - 125  
 Наливко С.В. - 6,140  
 Некрашевич Я.И. - 64  
 Никеевко Н.К. - 48,115  
 Носкова М.С. - 105  
 Омельчук И.Н. - 83  
 Оношко Д.М. - 113  
 Орлов Л.Н. - 63,64  
 Орловяч В.А. - 40  
 Осадчий А.В. - 55,56  
 Павленко В.К. - 60,125  
 Паращук В.В. - 49  
 Петухов В.О. - 66,114  
 Пихулик В.Г. - 121  
 Поляков А.В. - 119  
 Поляков М.Е. - 52  
 Попов Ю.В. - 24  
 Предко К.Г. - 98,100  
 Прямая И.У. - 102  
 Прокопеев А.Н. - 49  
 Процко С.В. - 41  
 Рассадня С.А. - 54  
 Романов О.Г. - 86  
 Романенко А.А. - 102  
 Ропот П.И. - 88,90  
 Рубанов А.С. - 3,86  
 Рудой А.Г. - 72  
 Русаков К.И. - 49  
 Рутковский Ф.К. - 103  
 Рыженич А.А. - 60,125  
 Рябцев Г.И. - 48  
 Савва В.А. - 77  
 Самцов М.П. - 27,75,128  
 Свиркина Л.П. - 19  
 Серебрякова Л.М. - 97  
 Сидоренко А.В. - 123  
 Сивавичюс Ч.-С. - 126  
 Сляба П.А. - 95,96  
 Сломинский Ю.Л. - 79  
 Собчук А.Н. - 131  
 Сотский А.Б. - 10  
 Старовойтов Л.Е. - 92  
 Стаськов Н.И. - 92  
 Стецяк В.М. - 73  
 Сюркина Е.В. - 133  
 Тарковский В.В. - 145  
 Титов А.Д. - 41  
 Толстик А.Л. - 85,86,87,147  
 Толстых В.П. - 138  
 Точинский С.Я. - 114  
 Ушаков Д.В. - 47,141  
 Фираго В.А. - 107,111,121  
 Фирсов А.А. - 89  
 Фурунжиев Э.Р. - 46  
 Шаль Хаваг - 63  
 Харевич Д.Л. - 76  
 Хойкен М. - 11  
 Хомченко А.В. - 102  
 Хугорская Л.Н. - 148  
 Чалей А.В. - 87  
 Чалов В.Н. - 75,128  
 Червов С.М. - 91  
 Чернявская Э.А. - 127  
 Чубаров С.И. - 28,117,118  
 Чураков В.В. - 66,114  
 Шаблювский Я.О. - 84

Шарочкина И.В. - 59  
Шевченко К.А. - 75  
Шелепевич А.Н. - 120  
Шелепевич В.В. - 88,89,90,135,147  
Шилова С.В. - 117  
Astafieva L.G. - 58  
Bondarchik L.A. - 62  
Gaiko D.L. - 62,67  
Jakob G. - 21  
Ledneva G.P. - 58  
Nekrashevich J.J. - 62

Шляжас Р. - 126  
Юаченко В.П. - 50  
Юревич В.А. - 14,91  
Яблонский Г.П. - 8,11  
Ясинский В.М. - 19,69,104  
Nevdab V.V. - 62,67  
Orlov L.N. - 62,67  
Sachtnikov V.A. - 21  
Schiffner G. - 21  
Tolmachev V.A. - 93

## СОДЕРЖАНИЕ

А.С.Рубаков. Лазерная физика и технология .....	3
В.П.Грибковский. Инжекционные лазеры .....	5
В.К.Конюшенко, А.А.Афоняев, И.С.Манах, С.В.Наливако. Асимметричные квантоворазмерные гетероструктуры - новый тип лазерных систем: спектр и динамика излучения ....	6
В.П.Грибковский, А.Л.Гурский, Г.П.Яблонский. Полупроводниковые лазеры со стримерной накачкой - состояние проблемы и перспективы .....	8
А.Л.Гурский, Г.П.Яблонский, М.Ховкел. Эпитаксиальные гетероструктуры на базе соединений $A^3B^5$ и лазеры с оптической накачкой на их основе .....	11
В.А.Юренич. Фазовая неустойчивость в автомодуляционных режимах получения твердотельных лазеров .....	14
С.В.Войтков, В.П.Грибковский. Динамика носителей и ультракоротких импульсов в квантоворазмерных лазерах с эффектами диффузионного и квантового транспорта носителей заряда .....	17
Л.П.Свирина, В.Г.Гуделев, Ю.П.Журик, В.М.Яслицкий. Поляризационная динамика в газовых лазерах с анизотропными резонаторами .....	19
V.A.Saetchnikov, G.Schiffner, G.Jakob. Investigation of the mode coupling and interference in large mode volume waveguide and slab resonators .....	21
К.И.Коростих, И.С.Манах, Ю.В.Поном. Инжекционные лазеры в светодальнометрии .....	24
Е.С.Воропаев, А.П.Луговский, М.П.Самцов. Лазерная фотодинамическая терапия высококачественных новообразований и новые фотосенсибилизаторы .....	27
Н.М.Ксенофонтова, А.М.Лисенкова, И.С.Маньх, С.И.Чубаров. Терапевтические применения полупроводниковых лазеров ...	28
В.В.Кабалов. Сферически симметричные структурные резонаторы: квантово-механическая аналогия .....	32
А.А.Кэрниско, Е.Б.Душина. Конфигурационное взаимодействие в теории кристаллического поля .....	34
Г.В.Кулах. Акустооптическое взаимодействие в одноосных ги-ротронных кристаллах теллура .....	37



А.С.Грбчи́ков, А.И.Волчи́ц, В.А.Орлови́ч. Негауссова статистика излучения ВКР при широкополосной накачке .....	40
С.В.Про́шко, А.Д.Тито́в. Некубические уголко́вые отражатели для лазерных резонаторов .....	41
Е.Б.Дуя́ина, А.А.Коря́ненко. Расчет интенсивностей $f - f$ переходов в приближении сильного конфигурационного взаимодействия .....	43
И.В.Каре́лял. Соотношение неопределенностей для частичнокогерентных полей - многомерный случай .....	44
И.В.Гайсе́пок, И.И.Галче́ренко. К теории генерации лазеров на красителях: учет поглощения во возбужденного синглетного состояния молекул активной среды .....	45
В.К.Копо́ненко, И.С.Ма́нах, Э.Р.Фуру́нжиев. Насыщение усиления в квантоворомерных гетероструктурах .....	46
Д.В.Уша́ков, В.К.Копо́ненко, И.С.Ма́нах. Излучательные характеристики $n - i - p - i$ кристаллов .....	47
В.П.Грибко́вский, В.П.Копя́ев, А.Н.Куо́бьян, Н.К.Ние́епко, Г.И.Ря́бцев. Температурная зависимость внутренних параметров мощных $InGaAs/AlGaAs$ гетеролазеров .....	48
В.В.Пара́цук, В.П.Грибко́вский. Излучательные процессы при стримерном разряде в полупроводниках .....	49
В.Н.Ювче́нко. Форма спектральных полос примесной рекомбинации в опитахвалдных слоях $ZnSe$ .....	50
И.П.Ма́рко. Фотолюминесценция и генерация света в опитахвалдных слоях $ZnSe$ .....	51
М.Е.Поля́ков. Возможный источник механиoluminesценции в лазерных дводах .....	52
В.И.Бори́сов, А.М.Кро́л, В.И.Лебе́дев. Изучение корреляции между деградацией полупроводниковых лазеров и автокорреляционной функцией первого порядка их излучения .....	53
В.К.Копо́ненко, И.С.Ма́нах, С.А.Расса́дня. О применимости метода Норде для определения электродиффузионных параметров полупроводниковых инжекционных источников излучения ...	54
Е.Д.Кари́х, А.В.Оса́дчий. Мультипликативный конгруэнтный датчик случайных чисел для имитации стохастической обратной связи в лазере .....	55
Е.Д.Кари́х, А.В.Оса́дчий. Мирхаос в инжекционном лазере со стохастической внешней обратной связью .....	56

С.С.Ануфрик, В.А.Картышев, С.А.Карташова, Л.С.Гайда. Ухоположенный лазер на красителях с подавлением флэш усиленной спонтанной люминесценции .....	57
L.G.Astafieva, S.P.Ledneva. Heating of a dye-doped polystyrene microlaser by pumping radiation .....	58
И.В.Шапоchkина, И.И.Гайдаренко. Поляризационная оптимизация КПД генерации лазеров на красителях .....	59
Н.С.Калак, В.К.Павлюков, Е.Г.Катражи, А.А.Рыжневич. Спектрально-пространственные параметры широкополосных лазеров с "пеллинейным зеркалом" .....	60
К.И.Аршинов, Н.С.Лешепюк. Определение вероятности спонтанного получения ударной стривы лазерных линий молекулы $CO_2$ и ее температурной зависимости .....	61
L.N.Orlov, L.A.Bondarchik, O.L.Gaiko, J.I.Nekrashevich, V.V.Nevdab. Compact slab and annular $CO_2$ lasers .....	62
Л.Н.Орлов, Ш. аль Хазат. Об особенностях механизма генерации газовых лазеров при возбуждении высокочастотным емкостным разрядом .....	63
Л.Н.Орлов, Я.И.Некрасевич. Гибридная конструкция плапарного волноводного $CO_2$ лазера с поперечной ВЧ накачкой .....	64
Б.Б.Вяленчик, А.А.Ждановский, Н.И.Лемеш. Газовый вихревой проточный лазер .....	65
В.А.Горобел, К.В.Кослов, Б.Ф.Купцевич, В.О.Петухов, В.В.Чураков. Нелинейная динамика $CO_2$ лазера с модуляцией потерь при перестройке частоты генерации в пределах контура усиления .....	66
V.V.Nevdab, O.L.Gaiko, L.N.Orlov. New instabilities in a monomode $CO_2$ laser with intracavity saturable absorber .....	67
С.С.Ануфрик, А.П.Воложенков, К.Ф.Зноско, А.Д.Курганский. Мощный оксимерный лазер .....	68
В.М.Яснинский. Особенности четырехволновых режимов работы одноволнового $He - Ne$ кольцевого лазера с линейными и циркулярными поляризациями волн .....	69
В.Г.Гуделев, Ю.П.Журих. Особенности поляризационного гистерезиса в одно- и двухмодовом лазере .....	70
Е.Д.Кариш, С.А.Васильевский. Инжекционный лазер под действием оптического охосигнала с доплеровским сдвигом частоты .....	71

Е.Д.Карях, А.Г.Рудой. Расчет коэффициента электровного преобразования в квантовом приемнике на основе инжекционного лазера .....	72
В.М.Стеция, Е.Ф.Герасименко. Методика определения помпы спектральных характеристик полупроводникового лазера с использованием автодлжного эффекта .....	73
Б.Б.Вилевич. Фототермометрический метод в диагностике параметров лазерного излучения .....	74
В.В.Валах, Е.С.Вороной, К.А.Шевченко, М.П.Самцов, В.И.Чалов. Аппаратура для определения спектрального состава и пространственного распределения излучения полупроводниковых лазеров .....	75
И.С.Мапак, Д.Л.Харевич. Кинетика экситонной рекомбинации на Zn - O ловушках в фосфиде галлия .....	76
В.А.Савва, Э.Е.Доля. Селективное возбуждение атомов и молекул двумя лазерными импульсами различных частот .....	77
Г.В.Кулах, С.И.Ковчур. Промежуточный режим дифракции света на ультразвуке в планарных гиротронных оптических волноводах во внешнем электрическом поле .....	78
В.И.Везродный, И.А.Деревянко, А.А.Ищенко, Л.В.Карабанова, Ю.Л.Сломинский. Высокостабильные полимерные пассивные затворы для лазеров, излучающих в области 1,3-1,4 мкм .....	79
В.И.Везродный. Пассивные лазерные затворы на основе окрашенных полуретанов для неодимовых лазеров .....	80
И.И.Лемеш, Б.Б.Вилевич. Управление формой в направлении распространения лазерного пучка газовыми струями .....	81
В.С.Костю. $Vi/2$ -светочувствительная среда для He - Ne лазера .....	82
П.И.Егоров, И.И.Омельчук. Дифракция света на наложенных голографических решетках в кубических фоторефрактивных оптически активных кристаллах .....	83
С.С.Гургель, Я.О.Шабловский. Расчет электрогирации в полинейных кристаллах .....	84
С.К.Горбачевич, А.Л.Толстик. Светомодулированное изменение показателя преломления растворов бихромофоров .....	85
С.М.Карлук, О.Г.Романов, А.С.Рубаков, А.И.Толстик. Двухлучковое смешение и запись дикихмических голограмм в полинейном интерферометре .....	86

И.Н.Агяшев, И.А.Иванов, Л.Толстая, А.В.Лей. Управление оптической бистабильностью и динамическим хаосом в нелинейном интерферометре .....	87
П.И.Ропот, В.В.Шепелевич. К вопросу определения фотоупругих постоянных гиротропных кубических кристаллов .....	88
В.В.Шепелевич, А.А.Фирсов. Сравнение двух феноменологических моделей двухволнового взаимодействия в кубических оптически активных шееоокристаллах .....	89
В.В.Шепелевич, П.И.Ропот, И.Н.Егоров. Экспериментальное исследование двухволнового взаимодействия в кубических фоторефрактивных кристаллах во внешнем переменном электрическом поле .....	90
С.М.Чернов, В.А.Юревич. Особенности прохождения коротких оптических импульсов тонким слоем нелинейно-рефрактивной среды .....	91
Л.Е.Старовойтов, И.И.Стасюков. Оптические свойства полимерных пленок, осажденных в вакууме на полимерные подложки .....	92
V.A.Tolmachev. Ellipsometric determination of refractive and extinction indexes, optical profiles, thickness and void fraction of thin film materials .....	93
В.С.Костюк. О температуре облучаемого участка тонкой пленки .....	94
А.П.Булай, В.П.Волков, П.А.Схиба. Фазовые превращения титаносодержащего стекла при комбинированном воздействии лазерного излучения и приповерхностного электрического поля .....	95
А.П.Булай, В.П.Волков, П.А.Схиба. О массопереносе примесей в расплаве стеклообразов при лазерном воздействии на стеклокерамику с покрытием .....	96
Л.М.Серебрякова. Преобразование шумовых компонент поля информации в ОВФ-интерферометре с голограммой ..	97
Д.В.Довнар, О.Н.Лыскова, К.Г.Предко. Использование вероятностного критерия для оптимизации нелинейного алгоритма обработки информации .....	98
В.А.Деметьев. Влияние степени когерентности освещения и параметров двулучепреломления микроробъектов на их изображение в поляризованном свете .....	99

Н.А.Валеватый, И.Л.Захаров, К.Г.Предко. Светоинформационные свойства безаберационной оптической системы с многоугольным прачком .....	100
В.А.Дементьев. Энергетическая структура поля в картине дифракции Фраунгофера на многокольцевой поляризующей маске .....	101
И.У.Примак, А.А.Романенко, А.В.Сотский, А.В.Хомченко. Анализ Фурье-образов отраженного пучка при резонансном возбуждении моды .....	102
Ф.К.Рутковский. Использование лазерного усилителя для углонаправленной оптической связи через вогнутую поверхность воды .....	103
В.М.Ясский. Гетеродинамный лазерный поляриметр для измерения оптической активности .....	104
А.Н.Валентюк, М.С.Наскова. Распространение лазерного луча в бинарной марковской смеси .....	105
М.М.Кутейко. Концепция "безаприорности" в лазерной локационной эксперименте .....	106
В.А.Фираго, И.С.Манах. Пути развития высокоселективных трассовых газоаналитических средств для экологического мониторинга и управления технологическими процессами .....	107
В.А.Фираго. Методы расчета концентрации контролируемых веществ в лазерных абсорбционных газоанализаторах .....	111
М.М.Кутейко, Д.М.Олошко. Моделирование лазерной локационной методики определения первичных оптических характеристик неоднородных молекулярных и аэрозольных сред .....	113
В.А.Горобец, В.О.Петухов, С.Я.Точяцкий, В.В.Чураков. Детектирование загрязняющих атмосферу газов на нетрадиционных переходах ТЕА $CO_2$ лазера .....	114
Л.И.Гуринювич, В.А.Иванов, Н.К.Никеско. Применение перестраиваемого в ближней ИК-области лазерного диода для одновременного контроля $CO$ и $CO_2$ в смеси газов .....	115
В.И.Борисов, А.М.Крол, В.Н.Махлаков. Полупроводниковый лазер с внешним резонатором как датчик твердых частиц в воздухе .....	116
С.И.Чубаров, С.В.Шилова. Параметрическая стабилизация информационного поля оптического компьютера .....	117

К.И.Коростин, С.И.Чубарев. Экспериментальное исследование стабильности электродных и оптоэлектронных контуров ДЗУ в режиме свободной генерации .....	116
К.И.Коростин, А.В.Поляков. Оптимизация замкнутого оптоэлектронного контура с учетом шумов лазера и фотоприемного устройства .....	119
К.И.Коростин, А.И.Шелествич. Метод экспериментального исследования эволюции информационной последовательности при динамическом хранении в замкнутом оптоэлектронном контуре .....	120
В.А.Фираго, В.Г.Пихулик. Функциональные возможности и элементная база автомобильных оптических локаторов .....	121
А.В.Сидоренко. Волоконно-оптические системы передачи для авиации .....	123
Н.С.Каюя, А.В.Киреев, С.Л.Мойсейчук, Н.В.Макаев, А.Т.Малашенко, В.К.Павленко, А.А.Рыженчик, Е.Г.Катранжи. Технологический комплекс для лазерной обработки металлов .....	125
Ч.-С.Сипавичюс, Р.Шляжас, П.Вайтекунас. Лазерный станок для резки профильных элементов из предварительно закаленного листа .....	126
Э.А.Чернышася, Е.Г.Жигрова. Исследование нелинейно-оптических процессов в сложных органических комплексах методом численного моделирования .....	127
Е.С.Воропай, М.П.Самцов, В.Н.Чалов. Аппаратура для исследования кинетики накопления фотосенсибилизаторов-полиметилновых красителей <i>in vivo</i> .....	128
Д.В.Алексеев, А.М.Лисенкова, И.С.Манах. Полупроводниковые лазеры в выжигпластике .....	129
М.М.Кугейко. Проблемы лазерной спектрофелометрии в медицине в некоторые их решения .....	130
М.М.Кугейко, А.М.Лисенкова, А.Н.Собчук. Лазерная спектроскопия комбинационного рассеяния в биомедицинских исследованиях .....	131
Д.А.Лутов, А.М.Лисенкова. Моделирование совместного воздействия лазерного излучения и магнитного поля на биоткань .....	132
М.М.Кугейко, Е.В.Сюркина. Спектральный анализ форменных элементов крови .....	133
А.А.Афоненко, И.С.Манах. Компьютерный анализ режимов работы инжекционного лазера с насыщающимся поглотителем .....	134

В.В.Шепелевич, В.А.Жданко. О компьютерном моделировании объемных голограмм .....	135
М.М.Кугейко. Роль спецкурсов "Медицинская физика" и "Статистические методы медицинской физики" в подготовке студентов по специальности "Медицинская электроника" ....	136
М.М.Кугейко. Некоторые аспекты организации самостоятельной работы при выполнении курсовых и дипломных работ студентами-радиофизиками .....	137
А.А.Афоненко, И.С.Манах, В.П.Толстых. Изучение электроопного парамагнитного резонанса в лабораторном практикуме по квантовой радиофизике .....	138
В.К.Коповенко, И.С.Манах, С.В.Налкяво. Изучение на ПЭВМ спектров усиления квантовых ям в лабораторном практикуме	140
В.К.Коповенко, И.С.Манах, Д.В.Ушakov. Изучение овергетических и спектральных характеристик $n-i-p-i$ структур в спецпрактикуме .....	141
В.И.Ермаченя, И.С.Манах. Компьютерный анализ динамики генерации излучения разрезным диодом в лабораторном практикуме .....	142
В.А.Карташев. Комплексный подход в организации лабораторного практикума по газовым лазерам .....	143
С.С.Ануфрих, К.Ф.Энокло. Использование лазеров с поперечным разрядом в проведении спецпрактикумов по лазерной физике и спектроскопии .....	144
С.С.Ануфрих, В.В.Тарловский. Использование универсальной лазерной системы на основе растворов красителей в проведении спецпрактикумов по лазерной физике и спектроскопии ..	145
С.С.Ануфрих, В.Ю.Курстах. Сочетание теоретических и экспериментальных методов при изучении само- и дефокусировки света в спецпрактикуме по нелинейной оптике .....	146
В.В.Шепелевич, А.Л.Тимстах. Лабораторная работа "Обращение волнового фронта" с использованием компьютера .....	147
И.А.Курстах, Л.Н.Хуторская. Физпрактикум "Применение лазеров" в системе подготовки будущего учителя физики ....	148
Авторский указатель .....	149

Научное издание

Тезисы докладов Межгосударственной научно-технической конференции по квантовой электронике.

Ответственный за выпуск Манах Н.С.

Подписано к печати 30.09.96. Формат 60x84/16. Бумага тип.НЭ.  
Печать офсетная. Усл.печ.л. 9,4. Усл.пр.-отт. 9,4. Уч.-изд.л. 8,0. Тираж  
120 экз. Заказ № 568.

Белгосуниверситет, 220050, Минск, пр.Ф.Скорины,4.

Отпечатано на ротационной машине Белгосуниверситета.

220050, Минск, Бобруйская, 7.